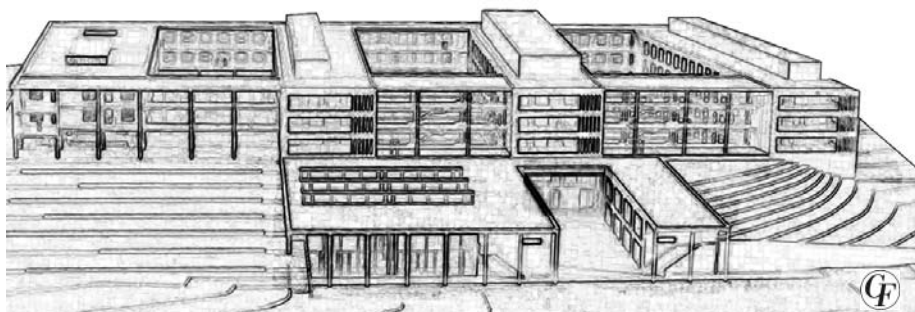


# Institut für Kernphysik

Goethe-Universität  
Frankfurt am Main







Gebäude der Physik  
Campus Riedberg

# Institut für Kernphysik

am Fachbereich Physik  
der Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

## Jahresbericht 2008/2009

### **INHALTSVERZEICHNIS**

Vorwort	7
Forschungsschwerpunkte	9
Arbeitsgruppen	11
Wissenschaftliche Arbeiten	15
Dokumentation	153

## STARK WECHSELWIRKENDE MATERIE

### HADES

Status of the HADES physics program	15
The New Data Acquisition Network	22
A General Purpose Trigger Distribution and Data Readout Protocol: TrbNet	23
The Upgrade of the Multiwire Drift Chamber Readout of the HADES Experiment: the Optical End Point Board	24
Lepton identification using a multivariate classification method	25
New developments for the Pluto simulation framework	26
$e^+e^-$ production in NN collisions at 1.25 GeV	27
Simultaneous Measurement of the $\omega$ -meson Production Cross Sections in the Leptonic and Hadronic Decay Channels in pp Collisions at 3.5 GeV	28
Two particle correlation in Pb-Au collisions at 80 A GeV beam energy	29
Centrally dependence of (anti) proton spectra in Pb+Pb collisions at 158 A GeV measured at the CERN SPS	30
Event-by-event Fluctuations of the Kaon to Pion Ratio in NA49	31
Centrally dependence of $K_s^0$ production in Pb+Pb collisions at CERN SPS	32

### NA61

Ion Program of NA61/Shine at CERN SPS	33
Measurements of hadron production for neutrino and cosmic-ray physics-first stage of the NA61/SHINE physics program	36

### ALICE

Analysis of ALICE TRD testbeam data at the PS-accelerator at CERN	39
Analysis of TRD test beam data 2007 at PS-accelerator at CERN	40
Measurement of the gas amplification of ALICE-TRD chambers at the IKF	41
Ongoing activities of mass test of the ALICE TRD front end electronics at IKF	42
Ongoing activities of the ALICE TRD commissioning High Voltage and gas system	43
A DCS-Offline Communication Framework for the ALICE TRD	45
Measurement of $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ at ALICE	46
Implementation of the ALICE TRD into High-Level-Trigger	47
Study of the Measurement of Quarkonia in different ALICE Central Barrel Detector Configurations	48
Trigger Particle Correlations in pp Collisions with ALICE Detector	49
Correlations between mean transverse momentum and multiplicity in p-p collisions at $\sqrt{s}=900\text{GeV}$ in ALICE	50
Parton and flavor discrimination using jets with ALICE at the LHC	51
Commissioning and Calibration of the ALICE TPC	52
First pp collisions seen with the ALICE Time Projection Chamber	56

### CBM

R&D for the demonstrator of the CBM-Micro-Vertex Detektor (MVD)	57
Construction and test of the demonstrator of the CBM-Micro-vertex-Detector	58

Occupancy study of the Micro-Vertex Detector for the Compressed Baryonic Matter experiment	59
Dark rates of irradiated Monolithic Active Pixel sensors	60
TR-efficiency Studies for the CBM Transition Radiation Detector	61
Study of electron reconstruction in CBM at SIS100	62
DI-electron reconstruction with CBM	
Reconstruction of $J/\psi$ meson $p_t$ spectra via di-muons in CBM	64
Temperature dependence of APD properties	65
 <b>R3B</b>	
Development and tests of a new low-energy neutron detector for the R <sup>3</sup> B-setup	66
Prototype developments for a high-resolution neutron detector at R <sup>3</sup> B	67
Electromagnetic Excitation of Neutron-Rich Ni Isotopes	69
 <b>Astrophysik</b>	
Activities of the PIANO group	70
 <b>ATOM- UND MOLEKÜLPHYSIK</b>	
<b>Atomphysik I: Experimente mit starken Laserfeldern</b>	
Laser-induzierte Tunnelionisation und Elektronenbeugung	75
Ionisation von Argon und Neon Dimeren, Trimeren und Tetrameren in ultrakurzen intensiven Laser Feldern	77
$H_2^+$ in intensiven Laserfeldern	80
Dissoziation von $H_2^+$ in starken Laserfeldern	82
Heliumtröpfchen in starken Laserfeldern	83
 <b>Atomphysik II: Photoionisation</b>	
Kernabstandsabhängigkeit der Winkelverteilung von Photoelektronen	84
Photodoppelionisation von Wasserstoff und Deuterium	86
Photoionisation von Helium-Dimeren	87
ICD in Helium Neon Dimeren nach Photoionisation	89
Interatomare Relaxationsprozesse im Anschluss an die 1s Photoionisation von $Ne_2$	91
Photoionisation von $H_2O$ -Molekülen	94
Photoelektron- und Augerelektron-Winkelverteilung in raumfesten $CO_2$ -Molekülen	96
Vektorkorrelation von Auger- und Photoelektron nach Ionisation von $CO_2$	97
Doppelphotoemission an Hochtemperatursupraleitern	98
Doppelphotoionisation von Bleioberflächen	99
 <b>Atomphysik III</b>	
Dissoziative Elektronenanlagerung (DEA) an Wasser	100
Doppelspalt-Interferenz beim dissoziativen Elektroneneinfang	102
Untersuchung dreiatomiger Moleküle mit Hilfe des dissoziativen Elektroneneinfangs	104
Kinematisch vollständige Abbildung des 3-teilchen Aufbruchs von $CO_2$ in Stößen mit langsamen, hochgeladenen $Ar^{8+}$ Ionen	105

Die Untersuchung von Transferionisations- und Elektroneneinfangsreaktionen an Helium-Dimeren	106
Ionisationsprozesse in He <sup>+</sup> -Ne <sub>2</sub> Stößen bei einer Projektilenergie von 650 keV	110
Impulsspektroskopische Untersuchung des Elektroneneinfangs in Proton-Helium Stößen	112
Suche nach Unterschieden in der Ionisation in der Ionisationsdynamik von H <sub>2</sub> und D <sub>2</sub>	114
Impulsspektroskopische Untersuchung des Elektroneneinfangs in Proton-Helium Stößen	116
Multi-Electron Continua in Strongly Perturbing Ion-Atom Collisions	118
Behaviour of mylar foils under bombardement by energetic heavy ions studies by fast electron emissions measurements with the modified ARGOS detector	119
<b>Atomphysik VI: Apparative Entwicklungen und Materialforschung</b>	
Bestimmung und Optimierung der Zeitauflösung von MCP-Detektoren	120
Entwicklung neuer Elektronik für ortsauflösende Microchannelplate-Detektoren	122
Entwicklung eines Spektrometers zum Nachweis von Vortices in atomaren Ionisationsprozessen	124
Producing filament beams of liquified gases with novel glass capillaries	126
Development of the cryogenic target beam source at the ESR	127
A pulsed supersonic gas jet target for HITRAP	128
Running the KMLabs laser system, setting up a capillary compressor	129
Eine Kammer zur Ionenstrahlanalyse an Turbinenschaufeln am 2,5 MeV van-de-Graaf-Beschleuniger	130
Vergleich von Fluorierungstechniken zur industriellen Anwendung des Halogeneffekts mit kernphys. Verfahren	133
Festkörper-Massenspektroskopie optischer und optoelektronischer Materialien	136
Construction of a spark chamber at IKF	137
 <b>IKF EINRICHTUNGEN UND ABTEILUNGEN</b>	
Die Beschleunigeranlagen des Instituts	141
Abteilung Elektronik	143
Werkstatt für Beschleuniger- und Plasmaphysik	153
 <b>DOKUMENTATION</b>	
Institutsangehörige	155
Preise und Ehrungen	155
Gutachtertätigkeiten / Mitarbeit in Gremien	156
Veröffentlichungen	157
Dissertationen / Diplom-, Bachelor- und Masterarbeiten	163
Vorträge und Konferenzbeiträge	165
Längere Forschungsaufenthalte	170
Kollaborationen	171
Nachrufe	173
Autorenindex	176
Impressum	178

Wir danken den folgenden Einrichtungen und Institutionen für die großzügige

Unterstützung des Instituts:

Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI)

Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren(HGF)

Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG)

Europäische Gemeinschaft (EU)

Deutscher Akademischer Austauschdienst (DAAD)

Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF)

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR)

Hermann-Willkomm-Stiftung

W.E. Heraeus-Stiftung

Alexander-von-Humboldt-Stiftung

RoentdekGmbH

Prof. Dr. Harald Appelshäuser  
Geschäftsführender Direktor







Prof. Dr. Harald Appelhäuser



J Prof. Dr. Christoph Blume



Prof. Dr. Reinhard Dörner



Prof. Dr. Klaus Peters



Prof. Dr. Joachim Stroth

## FORSCHUNGSSCHWERPUNKTE

Die Erforschung stark wechselwirkender Materie (I) sowie die Atom- und Molekülphysik (II), sowie die zentralen Forschungsgebiete des Institutes für Kernphysik der Universität Frankfurt.

### I Stark wechselwirkende Materie

Die experimentellen Methoden sind Reaktionsexperimente mit Hadronen und Ionenstrahlen im gesamten verfügbaren Energiebereich. Sie werden bei niedrigen Strahlenergien vor Ort mit hauseigenen Beschleunigern durchgeführt. Bei höheren Energien finden die Experimente an nationalen oder internationalen Beschleunigerzentren statt (GSI, CERN, BNL, FAIR). Die Detektorsysteme zum Nachweis der Reaktionsprodukte sind mittlerweile so komplex, dass ihre Realisierung nur im Rahmen großer (meistens ebenfalls internationaler) Kollaborationen möglich wird. Planung und Bau moderner Schwerionenexperimente sind vielschichtig: Neben der Simulation und Entwicklung geeigneter Nachweisttechnologien stellen Bau und Betrieb komplexer Detektorsysteme für Experimente an internationalen Beschleunigeranlagen eine große technologische Herausforderung dar. Darüber hinaus erfordern die Erfassung und die physikalische Analyse der anfallenden Pbyte-Datenmengen die Konzeption leistungsfähiger und komplexer Prozessorstrukturen sowie Echtzeit-Mustererkennungs- und Rekonstruktionsalgorithmen, die an die Grenzen der Leistungsfähigkeit der gegenwärtigen Informationstechnologie stoßen. Gerade durch den Einsatz modernster und innovativer Detektorsysteme werden neue experimentelle Observable erst erschlossen und ermöglichen damit tiefere Einblicke in die Vorgänge der mikroskopischen Welt.

### II Atom- und Molekülphysik

Das Institut für Kernphysik spielt eine zentrale Rolle bei der Entwicklung und Anwendung (mit Ionen-, Laser, Synchrotronstrahlung) der COLTRIMS Technik, einer Art Blasenammer für die Atom- und Molekülphysik. Mit dieser innovativen Technologie kann Mehrteilchendynamik in Coulomb-wechselwirkenden Systemen in bisher unvorstellbarer Vollständigkeit und im Detail sichtbar gemacht werden.

Die Detektoren, Datenaufnahme und Elektronik für diese Technologie werden im Hause weiterentwickelt. Die Experimente werden mit Ionenstrahlen (im Hause und bei GSI), mit modernsten Ultrakurzzeitlasern (im Hause, am NRC Ottawa und der ETH Zürich) sowie mit Synchrotronstrahlung (Bessy, Hasylab, DESY-FEL, ALS Berkeley) durchgeführt. Die untersuchten Systeme reichen von einfachen Atomen über Moleküle bis zu Supraleitern.



**I Stark wechselwirkende Materie**

**Quark-Gluon Materie bei höchsten Energiedichten**

Thematik: Untersuchung der Eigenschaften partonischer Materie bei höchsten Energiedichten; Tomographie der dichten Phase mittels energetischer Partonen aus der frühesten Phase der Reaktion; Produktion von Hadronen am Phasenübergang und Einfluss des Chiralen Phasenübergangs auf die Hadrogenesis; Modifikation von Hadronen mit schweren Quarks und ihre Wechselwirkung mit dem Medium.

Forschergruppe Prof. Appelshäuser, JProf. Blume  
 Facility: LHC , CERN, Genf  
 Einbindung: ALICE Kollaboration,  
 VI-Strongly Interacting Matter,  
 EMMI, H-QM, HGS-HIRe, HIC for FAIR, BMBF-FSP  
 Experimentierbeginn 2009  
 Detektorbau und Datenanalyse

**Hadronische Materie bei höchsten Baryondichten I**

Thematik: Suche nach der Schwelle für die Erzeugung des Quark-Gluon-Plasmas in ultrarelativistischen Schwerionenstößen beim CERN.

Forschergruppe: JProf. Blume, PD Gazdzicki,  
 Prof. Ströbele  
 Facility: SPS, CERN, Genf  
 Einbindung: NA61 Kollaborationen,  
 VI-Strongly Interacting Matter  
 Datenanalyse und Datennahme

**Hadronische Materie bei höchsten Baryondichten II**

Thematik: Stark und elektromagnetische Sonden in ultrarelativistischen Schwerionenstößen

Forschungsgruppe: Prof. Appelshäuser  
 Facility: SPS, CERN, Genf  
 Einbindung: CERES Kollaboration, VI-SIM, H-QM  
 Datenaufnahme abgeschlossen,  
 Analyse fortlaufend

**In-medium Hadroneneigenschaften**

Thematik: Untersuchung von In-medium Spektralfunktionen; Ursprung der Hadronenmassen; Zustandsgleichung der Kernmaterie

Forschergruppe: Prof. Ströbele, Prof. Stroth  
 Facility: SIS-18 , GSI, Darmstadt  
 Einbindung: HADES Kollaboration,  
 VI-Strongly Interacting Matter, H-QM, EMMI,  
 HIC for FAIR  
 Detektorbau- und planung, Datenaufnahme fortlaufend  
 Detektorplanung und -bau

**Kernmaterie mit extremem Isospin**

Thematik: Struktur neutronenreicher/-armer Kerne; Elektromagnetische Anregung von kollektive Freiheitsgraden; Schalenabschlüsse bei extremem Isospin  
 Forschergruppe: Prof. Stroth  
 Facility: SIS-18 (100), GSI (FAIR), Darmstadt  
 Einbindung: LAND Kollaboration (später R3B), VISTARS  
 Experimentierbeginn 2005 (2010)  
 Datenaufnahme fortlaufend  
 Analyse fortlaufend, Detektorplanung und -bau

**Hadronische Materie bei höchsten Baryondichten III**

Thematik: Grenzen der Hadronenstabilität bei hohem baryo-chemischen Potential; Suche nach dem tri-kritischen Punkt von stark-wechselwirkender Materie; Deconfinement und chiraler Phasenübergang bei hohem baryo-chemischen

Potential; Zustandsgleichung der Kernmaterie  
 Forschergruppe: Prof. Appelshäuser, Prof. Stroth  
 Facility: SIS-300, FAIR, Darmstadt  
 Einbindung: CBM: Kollaboration,  
 VI-Strongly Interacting Matter, H-QM, HIC for FAIR  
 Experimentierbeginn 2013  
 Detektorplanung und -bau  
 Datennahme vorgesehen (2013)

**Hadronenspektroskopie**

Thematik: Hadronenspektroskopie leichter und schwerer Quarks , Exotische QCD Objekte (Gluonenbälle, Hybride)  
 Forschergruppe: Prof. Peters  
 Facility: SIS 300, FAIR, Darmstadt  
 Einbindung: PANDA Kollaboration, H-QM, HIC for FAIR  
 Datennahme vorgesehen und Experimentierbeginn 2013  
 Detektorplanung und -bau

**II Atom- und Molekülphysik**

**Atom und Molekülphysik mit Ionenstrahlen**

Thematik: Reaktionsdynamik in Ion-Atom/Molekülstößen auf allen relevanten Zeitskalen. Mit den Ionenstrahlanlagen des Stern-Gerlach-Zentrums werden Geschwindigkeiten von 20% der Bohrgeschwindigkeit im Wasserstoffatom bis zu deren 10-fachen abgedeckt, bei GSI stehen Ionenstrahlen bis zu relativistischen Geschwindigkeiten zur Verfügung. Dadurch lassen sich Reaktionen von der Bildung von Quasimolekülen bis zur Fragmentation in einem virtuellen Attosekundenlichtblitz untersuchen. Hierbei wird jeweils die vollständige Fragmentation (alle Teilchen) mittel COLTRIMS Reaktionsmikroskopen abgebildet. Spektroskopie hochgeladener Ionen  
 Forschergruppe: Prof. Dörner, Prof. Hagmann, Prof. Stöhlker, Prof. Schmidt-Böcking  
 Facility: Stern-Gerlach-Zentrum, GSI FAIR  
 Einbindung: FAIR (GSI)  
 Fortlaufend

**Lichtfeldgetriebene Quantendynamik**

Thematik: Mit ultrakurzen (Femtosekunden) und ultraintensiven ( $>10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>) Laserpulsen im Infraroten (TiSa Laser am Stern-Gerlach-Zentrum) und im VUV (FEL, DESY) kann elektronische und Kerndynamik in Atomen und Molekülen getrieben, untersucht und gezielt gesteuert werden.  
 Forschergruppe: Prof. Dörner  
 Facility: Stern Gerlach Zentrum, TTF DESY  
 Einbindung: VI-103 (Virtuelles Institut HGF), Attoscond Science (NRC, Ottawa)  
 Fortlaufend

**Einphotonenprozesse**

Thematik: Elektronische Mehrteilchenübergänge in Atomen (Mehrfachionisation), Molekülen (Ionisation, Anregung, Fragmentation) und auf Oberflächen (Zwei-Elektronenemission). Die Reaktion des Systems wird durch koinzidente Spektroskopie aller Teilchen vollständig charakterisiert.  
 Forschergruppe: Prof. Dörner  
 Facility: ALS (LBNL Berkeley), HASYLAB, BESSY  
 Einbindung: COLTRIMS-collaboration @ ALS  
 Fortlaufend



# Stark wechselwirkende Materie





# Status of the HADES physics program

The HADES collaboration

## Introduction

In 2008 the analysis of dielectron spectra from our 2006 p+p and 2007 d+p runs at 1.25 GeV/u has been finalized. In these runs the elementary processes relevant for the understanding of the 1 GeV/u  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  data [1, 2] were studied. The direct comparison of the pair spectra from p+p and d+p reactions allows to constrain the  $\Delta \rightarrow Ne^+e^-$  and  $N + N$  bremsstrahlung contributions which dominate the intermediate-mass region ( $0.15 < M_{ee} < 0.50$  GeV/c<sup>2</sup>) of the pair spectrum at this bombarding energy. In particular, information on the  $pn$  bremsstrahlung process has been obtained from  $p + n \rightarrow p_{spec}e^+e^-X$  reactions selected by tagging the forward-going proton spectator  $p_{spec}$  in the HADES Forward Wall. These results indicate a strong isospin dependence of the pair emission, as was pointed out in earlier calculations [3, 4]. Indeed,  $NN$  bremsstrahlung had been considered as an important source of  $e^+e^-$  pairs since the first results from the DLS became public, although microscopic transport calculations including this contribution did not succeed to explain the experimental data satisfactorily.

High-statistics spectroscopy of the vector-meson region was started with the investigation of Ar+KCl collisions at 1.75 GeV/u in 2005. A dielectron invariant-mass distribution with  $\sim 10^5$  signal pairs, showing for the first time a clear  $\omega$  signal at SIS energies, is presented. The large statistics collected in this experiment also allowed to study various rare hadronic probes, like the  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K^0$ , and  $\phi$  mesons, as well as the strange  $\Lambda$  and doubly-strange  $\Xi^-$  hyperons. The  $\omega$  meson has furthermore been produced and identified in dedicated experiments, using in 2007 the p+p and in 2008 the p+Nb reactions at 3.5 GeV. These measurements combined provide the means to address directly in-medium effects on vector mesons in cold nuclear matter.

## p+p and d+p reactions at 1.25 GeV/u

For a better understanding of the contribution of Dalitz decays and  $NN$  bremsstrahlung processes to dielectron production in heavy-ion collisions, HADES has studied  $p+p$  and  $d+p$  interactions at  $T_{kin}=1.25$  GeV/u. The investigation of dielectron production in elementary reactions is also interesting in itself because it provides insight into the electromagnetic structure of hadrons in the time-like region. For example, the time-like  $N - \Delta$  electromagnetic transition form factors [5], involved in the  $\Delta$  Dalitz decay, have not been measured so far. In order to learn about this process, a dedicated exclusive measurement of the  $pp \rightarrow p\Delta^+ \rightarrow ppe^+e^-$  reaction is required. Good knowledge of  $\Delta$  resonance excitation in  $pp \rightarrow \Delta^{++}n \rightarrow p\pi^+n$ ,

$pp \rightarrow \Delta^+p \rightarrow n\pi^+p$  and  $pp \rightarrow \Delta^+p \rightarrow p\pi^0p$  is a prerequisite for the in-depth understanding of the dielectron contribution resulting from the  $\Delta^+ \rightarrow pe^+e^-$  Dalitz decay. Indeed, in the resonance model [6], pion production at  $T_{kin}=1.25$  GeV/u is dominated by  $\Delta$  excitation and decay into the above-mentioned channels. Isospin symmetry gives  $\sigma(pp \rightarrow n\Delta^{++}) \sim 3 \cdot \sigma(pp \rightarrow p\Delta^+)$ , furthermore the pion yields of the two reactions are related by  $\sigma(pp \rightarrow pn\pi^+) \sim 5 \cdot \sigma(pp \rightarrow pp\pi^0)$ .

Both,  $pp \rightarrow pn\pi^+$  and  $pp \rightarrow pp\pi^0$ , exclusive cross sections have been measured with HADES, making use of the missing-mass technique where the non-detected neutral particle, namely the  $n$  or  $\pi^0$ , is identified with the help of energy and momentum conservation. Figure 1 presents a Dalitz plot (i.e. two-dimensional distribution of squared invariant masses of the two protons and the  $\pi^0$ ) for the  $pp\pi^0$  exit channel. The yield in each bin of this plot was obtained after subtraction of a background under the  $\pi^0$  peak in the respective  $p + p$  missing-mass spectrum taking into account reconstruction efficiencies. One can clearly see a prominent  $\Delta^+$  signal which can be quantitatively compared to the acceptance-filtered distribution from the resonance model (see Fig. 2). The absolute normalization was fixed by comparing the simultaneously measured elastic scattering yield to the known elastic cross section found by the EDDA experiment [7]. This analysis results in an exclusive  $\pi^0$  production cross section of  $\sigma_{\pi^0} = 4.5 \pm 0.5$  mb.

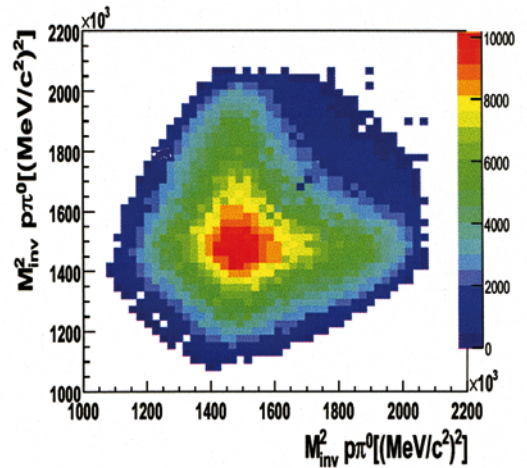


Figure 1: Invariant mass squared distribution of the protons and  $\pi^0$  (Dalitz plot) of the  $pp \rightarrow pp\pi^0$  reaction.

In the analysis of the  $pp \rightarrow pn\pi^+$  channel, the background coming from misidentified protons and two-pion

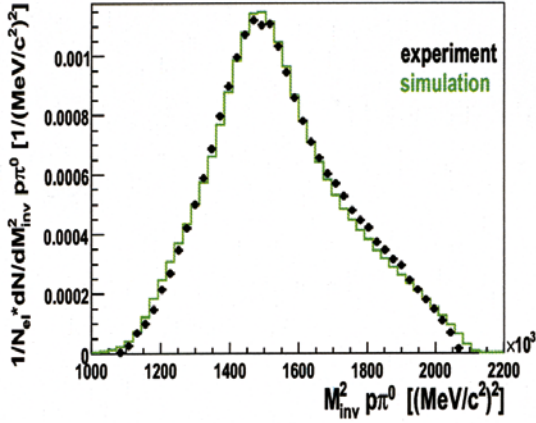


Figure 2: Projection of the Dalitz plot of Fig. 1 onto the  $p - \pi^0$  invariant mass squared (black circles) compared to a simulation assuming the  $\Delta^+$  as intermediate resonance. Both distributions are normalized to the same number of  $p + p$  elastic scattering events.

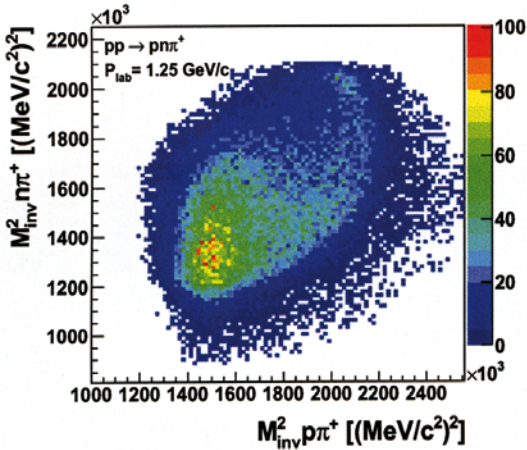


Figure 3: Dalitz plot of the  $pp \rightarrow pn\pi^+$  reaction.

contributions was efficiently suppressed by cuts on the  $p - \pi^+$  missing mass. Figs. 3 (Dalitz plot), 4, and 5 (projections) clearly show the dominance of the  $\Delta^{++}$  in this channel. All, the absolute yields and the respective yield of the  $\Delta^{++}$  and  $\Delta^+$ , are in agreement with the result from the simulation based on resonance-model predictions [6]. The contribution of the  $N^*(1440)$  resonance seems also reasonable, although the sensitivity is much weaker. The spot appearing in the Dalitz plot (see Fig. 3) for invariant masses above  $1400 \text{ MeV}/c^2$  can be attributed to the  $pn$  final state interaction which, however, has not yet been included into our simulation. The extrapolation of the cross section to  $4\pi$  has been performed using the resonance model, and thus we find  $\sigma(pp \rightarrow pn\pi^+) = 19.6 \pm 2.0 \text{ mb}$ . The ratio of both measured exclusive pion production cross sections is hence, within error bars, compatible with the isobar model. Our results are also consistent with previous (lower preci-

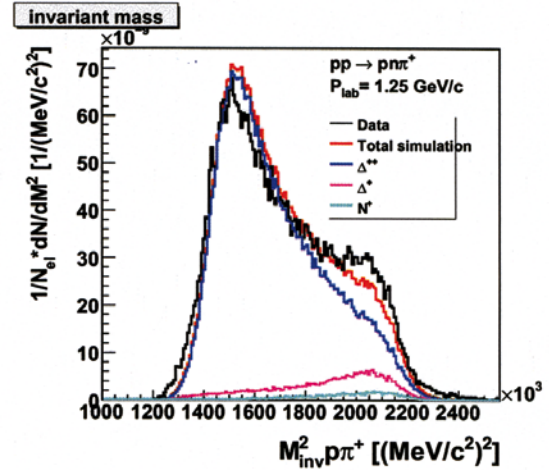


Figure 4: Projection of the Dalitz plot of Fig. 3 onto the  $p - \pi^+$  invariant mass squared (black) compared to simulation: total contribution (red),  $\Delta^{++}$  (blue),  $\Delta^+$  (pink),  $N^*$  (light blue).

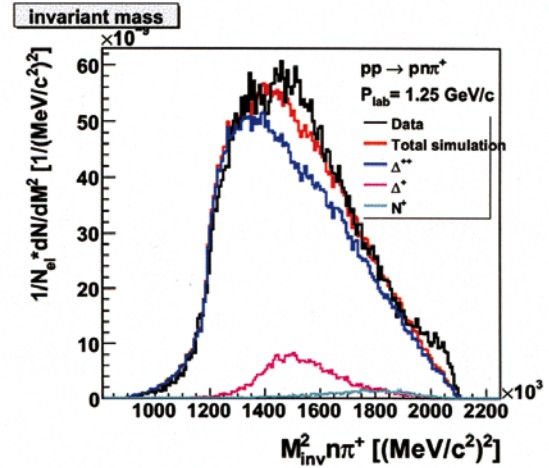


Figure 5: Projection of the Dalitz plot of Fig. 3 onto the  $n - \pi^+$  invariant mass squared (black) compared to simulation: total contribution (red),  $\Delta^{++}$  (blue),  $\Delta^+$  (pink),  $N^*$  (light blue).

sion) data [8].

As already mentioned, in proton-proton reactions the most abundant source above the  $\pi^0$  Dalitz-decay region is expected to be the  $\Delta$  Dalitz decay. The large differences of dielectron production in the  $p+p$  and  $d+p$  systems observed by the former DLS experiment [9] suggested furthermore that in the  $d + p$  system the pair yield is dominated by the quasi-free  $n + p$  reaction. The main goal of our 2007  $d + p$  experiment was hence to understand the  $np$  bremsstrahlung component, namely by tagging explicitly the reaction channel  $np \rightarrow npe^+e^-$ . In this experiment, the  $p + p$  and  $n + p$  reactions could indeed be distinguished through a coincident measurement of a spectator proton in the HADES Forward Wall (covering polar angles between  $0.5^\circ$  and  $7^\circ$ ).



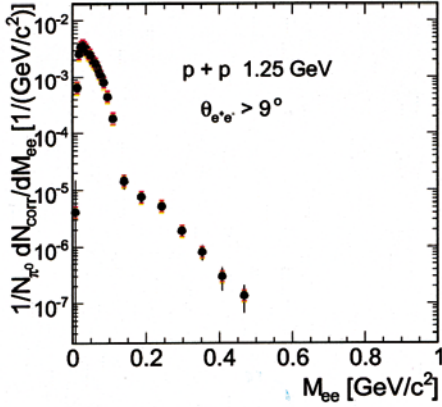


Figure 6: Measured invariant-mass distribution of  $e^+e^-$  pairs from the 1.25 GeV  $p + p$  reaction within the acceptance of HADES. The data are corrected for detector and reconstruction efficiencies. Statistical errors are shown as vertical bars, systematic errors are indicated by horizontal ticks.

The dielectron yield measured in HADES was corrected for detection and reconstruction inefficiencies. Figs. 6 and 7 show the resulting  $e^+e^-$  invariant-mass distributions of true pairs normalized to the inclusive  $\pi^0$  cross section, obtained by combining our own measurement of the exclusive channel (see above) with other inclusive channels [6]. The total systematic error of  $\pm 30\%$  is determined by the uncertainty of the  $\pi^0$  cross section in the dominant process  $pp \rightarrow pp\pi^0$  ( $\pm 20\%$ ) and uncertainties caused by the efficiency correction ( $\pm 20\%$ ). An additional 10% error comes from the uncertainty in the  $pp$  elastic scattering correction and the extrapolation procedure.

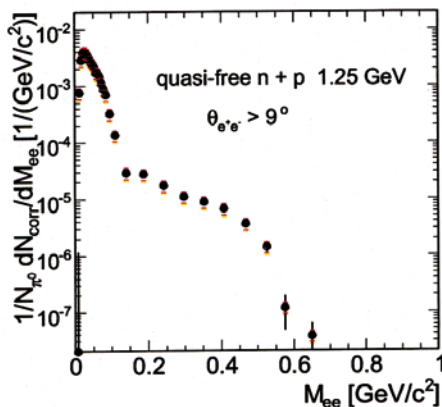


Figure 7: Measured invariant-mass distribution of  $e^+e^-$  pairs from tagged quasi-free  $n + p$  interactions in the 1.25 GeV/u  $d + p$  reaction. The data are corrected for detector and reconstruction efficiencies. Statistical errors are shown as vertical bars, systematic errors are indicated by horizontal ticks.

We observe a large enhancement of dielectron production in  $n + p$  relative to  $p + p$  reactions in the mass region above the  $\pi^0$  Dalitz decay. In addition, a strong difference between the shapes of the  $n + p$  and  $p + p$  mass spectra is apparent. The  $p + p$  mass spectrum is much steeper than the  $n + p$  one, which can be partially explained by the smaller available energy in the proton-proton system (no Fermi motion!). The contributions of  $N + N$  bremsstrahlung can now be investigated by comparison of the dielectron yields observed in  $p + p$  and  $n + p$  reactions with calculations of the OBE model [3]. Its detailed dependence on pair mass will be explored by the dielectron yield ratio  $(\frac{dN}{dM_{ee}})^{np} / (\frac{dN}{dM_{ee}})^{pp}$ . With large statistics achieved, questions such as to the form factor and branching ratio of the  $\Delta$  Dalitz decay, the  $n + p$  bremsstrahlung as well as contributions from  $N^*$  resonances and off-shell vector-meson contributions can be answered. Those results will provide stringent constraints to theoretical models of dilepton production. In particular, it is expected that the results of our analysis of the  $p + p$  and  $n + p$  interactions allow to exhibit additional sources, for instance higher-lying baryonic resonances [10].

Finally, our new data offer a possibility to directly compare the experimental cocktail based on  $p + p$  and  $n + p$  data to our  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  data. This comparison will help in understanding the origin of the excess observed in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  collisions at SIS energies.

### Ar+KCl collisions at 1.756 GeV/u

The main motivation for the Ar+KCl run was to perform for the first time high-resolution spectroscopy of the vector-meson region at SIS energies. Furthermore, an investigation of the medium-heavy Ar+KCl system also allows to study the dependency of the pair excess observed in  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  reactions [1, 2] on the system size and centrality of the collision.

Ar+KCl collisions were measured in 2005 and provided one of the largest data samples collected so far by HADES ( $\sim 7$  Tbyte raw data). In this run  $2.2 \times 10^9$  triggered (LVL1) events were acquired with the condition that at least 16 hits were registered in the TOF/Tofino detectors, with almost the complete HADES tracking system operational (two of the outermost MDC chambers were missing in this run). Fig. 8 shows an invariant-mass distribution of the pair signal after subtraction of the combinatorial background (CB), correction for detector and reconstruction inefficiencies, and normalization per triggered event and pion multiplicity. The CB was obtained by combining the like-sign and event-mixing techniques as explained in [1, 2]. The signal-to-CB ratio for pairs amounts to 20 in the  $\pi^0$  region, to  $\sim 1/5$  at intermediate masses and to  $\sim 1$  at the omega pole mass. A total number of signal pairs of  $\sim 86\text{k}$  was reconstructed, with more than 16k pairs above the  $\pi^0$  Dalitz peak. Finally, a clear omega peak is visible for the first time at SIS/Bevelac energies, totalling about 50 pairs in the peak region [11, 12].

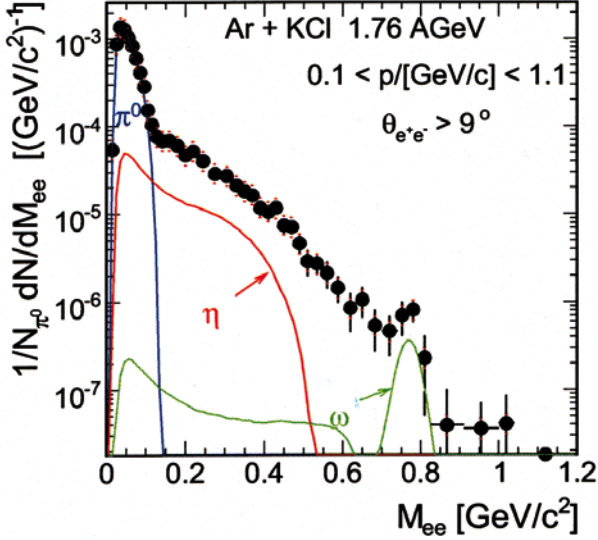


Figure 8: Reconstructed and efficiency-corrected dilepton mass spectrum from 1.756 GeV/u Ar+KCl. The pair yield is normalized to the number of LVL1 events and to the mean  $\pi^0$  multiplicity. Various components of the PLUTO dilepton cocktail are shown as well.

The measured mass spectrum shown in Fig. 8 is compared with a pair cocktail generated with the PLUTO [13] event generator. This simulation is based on thermal particle sources with source parameters (multiplicities, temperatures, anisotropies) either taken from data (HADES, TAPS) or estimated with an  $m_\perp$ -scaling ansatz (see [2] for details). The cocktail accounts only for the emission from long-lived sources, i.e. those present at chemical freeze-out. It is hence evident that this type of calculation grossly underestimates the experimental pair yield at intermediate masses ( $0.15 < M_{ee} < 0.60 \text{ GeV}^2$ ), stemming largely from short-lived resonances and  $NN$  bremsstrahlung. This is in line with our former findings from the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  system [1]. The excess above the  $\eta$  Dalitz is even stronger (by about a factor 2) than in  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  at 2 GeV/u, from which its  $A_{part}$  dependence can be deduced to be about  $N_{exc} \simeq A_{part}^{1.6}$ . Clearly additional, non-trivial dilepton production mechanisms are needed to describe these findings.

In the Ar+KCl reaction at 1.765 GeV/u the production of strangeness has been studied as well. Particles containing strange quarks produced in this energy regime are mainly the K mesons, the  $\Lambda$  and  $\Sigma$  hyperons, as well as the  $\phi$  meson. Except for the  $\Sigma$ , all of these hadrons could be reconstructed, resulting in the most comprehensive measurement of strangeness production at SIS energies in one and the same experiment. Besides the  $K^+$  and the  $\Lambda$ , all other particles are produced below their respective  $NN$  threshold; they are hence rare and difficult to identify. On the other hand, due to the steepness of their excitation function, the observed multiplicities and inverse-slope param-

eters  $T_B$  are promising probes of predicted in-medium mass modifications [14]. The required selectivity of the particle identification (PID) was achieved by (1) a careful track selection, (2) the use of the combined  $dE/dx$  information from all drift chambers present in one sector [15] and (3) time-of-flight cuts optimized for the charged kaons.

About 250.000  $K^+$ , spanning rapidities of  $-0.85 \leq y_{cm} \leq -0.15$ , and about 5500  $K^-$ , at  $-0.75 \leq y_{cm} \leq -0.25$ , were reconstructed with a signal-to-background ratio of up to 36 for  $K^+$  and up to 4 for  $K^-$  [16]. Corrections for the detector acceptance and efficiency, as well as for the track-reconstruction efficiency were obtained from simulations and, for the latter, also from data.

With the help of Boltzmann fits to the corrected transverse-mass slices, rapidity distributions were obtained and extrapolated to the full phase space, yielding thus the particle multiplicities per triggered event, as well as the effective temperatures of the various particle species. The results obtained for charged kaons agree within error bars with the systematics of data published by the KaoS collaboration for the collision systems C+C, Ni+Ni and Au+Au [17].

The short-lived particles  $\Lambda$ ,  $K_S^0$  and  $\phi$  were reconstructed with the invariant-mass technique in the decay channels  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ,  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  and  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ . In each case the uncorrelated background was obtained by event-mixing and normalized to a peak-free region in the respective same-event distributions. For the reconstructed  $\phi$  signal we find a pole mass of  $M_\phi = (1017.8 \pm 0.9) \text{ MeV}/c^2$ , a width of  $\sigma_\phi = (6.2 \pm 0.8) \text{ MeV}/c^2$  and a total statistics of  $168 \pm 18$  counts. Acceptance and efficiency corrections were obtained by embedding simulated  $\phi$  tracks into real events. From the measured  $\phi/K^-$  multiplicity ratio of  $0.34 \pm 0.13$  one can estimate that 17% of the produced  $K^-$  stem from  $\phi$  decays [16]. This indicates that, besides strangeness exchange, phi production and decay should be included in the description of  $K^-$  production at SIS energies.

In the case of the  $\Lambda$  and  $K_S^0$  various cuts on the primary and secondary vertices strongly reduced the background of uncorrelated pairs, such that an excellent description of the remaining background was achieved in the event-mixing. Again track embedding provided realistic acceptance and reconstruction-efficiency corrections. The corrected transverse-mass spectra of reconstructed  $K_S^0$  mesons are shown in Fig. 9. The extrapolation of these spectra to  $m_t = 0$  and  $m_t \rightarrow \infty$  was performed by means of exponential functions fitted to each rapidity bin. The particle multiplicities in full phase space were then obtained from gaussian fits to the rapidity density distribution.

As in this experiment multiplicities of basically all particles with open strangeness could be determined, it is possible to constrain the missing fraction in the strangeness balance. This part represents mainly the undetected  $\Sigma^{0,\pm}$  hyperons which be estimated from the following balance equation

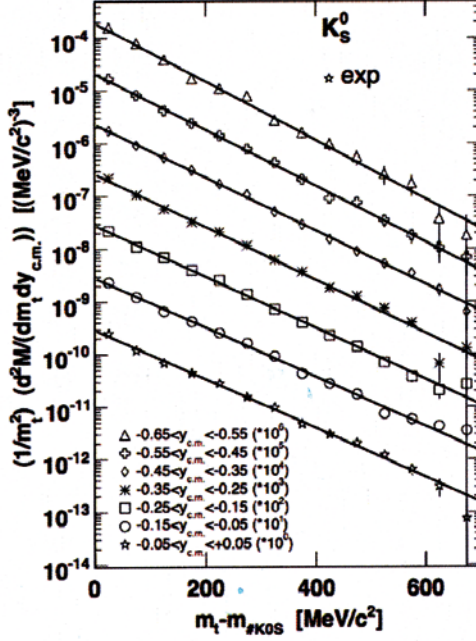


Figure 9: Transverse-mass spectra of reconstructed  $K_S^0$  mesons. The spectra are plotted for the laboratory rapidity bins and scaled by the factors indicated.

$$\Sigma^+ + \Sigma^- = K^+ + (K^0 + \bar{K}^0) - (\Sigma^0 + \Lambda) - 3K^- \quad (1)$$

yielding a total multiplicity of charged  $\Sigma$  hyperons of  $(0.98 \pm 0.39) \cdot 10^{-2}$ . This value is of the same order as the  $K_S^0$  multiplicity and only a factor four lower than the combined  $\Lambda + \Sigma^0$  multiplicity.

### p+p and p+Nb reactions at 3.5 GeV

Next we present a very preliminary result on inclusive and exclusive  $\omega$  meson production from the 2007 run, performed with a 3.5 GeV proton beam on a liquid hydrogen target. The analysis of the omega in elementary  $p+p$  interactions provides a reference for the line shape measurement in  $p$ +nucleus and  $\pi$ +nucleus reactions which ultimately aim at establishing medium effects of light vector-meson embedded in nuclei.

The analysis of inclusive electron-positron pair production yields a clear signal at the  $\omega$  mass in the invariant-mass spectrum (not yet corrected for reconstruction efficiencies, see Fig. 10). More than 65k pairs have been obtained in the total mass range and 250 pairs for the  $\omega$  peak, reconstructed with a mass resolution of  $\sigma = 21 \text{ MeV}/c^2$ .

A PLUTO simulation folded, with the detector acceptance and reconstruction efficiency, of the contributions to the pair spectrum from known sources is overlaid in Fig. 10. One can see that the peak shape is nicely described by this calculation, demonstrating that the detector

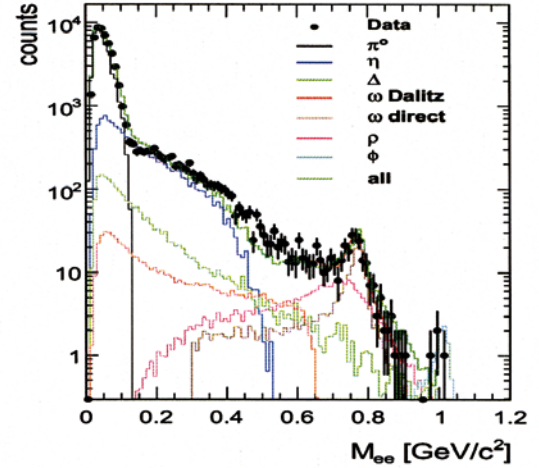


Figure 10: Invariant-mass distribution of  $e^+e^-$  pairs emitted into the acceptance of HADES in  $p+p$  collisions at 3.5 GeV kinetic beam energy. Data are not corrected for detector efficiency. The contributions to the pair spectrum from a simulation which takes all known sources (see legend) and the detector characteristics into account are shown as well.

response is well understood. Note in particular the sizeable contribution to the peak width from the rho meson and underestimation of the experimental cocktail below the vector meson pole. The latter one might be due to the contribution of higher lying baryon resonances to the  $\rho$  meson production not included in the simulation. In a next step also the exclusive reconstruction of the  $\omega/\rho \rightarrow e^+e^-$  reaction channel will be studied. It should shed more light on this important aspect which understanding is a prerequisite for the interpretation of the  $p+A$  data.

The production of vector mesons off the nucleus has been measured in 2008 in  $p+Nb$  collisions at the same bombarding energy. An on-line mass spectrum from this run is shown in Fig. 11. A clear  $\omega$  peak with a very good signal-to-background ratio and comparable resolution is apparent. For this reaction we have obtained approximately twice the statistics of the  $p+p$  run.

Taking the advantage of the powerful PID capabilities of the HADES detector we are also studying in the  $p+p$  reaction various reactions channels involving hadrons.

The exclusive omega production channel  $p+p \rightarrow p+p+\omega$  is studied in order to assess systematic errors and cross sections. In a first approach, the omega is identified in its hadronic decay channel  $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , with the unobserved neutral pion being reconstructed with the missing-mass technique. Fig. 12 shows the invariant-mass spectrum of the 3-pion system with prominent  $\omega$  and  $\eta$  signals.

The study of the resonance  $\Lambda(1405)$  has recently attracted much attention [18], especially in an effort to achieve a better understanding of the K-N interaction, which plays an important role in predictions of possible

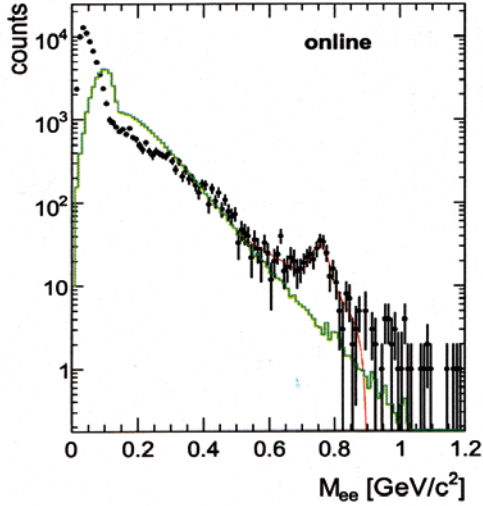


Figure 11: On-line dilepton mass spectrum of  $e^+e^-$  pairs from the 3.5 GeV  $p+\text{Nb}$  reaction. The solid histogram shows the combinatorial background.

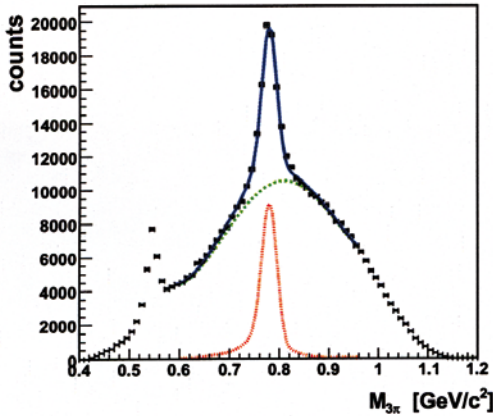
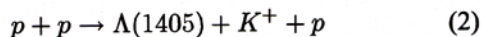


Figure 12: Three-pion invariant-mass spectrum obtained in the  $p+p$  reaction at 3.5 GeV. Omega and eta peaks are visible. The non-resonant background is approximated with a polynomial fit.

kaonic clusters [19]. Taking advantage of the powerful PID capabilities of the HADES detector we have started to investigate this aspect of strangeness production in 3.5 GeV  $p+p$  reactions. Simulations were performed to estimate the expected yield of  $\Lambda(1405)$  and the corresponding background in the measured data. The following reaction of interest was taken into account:



With the  $\Lambda(1405)$  decay channels,  $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^- + \pi^+ \rightarrow n + \pi^- + \pi^+$ ,  $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- \rightarrow p + \pi^0 + \pi^-$ ,  $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^+ + \pi^- \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$ ,  $\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0 \rightarrow \Lambda(1116) + \gamma + \pi^0 \rightarrow p + \pi^- + \gamma + \gamma + \gamma$ , one

can see that the  $\Sigma^0\pi^0$  channel is best suited to distinguish the  $\Lambda(1405)$  from the overlapping  $\Sigma(1385)$  resonance. Indeed, the  $\Sigma(1385)$  decays like the  $\Lambda(1405)$  into  $\Sigma\pi$ , but, due to isospin conservation, the decay  $\Sigma(1385) \rightarrow \Sigma^0\pi^0$  is forbidden. This allows to disentangle experimentally the two resonances as already shown in [20]. Including in the simulations the geometrical detector acceptance as well as the efficiency of the trigger and track reconstruction, the amount of expected  $\Lambda(1405)$  in the decay channel  $\Sigma^0\pi^0$  has been estimated. In the statistics collected for the  $p+p$  at 3.5 GeV reaction we expect about 400 counts for this particular channel. These events are going to be reconstructed in an exclusive analysis.

As a first step of the data analysis, the  $\Lambda(1116) \rightarrow p\pi^-$  has been identified. Figure 13 shows the invariant-mass distribution of  $p-\pi^-$  pairs reconstructed in  $p+p$  at 3.5 GeV data. A clear peak is visible at the position corresponding to the  $\Lambda$  mass, with a signal-to-background ratio of about 1/4. The total statistics of reconstructed  $\Lambda$  hyperons amounts to 135.000 counts and represents a good starting point for the more sophisticated analysis of the  $\Lambda(1405)$  signal.

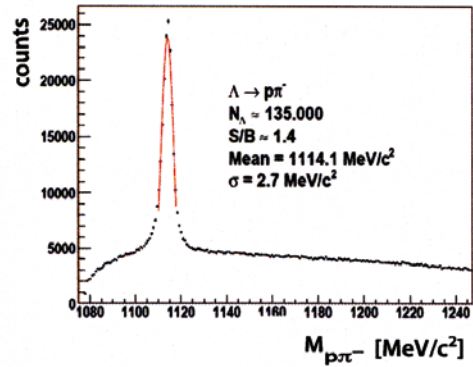


Figure 13: Invariant-mass distribution of  $p-\pi^-$  pairs reconstructed in the  $p+p$  data at 3.5 GeV.

## Status of the upgrade project

During 2009 data taking is suspended in order to install and commission new detector components and to upgrade the digital part of the data acquisition system of HADES. With all new systems in place, HADES will be able to take data for Au+Au collisions at a rate of 20 KHz and up to a factor two faster for lighter collisions systems. Among the detector parts to be replaced are all six chambers of the inner tracking plane and the small-angle time-of-flight system (TOFINO) with high-granularity RPC modules [21].

The innermost tracking plane of HADES receives the same integral dose of radiation while having substantially smaller dimensions than the outer planes, although at same granularity. To guarantee stable operation at the much higher interaction rates and particle multiplicities anticipated in the upcoming runs, the collaboration decided to rebuild the MDC-I chambers by introducing several design

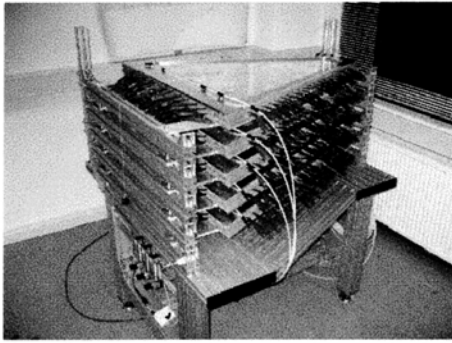


Figure 14: A stack of five (of the seven) MDC-I chambers flashed with gas. The drift-chambers are ready for HV conditioning.

changes compared to the original concept and to replace the current ones after ten years of successful operation. Among those design changes are: (1) Cu/Be field wires providing less critical constraints on the mechanical wire tension and long-term stability, and (2) an optimized frame design. The redesign and construction of the new chambers was carried out in the detector laboratory of the Forschungszentrum Dresden-Rossendorf. The ambitious time schedule was kept and the assembly of seven new chambers was completed in November 2008 (see Fig. 14). Meanwhile, the first chamber has received its front-end electronics and the new read-out is being commissioned. This modified read-out system implements data transfer by means of Polymeric Optical Fibres (POF); it is described in detail in a separate report.

A major improvement of the spectrometer in terms of granularity and particle identification capability will be achieved after installation of the new RPC time-of-flight detectors. The assembly of the sectors is well progressing. All individual single shielded RPC cells are manufactured and four sectors assembled. A complete system, consisting out of one sector and the full read-out chain was successfully tested at GSI (see separate contribution to this annual report).

In the scope of the data acquisition upgrade, essentially all read-out controllers and trigger boards are replaced, introducing a modular system integrating trigger distribution, data transfer and slow-control data traffic to the same optical link. A generic protocol was developed, providing different channels for the different tasks to facilitate the communication (see separate report). The read-out and trigger distribution boards are based on the universal HADES-TRB board to which detector specific add-on boards are mounted. For all cases, prototype boards were produced and successfully tested. Meanwhile mass production of all board types was started.

According to the present planning, the commissioning of the fully upgraded spectrometer with parasitic beam will start in the late fall of 2009.

The collaboration gratefully acknowledges the support by BMBF grants 06MT238TP5, 06GI146I, 06F-140, 06DR135, and DFG EClust 153 (Germany), by GSI (TM-KRUE, GI/ME3, OF/STR), by grants MSTM LC07050 and GA AS CR IAA100480803 (Czech Republic), by grant KBN 1P03B 056 29 (Poland), by INFN (Italy), by CNRS/IN2P3 (France), by grants MCYT FPA2000-2041-C02-02 and XUGA PGID T02PXIC20605PN (Spain), by grant UCY-10.3.11.12 (Cyprus), by INTAS grant 06-1000012-8861 and by EU contract RII3-CT-2004-506078, and DIRAC-PHASE-1 contract 515876.

## References

- [1] G. Agakichiev *et al.*, HADES Collaboration, Phys. Lett. B 663, 43 (2008).
- [2] G. Agakichiev *et al.*, HADES Collaboration, Phys. Rev. Lett. 98, 052302 (2007).
- [3] R. Shyam and U. Mosel, Phys. Rev. C 67, 065202 (2003).
- [4] L. P. Kaptari and B. Kämpfer, Nucl. Phys. A 764, 338 (2008).
- [5] M. I. Krivoruchenko and A. Faessler, Phys. Rev. D 65, 017502 (2002).
- [6] S. Teis *et al.*, Z Phys. A 356, 421 (1997).
- [7] <http://kaa.desy.de/edda/Edda.html>.
- [8] J. Bystricky *et al.*, J. Physique 48, 1901 (1987).
- [9] W. Wilson *et al.*, Phys. Rev. C 57, 1865 (1998).
- [10] K. Shekhter *et al.* Phys. Rev. C 68, 014904 (2003).
- [11] S. Lang "Analyse der Elektronenpaarproduktion im Stoßsystem Ar+KCl bei 1.76 AGeV", Dissertation, Fachbereich Physik, U. Frankfurt, 2008.
- [12] F. Krizek "Study of inclusive electron-positron pair production of Ar+KCl at 1.756 AGeV", Dissertation, Technical U. Prague, 2008.
- [13] I. Fröhlich *et al.*, contribution to this Annual Report.
- [14] I. N. Mishustin, J. Schaffner-Bielich, and B. Jakob, Nucl. Phys. A 625, 325 (1997).
- [15] A. Schmah, "Seltsamkeit-Produktion in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV", Dissertation, Fachbereich Physik, TU Darmstadt, 2008.
- [16] G. Agakichiev *et al.*, HADES Collaboration, arXiv:nucl-exp/0902.3487.
- [17] A. Förster *et al.*, Phys. Rev. C 75, 024906 (2007).
- [18] T. Hyodo *et al.*, arXiv:nucl-th/0802.2212v2.
- [19] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C 65, 044005 (2002).
- [20] I. Zychor *et al.* Phys. Lett. B 660, 167 (2008).
- [21] D. Belder *et al.*, to be published in Nucl. Instrum and Meth. (<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2008.12.135>).

# The New HADES Data Acquisition Network\*

J. Michel<sup>1</sup>, M. Böhmer<sup>3</sup>, I. Fröhlich<sup>1</sup>, G. Korcyl<sup>4</sup>, M. Palka<sup>4</sup>, J. Stroth<sup>1,2</sup>, A. Tarantola<sup>1</sup>, and M. Traxler<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität Frankfurt, Germany; <sup>2</sup>GSI, Darmstadt, Germany; <sup>3</sup>Technische Universität München, Germany; <sup>4</sup>Jagiellonian University, Krakow, Poland

In the framework of the current upgrade of the HADES DAQ and Trigger System the complete data acquisition network and read-out scheme has been redesigned. As described in [1], the hardware is based on front end boards equipped with FPGAs and optical transceivers. In total, the complete network will contain over 530 FPGAs and about the same number of optical transceivers. On this optical network, data is transported using a dedicated network protocol. Details about this Trigger and Readout Board Network (TrbNet) can be found in [2]. A unified front-end has been designed to simplify accessing the network, including features for distributing trigger information, data read-out and monitoring.

In the new DAQ network, distributing triggers is a three-step process. First, the central trigger system (CTS) sends a timing trigger pulse over dedicated PECL or LVDS connections to all subsystems. This pulse is followed by a LVL1 trigger being sent over the optical network. Here, all information like trigger number and trigger type as well as reliability features to check data integrity are included. The last step is the response of each front-end board to notify the CTS that the event has been successfully stored in internal memories.

The user-interface is kept very simple: All information is given to the user on separate ports along with a trigger strobe. The reply to the CTS is then generated automatically, hidden from the user. All the user has to do is setting one signal to start sending the answer.

The data read-out is done independently from the trigger logic using the same optical links. Here, the CTS sends a request to all front-ends requiring data of a specific event. The data is then equipped with a fixed data header (DHDR) containing the event information and data length as well as the network address of the front-end. In the network hubs, data from several front-ends are merged to a single data stream based on the information given in the DHDR.

Afterwards, data has to be forwarded to the Event Builders (PCs) collecting data from all subsystems and writing them to storage memory. Due to the huge amount of data (250 MByte/s), data has to be distributed to several PCs. In [3] the HADES event building system is described in detail.

The interface between DAQ electronics and the Event-builder system is done using optical Gigabit Ethernet links [1]. In the FPGAs on TrbNet hubs data is converted to UDP packets using the standard HADES event data format.

Our standardized interface for all subsystems also con-

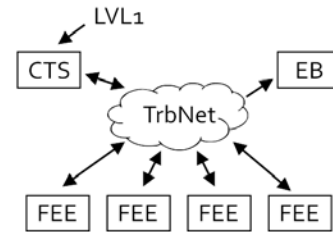


Figure 1: A schematic view of the HADES DAQ network including the central trigger system (CTS), Eventbuilders (EB) and Frontends (FEE).

tains extensive features for status monitoring and controlling of all data acquisition hardware. Basic functions like various read/write - registers are provided by the interface. More elaborate functions like memories and fifos, can be connected using a data bus and a 16bit wide address space. Environmental status information like temperature and voltages can be easily monitored and settings for the front-end electronics can be altered dynamically. Network management features like a DHCP-like assignment of addresses are also included.

For this interface a complete monitoring system with many different options has been developed [4]. With this system, each sub-detector has its own custom-made monitoring features but the interface is kept standardized throughout all detectors.

So far, the network protocol has been implemented on all subsystems of the HADES detector. Commissioning of the new read-out hardware of the RICH detector has been completely based on this network setup and has been finished successfully. The newly installed MDC electronics has also been commissioned using the TrbNet design.

The CBM-MVD collaboration plans to use TrbNet for the read-out of the micro vertex detector of the CBM experiment at FAIR. The adaption of the protocol to a token-ring-like network structure is being considered as well.

## References

- [1] S. Yurevich et al., GSI annual report 2009
- [2] J. Michel, "Development of a Realtime Network Protocol for HADES and FAIR Experiments", diploma thesis, Univ. Frankfurt 2008. [GSI-Doc: DOC-2008-Oct-34-1.pdf]
- [3] S. Yurevich et al., The HADES Event Building System, GSI annual report 2009
- [4] B. Milanovic et al., GSI annual report 2009

\* Work supported by EU grant 515876 and BMBF

# A General Purpose Trigger Distribution and Data Readout Network Protocol: TrbNet\*

J. Michel<sup>1</sup>, M. Böhmer<sup>3</sup>, I. Fröhlich<sup>1</sup>, M. Palka<sup>4</sup>, J. Stroth<sup>1,2</sup>, A. Tarantola<sup>1</sup>, and M. Traxler<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität Frankfurt, Germany; <sup>2</sup>GSI, Darmstadt, Germany; <sup>3</sup>Technische Universität München, Germany; <sup>4</sup>Jagiellonian University, Krakow, Poland

In the framework of the current upgrade of the HADES DAQ and Trigger System [1] a network protocol has been developed (Trigger and Readout Board Network - TrbNet) [2]. This protocol connects all entities of the system - including parts of the front-end-electronics - and provides all functionality needed to transport trigger information and data in parallel over the same physical connection.

Here, the main features are a fast and reliable data transport as well as a wide range of configuration options to adapt to the special needs of each subsystem. All boards will be accessible independently to allow for extensive controlling and monitoring features. As the trigger distribution requires a realtime behavior to keep the deadtime of the detector low the network has to guarantee the transmission of the information within a few microseconds.

To adapt to the unlike needs of the different kinds of data, the network is divided into virtual channels that share the physical connection only. Each channel uses distinct logic resources inside the FPGAs which keeps the interdependence of the channels to a minimum and gives the possibility to configure each channel individually.

The physical backbone of the network is formed by optical links, but depending on the specific setup of each subsystem, other types of connections are used as well. Hence, the implementation of the protocol using VHDL was done in a way that permits to exchange the interfaces to the media while the main control logic remains the same.

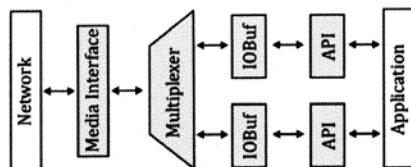


Figure 1: The logical parts of each network node.

This is sketched in Fig. 1. The application (which is a data or trigger source/destination) is hidden from the network via application interfaces (API). The media interface is exchangeable which makes the integration of various technologies possible.

Since the media is used by all channels at the same time, it is vital to be able to switch between them within a short amount of time without disturbing other running transfers. Hence, the data transport is organized in fixed sized packets of 80 Bit size, between which the source of data can be changed. The channels have different priorities to assure

that the most important data is transported first.

Data loss or corruption is prevented by the input/output Buffers (IOBuf) which control the integrity all transfers in two ways: First, all receivers have a defined buffer size which is negotiated with the sender beforehand. After the buffer has been filled, sending is stopped until the reception of the data is acknowledged by the receiver. Second, for each buffer a checksum is calculated and checked by the receiver. If there is a mismatch data is marked as corrupted.

Via the API the data is equipped with a header containing an address before being sent and received data is presented to the application. One of the APIs special features is the locking behavior: It forces the sender of a data packet to wait until the replies from all network nodes have been collected before it is allowed to send data on this channel again. One of the reasons for this is the prevention of event mixing, i.e. the merging of data from different events.

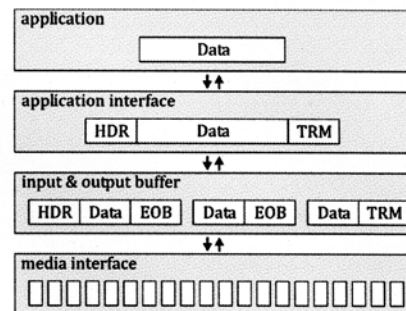


Figure 2: Data flow through network protocol levels.

Performance measurements and calculations have shown that the distribution time of a trigger information packet for the whole system with several layers of network hubs is about 2.1 $\mu$ s. This time is dominated by the time needed by the hardware serializers and deserializers of the optical links which cannot be influenced by the network design. The optical links themselves are working with a data rate of 2 GBit/s resulting in a data bandwidth of up to 1.24 GBit/s due to protocol overhead and the inherent 8b/10b encoding.

## References

- [1] S. Yurevich et al., Upgrade of the HADES DAQ/Trigger System, this volume.
- [2] J. Michel, "Development of a Realtime Network Protocol for HADES and FAIR Experiments", diploma thesis, Univ. Frankfurt 2008.

\* Work supported by EU grant 515876

# The Upgrade of the Multiwire Drift Chamber Readout of the HADES Experiment: the Optical End Point Board.\*

A. Tarantola<sup>1,2</sup>, M. Böhmer<sup>6</sup>, I. Fröhlich<sup>1</sup>, J. Hoffmann<sup>2</sup>, B. W. Kolb<sup>2</sup>, J. Michel<sup>1</sup>, C. Müntz<sup>1</sup>, M. Palka<sup>2,3</sup>, P. Skott<sup>2</sup>, H. Ströbele<sup>1</sup>, J. Stroth<sup>1,2</sup>, M. Traxler<sup>2</sup>, Y. Wang<sup>5</sup>, and J. Wüstenfeld<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität, Frankfurt, Germany; <sup>2</sup>GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Germany; <sup>3</sup>Smoluchowski Institut of Physics, Jagiellonian University, Krakow, Poland; <sup>4</sup>Institut für Strahlenphysik, Forschungszentrum, Dresden-Rossendorf, Germany; <sup>5</sup>Institute of Modern Physics, Lanzhou, China;

<sup>6</sup>Technische Universität, München, Germany. For the HADES collaboration.

In the context of the HADES DAQ/Trigger upgrade [1], a new data acquisition for the 24 Multiwire Drift Chambers (MDCs) has been developed. The project is based on the Trigger and Readout Board (TRB) [2]. Specific add-on boards provide the interfaces to the detector Front End Electronic (FEE). The interface to the MDC FEE is the MDC optical add-on board (MDC-OptAddOn). The counterpart on the FEE side is the Optical End Point Board (OEPB) in Fig. 1. The OEPB will replace the currently used Driver Card (DC). The DC is equipped with two transceivers where the signals are converted (RS-485->TTL).

The demands placed on the OEPB have to be matched with very strict space constraints and low power consumption. One FPGA (Lattice ECP2/M) will control and read-out the TDCs on the FEE. Its large resources allow for the storage of several events close-to-front-end, in Fig. 2. With the employment of a Fibre Optical Transceiver (FOT, from Firecomms) the data transmission will be changed from a parallel copper bus to a serial optical fiber connection. The

LVDS input/output of it is connected directly to the FPGA SERDES, which works down to 250 Mbit/s while the FOT works up to 250 Mbit/s. The principal advantage offered by Plastic Optical Fibre (POF) is its total electromagnetic immunity, simplicity in handling and low power consumption. Unlike copper cables, the POF does not induce noise into the very sensitive analog input of the MDC FEE. On the software level, data and trigger distribution over optical links is controlled by a media independent protocol (TRB-Net) [3]. The ability to remotely program the FPGA is re-

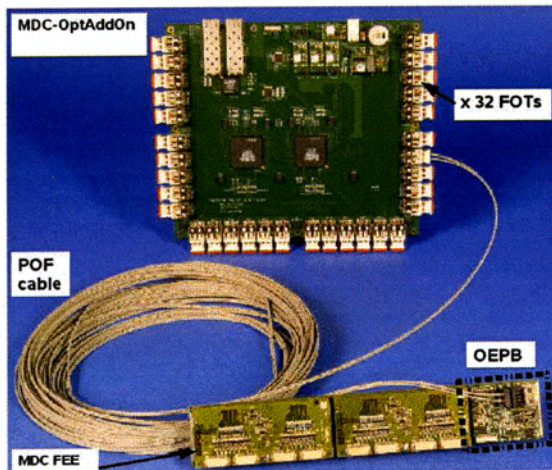


Figure 1: The MDC-OptAddOn with the FEE. The plastic optical cable (up to 30 meters) is connected to the OEPB, which is plugged onto one Motherboard. On the back side of the Motherboard are the TDCs.

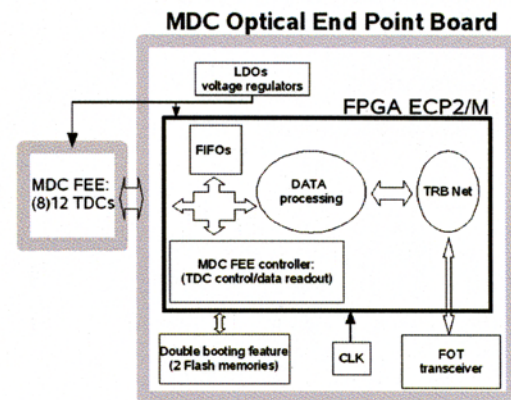


Figure 2: The block diagram of the MDC OEPB.

quired, as it is difficult to physically access these boards. Two flash memories placed on the board allow for a dual boot feature: a “golden” firmware is loaded in the first flash memory (which provides a safe communication but not all software features are included). A second firmware (fully featured firmware), which will change frequently, can be loaded remotely (via optical fiber) in the second flash memory. Additionally, the Lattice FPGA includes Single Event Upset (SEU) detection hardware, which is necessary because the OEPB will be operational in a radiation environment.

## References

- [1] S. Yurevich et al., GSI Scientific Report 2008.
- [2] I. Fröhlich et al, “A General Purpose Trigger and Readout Board for HADES and FAIR-Experiments.”, IEEE Trans.Nucl.Sci. 55 (2008) 59-66
- [3] J. Michel et al., GSI Scientific Report 2008.

\* This work has been supported by GSI and the EU under the contracts CNI (construction) “DIRAC-PHASE-1” (515876) and “Hadron Physics” (RII3-CT-2004-506078), the BMBF, the Helmholtz Research School and the Polish MEEN (158/E-338/SPB/6.PR UE/DIE 455/2004-2007).



# Lepton identification using a multivariate classification method

M. Lorenz<sup>1,2</sup>, R. Holzmann<sup>1</sup>, K. Göbel<sup>2</sup>, J. Markert<sup>2</sup>, T. Galatyuk<sup>2</sup>, J. Stroth<sup>1,2</sup>, A. Rustomov<sup>1</sup>, and the HADES collaboration.

<sup>1</sup>GSI, Darmstadt, Germany; <sup>2</sup>University Frankfurt, Germany

In September 2005 the HADES collaboration measured the collision system Ar+KCl at 1.76 AGeV. Compared to the previous lower multiplicity runs pp and CC, the larger data set and the search for ever smaller signals, namely the vector mesons  $\rho$ ,  $\omega$  and  $\phi$ , it has become essential to extract a maximum of information from the data.

Therefore a multivariate classification method (MVA) [1] based on machine learning techniques has been applied to lepton identification [2] and finalized for the ArKCl data set during the year 2009.

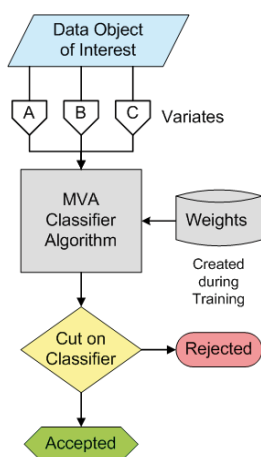


Figure 1: Schematic flow chart of the MVA method

The concept of such a multivariate classification is that instead of applying a set of boolean cuts serially to the data one feeds all cut criteria into an algorithm which provides one scalar response value, used to decide whether it is a true lepton track or not, as illustrated in picture 1. Therefore a track with a fluctuation in one of the selection criteria but with acceptable values in all other criteria will not be discarded. The processing is done in the following steps: Before analyzing the data, the algorithm has to be trained with pure signal and background samples of the data being classified. These pure samples are obtained by asking for a very precise matching of a ring in the RICH detector to a reconstructed trajectory in the spectrometer. Afterwards, different sets of variates in diverse ranges were tested as well as all provided algorithms from the toolkit for multivariate analysis (TMVA) [3], a root package from CERN and a neural network performed best.

After the training of the network, the algorithm is applied to the data selecting lepton candidates, followed by a wide cut on the RICH-MDC matching and a selection of reconstructed tracks, cleaning up those who share one or

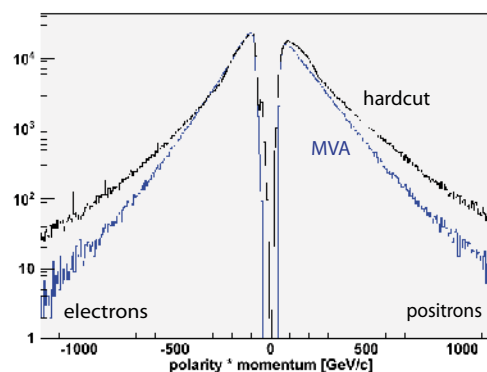


Figure 2: Momentum times polarity distributions of single leptons measured in pNb. Black line - result of the analysis of hard cuts, blue line - MVA.

more of the same detector hit. Finally, on the pair analysis level, a condition on the opening angle of a lepton pair  $> 9^\circ$  and on an other reconstructed track within an angle of also  $> 9^\circ$  is asked to suppress leptons originating from conversion in the detector material.

Using MVA the dilepton reconstruction efficiency increased throughout the whole phase space, compared to the method of hard cuts, resulting in a factor two more reconstructed  $\omega$  mesons compared to the previous setting of the MVA network having the same signal to background ratio.

The same multivariate classification method was applied for the new p+Nb data measured in September 2008. First preliminary results show a higher purity of the single lepton sample compared to the hard cut online analysis, as one can see from the momentum distribution of leptons in figure 2.

## References

- [1] A. Hocker *et al.*, PoS A CAT (2007) 040 [arXiv:physics/0703039].
- [2] S. Lang, doctoral thesis, Frankfurt (2008).
- [3] <http://tmva.sourceforge.net>

# New developments for the Pluto simulation framework

I. Fröhlich<sup>1</sup>, R. Holzmann<sup>2</sup>, J. Markert<sup>1,2</sup>, and J. Stroth<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität Frankfurt; <sup>2</sup>GSI, Darmstadt

Recently, the Pluto event generator was re-designed in order to introduce a more modular, object-oriented structure [1], thereby making additions such as new particles, decays of resonances, new models up to complex customizations easily applicable. Particular attention was paid to define user-friendly interfaces allowing to extend Pluto to a comprehensive simulation framework.

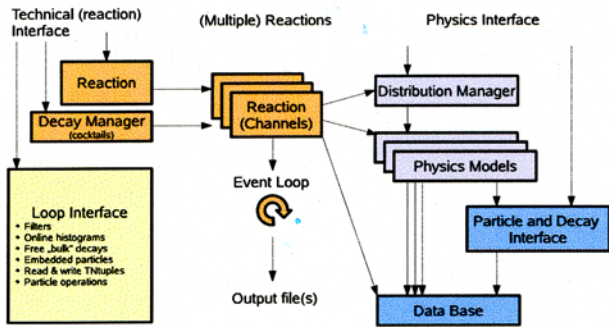


Figure 1: Overview of the Pluto architecture.

## Architecture

Pluto uses distinct C++-classes for the description of particles and their production and decay properties. From these build-in classes Pluto creates the required instances for the calculations, which are called models. Each of these models, which describe the respective mass shape (e.g. a mass-dependent Breit-Wigner) and the partial/total decay width, can be accessed from all locations of the software package, as well as in user macros. The choice which of the offered physics models are actually used can be done inside the production ROOT macro via a distribution manager, which makes sure that only one model is selected per decay and particle, respectively, and per physics case (e.g. form factors, total cross sections, etc.), mainly motivated by the HADES  $pp/dp$  measurements at 1.25 (A)GeV [2]. Pluto offers the user the freedom to attach user-defined models either based on its own sources or new classes at runtime, thereby replacing built-in models.

## The event loop interface

After all models have been selected, an elementary reaction chain is defined with a character string containing the reaction products (which is e.g. for the  $\Delta^+$  production in the  $pp$  reaction at 1.25 GeV: "p D+ [p dilepton [e+ e-] ]") and the event loop is started with the Loop() command. Here, user-defined as

well as a number of pre-defined classes can interact with the event loop in order to modify the particle stream before writing to disk. This interface can be employed for a various number of features as described below. Like in the previous section, user classes can be compiled and added on-the-fly.

**File access:** Particle tracks might be added from (or written to) user files in any self-defined format.

**Embedded particles:** Test particles can be embedded into a background reaction. With the previous feature this allows for "track embedding", in order to embed particles into real events with an already reconstructed vertex.

**Bulk decay:** In addition to a well defined reaction chain, Pluto offers free "bulk" decays, i.e. the decay of (embedded) particles following the calculated mass-dependent branching ratios.

**Filters:** The particles can be pre-filtered using a "detector acceptance" user class.

## Projecting events

The main aim of the "projector" (which uses the event loop interface) is to offer a simplified analysis method following a similar idea as `TTree->Draw()` to project particles (and their correlations) into on-line histograms. However, it has more features, namely the composition of composite invariant masses, like e.g.:

```
_x=( [e+] + [e-] )->M2();
```

and inline rotations and boostings, e.g.:

```
p1->Rot( [D+] ); p1->Boost( [D+] );
```

All browsable methods of the ROOT `TLorentzVector` class can be used on the resulting (composite) particles, among with all all `TFormula`-operations. This is much faster than (uncompiled) analysis macros and allows the user to stay very flexible. In addition, filter and conditions can also be defined in a very flexible way:

```
if ( [e+] + [e-] )->M()>0.2; _x=...1
```

Additional input/output capabilities using the ROOT `TNtuple` format makes it possible to read any kind of events, like detector data, 3rd party event generators simulation, and allows to re-analyse Pluto particles.

## References

- [1] <http://www-hades.gsi.de/computing/pluto/html/PlutoIndex.html>
- [2] T. Galatyuk, phd theses, Goethe-Universität, Frankfurt, 2009.

<sup>1</sup>Which defines a cut on the di-electron mass larger then  $0.2\text{GeV}/c^2$

# $e^+e^-$ production in $NN$ collisions at 1.25 GeV

I. Fröhlich<sup>1</sup>, T. Galatyuk<sup>\*1</sup>, and J. Stroth<sup>1</sup> for the HADES Collaboration

<sup>1</sup>Goethe - Universität Frankfurt am Main, Germany;

Di-electron production in  $N+N$  collisions at  $E_{kin} < 5$  GeV/u was studied previously by the DLS collaboration [1] and have been available for about 10 years, although with limited statistics and mass resolution. Microscopic transport calculation, however, never succeeded to explain the experimental data satisfactory until a strong bremsstrahlung contribution in  $n+p$  interactions has been recently predicted within the framework of a covariant One Boson Exchange (OBE) model [2]. The authors choose the free parameters of their theory similar to the ones used in [3], but the restoration of the gauge invariance (for  $n+p$ ) has been realized in a different way. This leads to different types of the form factors and quite different results. Indeed, it is found to differ by a factor of 4 for  $n+p$  interactions, but also by a factor of about 2 for  $p+p$  reactions at 1 GeV kinetic beam energy compared to the ones of Ref. [3]. As the  $NN$  bremsstrahlung process as included in the new OBE calculations from Kaptari *et al.* [2] is widely discussed in context with the interpretation of the  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  data, we should have a closer look on the comparison of these calculations to the HADES data for  $p+p$  and  $n+p$  interactions.

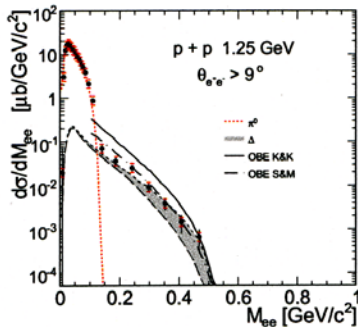


Figure 1: Invariant mass distribution of electron pairs measured in  $p+p$  reactions at a beam energy of 1.25 GeV [4]. The dashed and long-dashed lines show the contributions of  $\pi^0$  and  $\Delta$  Dalitz decays, respectively, in simulations using the resonance model. The enhancement due to the  $N$ - $\Delta$  transition form factor is shown as the grey area. The dashed and full lines are the results of OBE models [3] and [2], respectively.

The di-electron yield measured in  $p+p$  and  $n+p$  reactions is presented in Figs. 1 and 2, respectively. The theoretical curves show results of model calculations with the Pluto event generator [5]. At low masses a prominent  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$  peak dominates the spectra. In the case of the  $p+p$  reaction, the region of invariant masses larger than

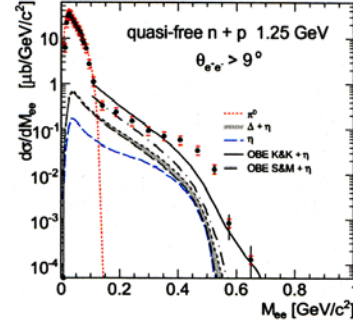


Figure 2: Invariant mass distribution of electron pairs measured in quasi-free  $n+p$  reactions at a beam energy of 1.25 GeV/u [4], same notations as in Fig. 1. Note, that the  $\eta$  contribution has been added to the OBE model calculations.

0.15  $\text{GeV}/c^2$  is well described by the simulation of the  $\Delta$  Dalitz decay. A more accurate description is expected from the OBE models, since all amplitudes (graphs) involving intermediate  $\Delta$  or nucleons are treated coherently. The predictions of [3] (dashed line) are in good agreement with the data, but the OBE model [2] (full line) overestimates the data. In case of  $n+p$  reaction, the resonance model simulation underestimates the measured dilepton yield. However, no satisfactory agreement is achieved either by the OBE exchange models. The yield in the high-mass region is too low and in the  $\pi^0$  region the di-electron yield is unfortunately not calculated.

Our data for the invariant-mass spectrum in the reaction  $np \rightarrow npe^+e^-$ , extracted from the tagged subreaction in  $dp \rightarrow p_{sp}npe^+e^-$ , point to a shoulder at intermediate values of the di-electron invariant mass. Such a structure is hardly described within the hitherto models. As it has been shown, understanding the elementary channels remains challenging.

**Acknowledgments:** The authors are grateful to F. Iachello, R. Shyam, J. Van de Wiele and B. Martemyanov for the fruitful discussions.

## References

- [1] W.K. Wilson *et al.*, Phys. Rev. C **57** (1998) 1865.
- [2] B. Kämpfer and L.P. Kaptari, Nucl. Phys. A **764** (2006) 338.
- [3] R. Shyam and U. Mosel, Phys. Rev. C **67** (2003) 065202.
- [4] G. Agakishiev *et al.*, arXiv:0910.5875 [nucl-ex].
- [5] I. Fröhlich *et al.*, arXiv:0909.5373 [nucl-ex].

\* Work supported by Helmholtz Alliance HA216/EMMI

# Simultaneous Measurement of the $\omega$ -meson Production Cross Sections in the Leptonic and Hadronic Decay Channels in pp Collisions at 3.5 GeV\*

K. Teilab<sup>1</sup>, A. Tarantola<sup>1,2</sup>, I. Fröhlich<sup>1</sup>, T. Galatyuk<sup>1,2</sup>, R. Holzmann<sup>2</sup>, M. Lorenz<sup>1,2</sup>, J. Markert<sup>1,2</sup>, C. Müntz<sup>1,2</sup>, A. Rustamov<sup>2</sup>, H. Ströbele<sup>1</sup>, J. Stroth<sup>1,2</sup>, and C. Sturm<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität, Frankfurt, Germany; <sup>2</sup>GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt, Germany

The inclusive and exclusive  $\omega$ -meson production cross sections are presented. These are analysis results of the proton-proton run performed by HADES in 2007, with a 3.5 GeV proton beam on a liquid hydrogen target. The resulting  $e^+e^-$  invariant-mass spectrum is an important reference for the study of vector meson production off the nucleus, recently performed by the HADES in p+Nb reactions at the same beam energy. We observe a prominent signal at the  $\omega$  mass in the invariant-mass spectrum, in Fig. 1. More than  $65 \times 10^3$  pairs have been obtained in the total mass range and 250 pairs in the  $\omega$  region. The  $\omega$  meson peak shows a mass resolution of  $15.3 \text{ MeV}/c^2$  and its pole mass has been fitted to be  $0.761 \text{ GeV}/c^2$ . It is shifted by  $20 \text{ MeV}/c^2$  on the lower side. If we take energy loss of electrons into account, the position of the  $\omega$  peak agrees with the expected value. The spectrum has been corrected by detector inefficiencies on a pair-by-pair basis, defined as the product of single-electron inefficiencies deduced from dedicated Monte-Carlo events embedded into real events [1, 2] and normalized to pp elastic scattering events, which were simultaneously measured. The preliminary  $\omega$  inclusive production cross section has been extracted to be  $\sigma_\omega = 0.285 \text{ mb} \pm 0.070 \text{ mb}$ . Using the same

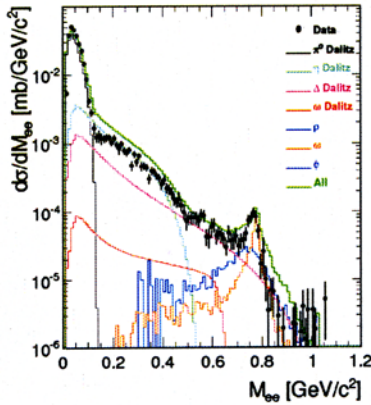


Figure 1: Invariant mass distribution of electron pairs measured in the acceptance of HADES in pp collisions at 3.5 GeV beam kinetic energy. The lines show various contributions from a HSD simulation which takes all known sources into account.

data, we studied the hadronic  $\omega$ -decay into three pions in the exclusive channel ( $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ ). The charged

\* For the HADES Collaboration. This work has been supported by the BMBF (Contract Nr. 06FY171 and 06FY91001) and the H-QM School.

particles were identified through their characteristic energy deposition in the multi-wire drift chambers, whereas the neutral pion was identified by means of the missing mass method. Fig. 2 shows the invariant mass distribution of the identified 3 pions. In order to determine the true number of reconstructed  $\omega$ -mesons, a PLUTO [3] simulation of the reaction  $pp \rightarrow pp\omega \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$  was done. The effects of detector efficiency and acceptance were taken into account by a full of GEANT digitization. By running through the same analysis chain as for real data, effects e.g. due to track reconstruction efficiency were also included. The shape of the  $\omega$  peak as determined from the simulation is then scaled to fit the data peak, whereas the non resonant background is fitted by a polynomial function. The position and width of the simulated peak are not modified. One can see that the simulated peak fits well, which shows that detector performance is well understood. The total number of  $\omega$  mesons in

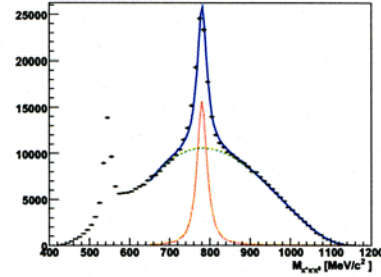


Figure 2: The invariant mass distribution of the identified 3 pions (data points). The red dashed line represents the simulated signal shape, the blue line is a fit to both the signal and background. The background function is indicated in green. The peak is positioned at  $781 \text{ MeV}/c^2$  with a width of  $15.4 \text{ MeV}/c^2$ . (colors online)

the peak is about  $62 \times 10^3$ . The resulting exclusive production cross section is  $0.130 \text{ mb} \pm 0.030 \text{ mb}$  to be compared to  $0.285 \text{ mb} \pm 0.070 \text{ mb}$  for the inclusive cross section obtained from electron pairs.

## References

- [1] G. Agakishiev et al, (HADES Collab.), Phys. Rev. Lett. 98, 052302 (2009).
- [2] G. Agakishiev et al, (HADES Collab.), Phys. Rev. Lett. B663, 43 (2009).
- [3] I. Fröhlich et al., arXiv:0909.5373 [nucl-ex.] (2009).

# Two-particle correlations in Pb-Au collisions at 80A GeV beam energy\*

S.Schuchmann<sup>1</sup>, D.Antończyk<sup>1</sup>, and H.Appelshäuser<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe Universität, Frankfurt am Main, Germany

In this report new results of a HBT analysis of Pb-Au collisions at 80A GeV beam energy are presented.

## HBT parameters

The calibration scheme of the CERES TPC has been improved with respect to the data reconstruction used in [1], which leads to a remarkable decrease of the systematic error for the 80A GeV and 158A GeV data set. Figure 1 shows the new results of the HBT parameters for collisions at 80A GeV in the Bertsch-Pratt parametrization as a function of the transverse pair momentum  $k_{\perp}$ . The new values are compared to the published results as well as to the results obtained by the NA49 collaboration for the same beam energy. Systematic errors are depicted in filled boxes around the data points. For the error calculation effects due to finite momentum resolution, the fitting procedure, the Coulomb correction and the applied pair cuts are included. Regarding absolute values, the new analysis yields slightly larger  $R_{out}$  and  $R_{long}$  parameters in the low  $k_{\perp}$  bins. In comparison to the NA49 results, the recent analysis entails a good agreement between both experiments.

## Universal pion freeze-out

The slight growth of  $R_{long}$  at low  $k_{\perp}$  consequently leads to an increase of the freeze-out volume, which was introduced in [2]. In Figure 2, showing the excitation function of the freeze-out volume, the recent CERES results for 80A GeV and 158A GeV are presented together with the previous results. The visible increase of the volume for these two energies leads to an increase of the mean free path of pions at freeze-out, which is defined by  $V_f/(N\sigma)$ . As it can be deduced from Fig 2, the mean free path features a general maximum at energies of  $\sqrt{s_{NN}} \simeq 8 - 10$  GeV, which yields a 30% enhancement compared to the other energies with a mean free path of  $\sim 1$  fm. The new CERES results suggest a confirmation of this enhancement, that could be interpreted as a modified freeze-out condition for pions in this small energy window.

However, at very low collision energies, the remaining discrepancy between CERES and NA49 as well as large errors of the AGS results do not yet allow further conclusions about an universal pion freeze-out scenario. In order to deduce a satisfactory interpretation from the excitation function of the freeze-out volume and the mean free path, a re-analysis of the 40A GeV data set remains as a mandatory task. Furthermore, new measurements in the AGS energy region would have an important impact on a confirmation

of the indicated maximum mean free path around low SPS energies. Hence, we are looking forward to the future activities within the FAIR project at GSI and to the low energy run at RHIC, being performed soon.

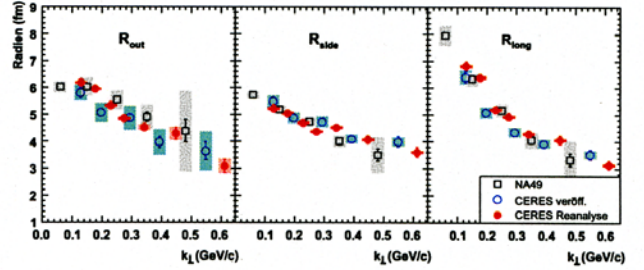


Figure 1: HBT radii vs.  $k_{\perp}$  for 80A GeV from CERES (old: open circles, new: filled circles) and NA49 (open squares) [3]. Filled boxes indicate the systematic errors.

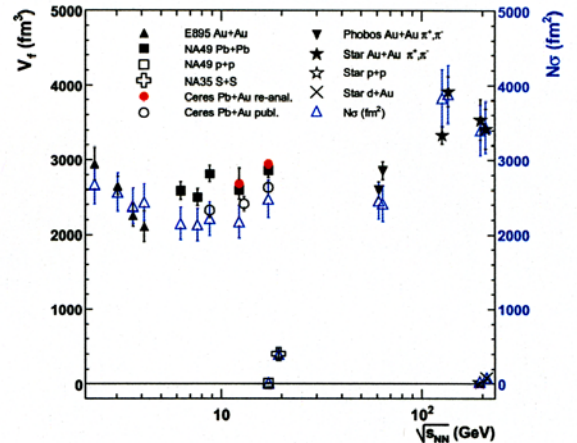


Figure 2: The Freeze-out volume  $V_f$  and the effective cross section for pion interactions in the medium  $N\sigma$  (open triangles) vs. collision energy. For references see [2].

## References

- [1] H. Tilsner and H. Appelshäuser [CERES Collaboration], Nucl. Phys. A **715** (2003) 607.
- [2] GSI scientific report 2007, NQMA-EXPERIMENTS-16, p.180
- [3] C. Alt *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. C **77** (2008) 064908

\* Work supported by GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH and BMBF.

# Centrality dependence of (anti-)proton spectra in Pb+Pb collisions at 158A GeV measured at the CERN SPS

Julian Book, Hans Beck, Christoph Blume, Volker Friese, Marek Gazdzicki, Claudia Höhne, Dmytro Kresan, Michael Mitrovski, Moritz Pohl, Rainer Renfordt, Tim Schuster, Reinhard Stock, Herbert Ströbele and Milica Utvić for the NA49 Collaboration

The (anti-)proton yields in centrality selected Pb+Pb collisions at 158A GeV were measured by the NA49 Collaboration. The NA49 detector is a large acceptance spectrometer with particle identification capabilities. The detector is located at CERN, Geneva, where the Super-Proton-Synchrotron provides a beam of lead nuclei with energies up to 158A GeV, which are collided with a fixed lead target. Particle identification was possible in the c.m. rapidity interval  $-0.42 < y < 1.58$  (corresponding to the laboratory momentum range 5 - 63 GeV/c) via the specific energy loss  $dE/dx$  in the TPC detector gas. It is done in bins of total and transverse momentum. The (anti-)proton yields are obtained in each bin from a fit to the  $dE/dx$  distributions. These yields are then corrected for acceptance, efficiency, and for feed-down from weak decays. The rapidity densities are calculated by integrating the measured transverse momentum distributions and applying a relatively small correction for losses in unmeasured regions. An earlier analysis of the same data set using a combined  $dE/dx$ -TOF method [1] provides a reference  $dn/dy$  measurement near midrapidity. The differences between the two results are below 5%.

Net-proton spectra are obtained from those of all protons by subtracting the distributions of anti-protons. The midrapidity net-proton yield normalized to the number of wounded nucleons  $N_W$  rises by a factor 1.3 from peripheral to central collisions (see Fig. 1a). The spectra are compared with two model calculations. In contrast to UrQMD [2] (see Fig. 1b), the HSD [3] model describes the data well (see Fig. 1c). The difference in the rapidity distributions between HSD and UrQMD is due to a different definition of "formed" and "unformed" hadrons. In HSD a hadron is considered as "formed" only if the energy density (in the local cell) is less than a critical value, which is taken to be  $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  in line with lattice QCD. Otherwise, the hadron is accepted as "unformed" and can not interact with other hadrons until the energy density drops to the critical value. This energy density criterion is not included in UrQMD which leads therefore to a substantial overestimate of energy loss in collisions in which high energy densities are reached [3].

## References

- [1] C. Alt *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. C **73**, 044910 (2006).
- [2] H. Petersen, M. Bleicher, S. A. Bass and H. Stocker, arXiv:0805.0567 [hep-ph].
- [3] H. Stoecker, Phys. Rev. C **66** (2002) 054903.

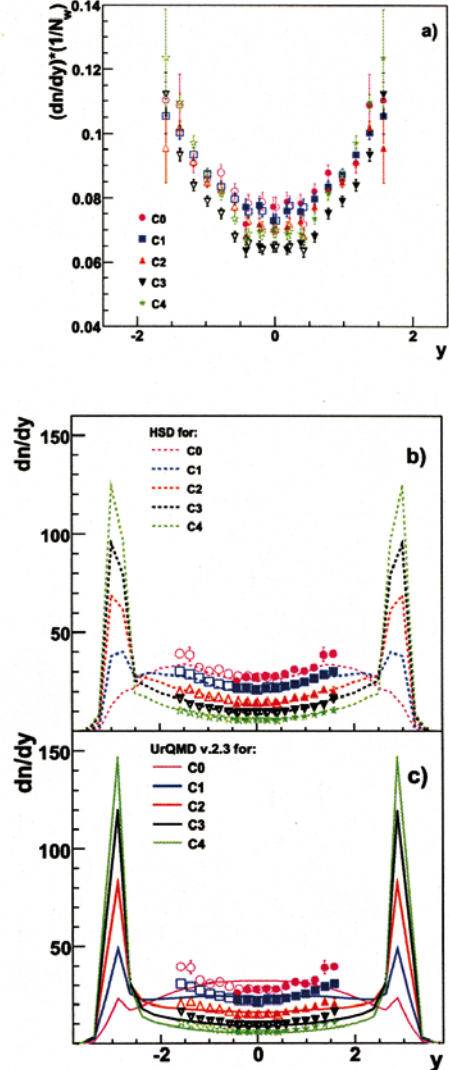


Figure 1: a) net-proton rapidity spectra in Pb+Pb collisions at 158A GeV for different centralities. The spectra are normalized by the average number of wounded nucleons  $N_W$ . b) shows the comparison with the HSD-model and c) with the UrQMD v2.3 model.

## Event-by-event Fluctuations of the Kaon to Pion Ratio in NA49

H. Beck<sup>1</sup>, C. Blume<sup>1</sup>, J. Book<sup>1</sup>, P. Dinkelaker<sup>1</sup>, V. Friese<sup>2</sup>, M. Gaździcki<sup>1</sup>, C. Höhne<sup>2</sup>, D. Kresan<sup>2</sup>, M. Mitrovski<sup>1</sup>, M. Pohl<sup>1</sup>, R. Renfordt<sup>1</sup>, T. Schuster<sup>1</sup>, H. Ströbele<sup>1</sup>, R. Stock<sup>1</sup>, and M. Utvić<sup>1</sup>

<sup>1</sup>IKF, Goethe Universität, Frankfurt am Main, Germany; <sup>2</sup>GSI, Darmstadt, Germany – for the NA49 collaboration

Non-statistical event-by-event fluctuations are considered as an important signal for the critical endpoint of the QCD phase diagram. Event-by-event fluctuations of different observables are thus investigated in detail in current experiments.

The aim of this work is the centrality dependence of  $K/\pi$  fluctuations in Pb+Pb collisions at 158 AGeV. In this report we present first steps such as the energy (for validation of the analysis software) and centrality bin size dependence of the event-by-event kaon to pion yield ratio fluctuations measured with the NA49 experiment.

NA49 is a large acceptance hadron spectrometer at the SPS [1]. Its main particle identification detectors are four large volume TPCs, two of them located inside the magnetic field for momentum measurements. The specific energy loss  $dE/dx$  measured in the two large main TPCs outside the magnetic field was used for particle identification in this work. With a  $dE/dx$  resolution of 4% (100 points on the track) particles can only be identified on a statistical basis. Here a maximum likelihood method was used to measure relative particle yields event-by-event. For a detailed description of the method see [2].

The inclusive  $dE/dx$  spectrum was fitted in charge, momentum, transverse momentum and azimuthal angle bins. The parameters obtained from this fit are used to form Probability Density Functions (PDFs), which were then used for event-by-event fits. The stability of the fit with respect to different centrality selections was checked.

Minimum bias Pb+Pb collisions at 158 AGeV beam energy were divided into bins of centrality using information from the veto calorimeter which accepts nearly all beam particles and spectators.

Fluctuations from e.g. finite number statistics or detector resolution were estimated using the event mixing method which destroys all correlations present in one event. For this procedure, only events within the same centrality classes were mixed.

The energy dependence of dynamical fluctuations of the kaon to pion ratio is shown in figure 1 for two different momentum intervals showing little effect of the fluctuations on the selected range. An upper momentum cutoff of 40 GeV/c for beam momenta 20, 30 and 40 AGeV and 120 GeV/c for 80 and 158 AGeV was chosen as well as a common cutoff of 16 GeV/c for all beam energies. Results are shown for the 3.5% most central Pb+Pb collisions at beam momenta of 20, 30, 40, 80 and 158 AGeV. We observe an increase of the fluctuations towards lower SPS energies as already shown and discussed by NA49 [2].

A study of the centrality dependence of possible dynamical

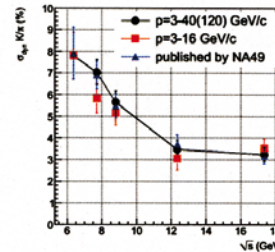


Figure 1: Energy dependence of dynamical fluctuations of the kaon to pion yield ratio in the 3.5% most central Pb+Pb collisions.

ical fluctuations is hampered by the need to select event samples in finite size centrality intervals in which seemingly dynamical fluctuations are in reality due to a trivial centrality dependence. A first step towards a centrality dependence, the centrality bin size dependence of the dynamical fluctuations of the kaon to pion ratio in Pb + Pb collisions at 158 AGeV is shown in figure 2. Different centrality selections create differences in the dynamical fluctuations on the order of two percent which means that the volume fluctuations to a large extend (1 - 2% remaining) are cancelled in the ratio. Different symbols on the figure correspond to different year and beam conditions of the data taking. This small dependence of dynamical  $K/\pi$  fluctuations on the bin width will now allow to extract the fluctuations in centrality steps of 5% to 10%.

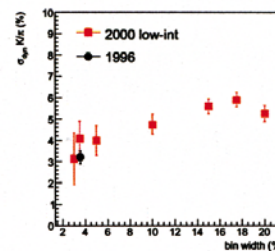


Figure 2: Centrality bin size dependence of dynamical fluctuations of the kaon to pion yield ratio in central Pb+Pb collisions at 158 AGeV.

## References

- [1] S.V.Afanasyev et al. Nucl. Instr. and Meth. A 430 (1999) 210 - 244
- [2] C.Alt et al. arXiv:0808.1237 [nucl-ex]

# Centrality dependence of $K_s^0$ production in Pb+Pb collisions at the CERN SPS

J. Book<sup>1</sup>, H. Beck<sup>1</sup>, C. Blume<sup>1</sup>, V. Friese<sup>2</sup>, M. Gaździcki<sup>1</sup>, C. Höhne<sup>2</sup>, D. Kresan<sup>2</sup>, M. Mitrovski<sup>1</sup>, M. Pohl<sup>1</sup>, R. Renfordt<sup>1</sup>, T. Schuster<sup>1</sup>, R. Stock<sup>1</sup>, H. Ströbele<sup>1</sup>, and the NA49 Collaboration

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik Frankfurt, Germany; <sup>2</sup>GSI, Darmstadt, Germany

## Motivation

At high energy densities a new phase of matter, the quark-gluon-plasma (QGP), is expected to be formed. The system size dependence of strangeness production per wounded nucleon shows an increase towards larger reaction systems [1]. Also the energy dependence of  $K^+/\pi^+$  has been studied and shows an anomaly at low SPS energies [2]. To cross check these results obtained for charged kaons, the  $K_s^0$  can be studied. A comparison is possible because of the approximate isospin symmetry and strangeness conservation:

$$(K^+ + K^-)/2 \approx K_s^0 \quad (1)$$

## Data Analysis

The data were measured by the fixed target experiment NA49 [3] at the CERN SPS in 2001 and 2002. A zero-degree-calorimeter (ZDC) determines the centrality of the collisions via the energy deposition of the spectators. For the  $K_s^0$  reconstruction by their decay topology ( $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ ) a  $V^0$  finding algorithm is implemented. It combines all pairs of opposite charged tracks and extrapolates them step-by-step towards the main vertex. The minimum distance of their closest approach (dca) indicates a  $K_s^0$  candidate for which the invariant mass can be calculated:

$$m_{K_s^0} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2} \quad (2)$$

The invariant mass spectra in a given  $y$ - $p_t$ -bin are now analysed by a fit procedure, where the background is described by a polynomial and the signal by a MC simulated line shape.

There are three types of losses, the geometrical acceptance, the reconstruction inefficiency due to the  $V^0$  algorithm and due to the track density. To determine these losses a simulation chain has been implemented. In the first step MC  $K_s^0$  are generated and their daughter particles are propagated through the virtual NA49 detector by GEANT. After this the data is embedded in real events to take care of track density effects. In the last step these data are reconstructed by the standard reconstruction chain and compared to real data to calculate the detection probability  $P_{detect}$ .

## Results

The corrected  $m_t$ -spectra for all centrality classes are shown in Figure 1. A Boltzmann-function is used to extrapolate into unmeasured  $m_t$ -regions.

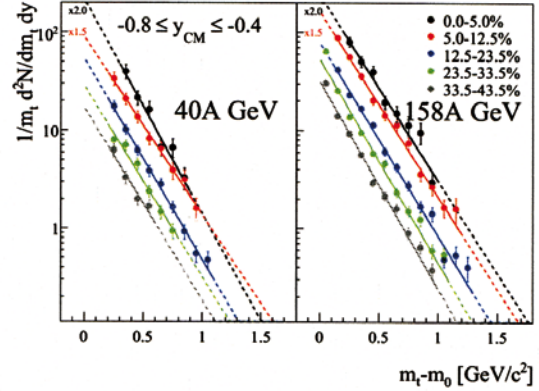


Figure 1: The corrected  $m_t$ -spectra for all centrality classes for Pb+Pb collisions.

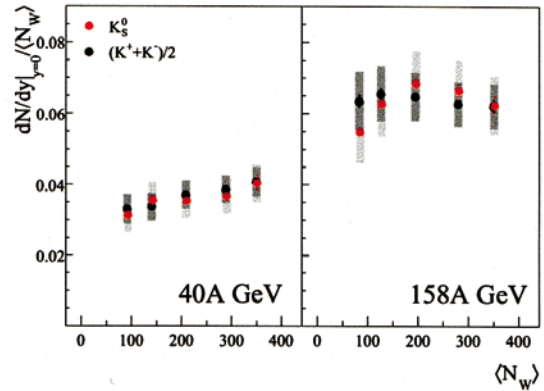


Figure 2: The yields around midrapidity ( $|y| \leq 0.4$ ) per wounded nucleon as a function of the number of wounded nucleons for Pb+Pb reactions at 40A and 158A GeV. The systematic error is represented by gray fields.

In Figure 2 you can see a good agreement of the yields of charged kaons [4] and  $K_s^0$  at midrapidity within the systematic errors.

## References

- [1] J.Rafelski & B.Müller, Phys.Rev.Lett. 48, 1066–1069 (1982)
- [2] C.Alt et al. [NA49 Collaboration], Phys.Rev.C 77, 024903 (2008)
- [3] Afanasiev et al. [NA49 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth.A430, 210–244 (1999)
- [4] P. Dinkelaker, PhD thesis, “Kaon and Pion Production in Centrality Selected Minimum Bias Pb+Pb Collisions at 40 and 158 A GeV”, Goethe University Frankfurt, (2009)



## Ion Program of NA61/SHINE at the CERN SPS

M. Gazdzicki, B. Lungwitz, M. Mitrovski, R. Renfordt, T. Schuster, H. Strobele for the NA61/SHINE Collaboration

The objective of the NA61/SHINE ion program is to search for the critical point of strongly interacting matter and to study the properties of the onset of deconfinement [1]. This goal will be pursued by an experimental investigation of nucleus-nucleus, proton-proton and proton-lead integrations at the CERN SPS. NA61/SHINE intends to carry out – for the first time in the history of nucleus-nucleus collisions – a comprehensive scan in two dimensional parameter space: the size of the colliding nuclei versus the interaction energy [2]. The project has the potential for an important discovery – the experimental observation of the critical point of strongly interacting matter. On top of that it guarantees precision measurements crucial for

the understanding of the properties of the onset of deconfinement. The synergy of the NA61/SHINE physics program [1] on physics of strongly interacting matter with cosmic-ray and neutrino programs, as well as the use of the existing accelerator chain and detectors offers the unique opportunity to reach the physics goals in an efficient and cost effective way.

NA61/SHINE plans to perform the necessary measurements using the upgraded NA49 apparatus [3]. The most essential upgrades are the increase of data taking and event rate by a factor of 10 and the construction of a projectile spectator detector which will improve the accuracy of determination of the number of projectile spectators by a factor of about 20.

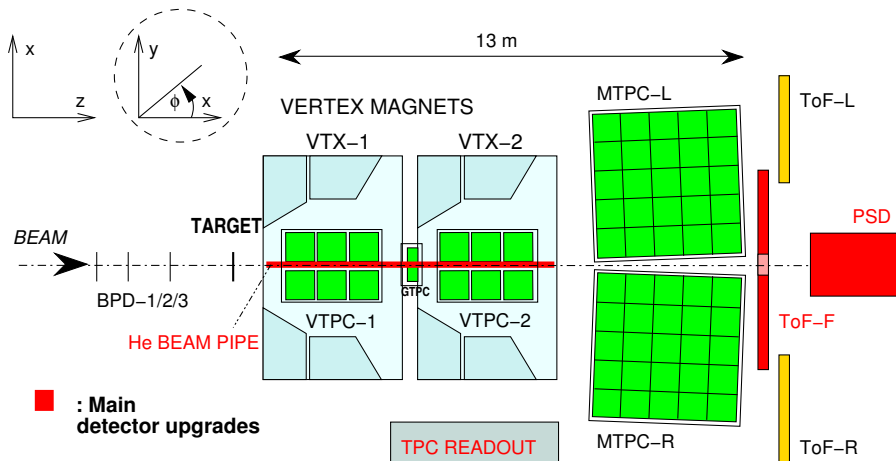


Figure 1: The layout of the NA61/SHINE setup (top view, not to scale) with the basic upgrades indicated in red.

The NA49 apparatus at the CERN SPS served during the last 10 years as a very reliable, large acceptance hadron spectrometer and delivered experimental data of high precision over the full range of SPS beams (from proton to lead) [4, 5] and energies (from  $20A$  GeV to  $158A$  GeV) [6, 7]. Among the most important results from this study is the observation [6, 7] of narrow struc-

tures in the energy dependence of hadron production in central Pb+Pb collisions. These structures are found at the low CERN SPS energies ( $30A$ – $80A$  GeV) and they are consistent with the predictions [8] for the onset of the deconfinement phase transition. The questions raised by this observation serve as an important motivation for new measurements with nuclear beams

proposed in the SPS energy range at the CERN SPS and also envisaged at BNL RHIC [9], FAIR SIS-300 [10] as well as NICA MPD [11]. These programs are to a

large extent complementary. However, specific questions addressed in the NA61/SHINE proposal can be best studied by NA61/SHINE at the CERN SPS.

Beam+Target	Energy (A GeV)	Year	Days	Physics	Status
<b>p+C(T2K)</b>	<b>30</b>	<b>2007</b>	<b>30</b>	<b>T2K, C-R</b>	<i>performed</i>
<b>p+C(T2K)</b>	<b>30</b>	<b>2009</b>	<b>21</b>	<b>T2K, C-R</b>	<i>recommended</i>
$\pi^- + C$	<b>158, 350</b>	<b>2009</b>	<b>14</b>	<b>C-R</b>	<i>recommended</i>
<b>p+p</b>	<b>10, 20, 30, 40, 80, 158</b>	<b>2009</b>	<b>49</b>	<b>CP&amp;OD</b>	<i>recommended</i>
<b>p+p</b>	<b>158</b>	<b>2010</b>	<b>77</b>	<b>High <math>p_T</math></b>	<i>recommended</i>
$\approx(30+30)$	<b>10, 20, 30, 40, 80, 158</b>	<b>2011</b>	<b>42</b>	<b>CP&amp;OD</b>	<i>recommended</i>
<b>p+Pb</b>	<b>158</b>	<b>2011</b>	<b>42</b>	<b>High <math>p_T</math></b>	<i>recommended</i>
$\approx(10+10)$	<b>10, 20, 30, 40, 80, 158</b>	<b>2012</b>	<b>42</b>	<b>CP&amp;OD</b>	<i>to be discussed</i>
<b>p+p</b>	<b>10, 20, 30, 40, 80, 158</b>	<b>2012</b>	<b>42</b>	<b>CP&amp;OD</b>	<i>recommended</i>
$\approx(100+100)$	<b>10, 20, 30, 40, 80, 158</b>	<b>2013</b>	<b>42</b>	<b>CP&amp;OD</b>	<i>to be discussed</i>

Table 1: The NA61/SHINE data taking plan. The runs with secondary ion beams are planned for 2011, 2012 and 2013. In these runs the nuclear mass number of the selected ions will be  $A \approx 30$ ,  $A \approx 10$  and  $A \approx 100$ , respectively. The following abbreviations are used for the physics goals of the data taking: CP - Critical Point, OD - Onset of Deconfinement, C-R - Cosmic Rays.

The NA61/SHINE experiment uses a large acceptance hadron spectrometer at the CERN-SPS for the study of the hadronic final states produced in interactions of various beam particles ( $\pi$ , p, C, S and In) with a variety of fixed targets at the SPS energies. The layout of the NA61/SHINE set-up is shown in Fig. . The main components of the current detector were constructed and used by the NA49 experiment [3]. The main tracking devices are four large volume Time Projection Chambers (TPCs in Fig. ), which are capable of detecting up to 70% of all charged particles created in the studied reactions. Two of them, the ver-

In a 2007 pilot run data for the T2K neutrino experiment on p+C interactions at 31 GeV/c were recorded [12]. For this run a new forward time of flight detector (ToF-F) was constructed in order to extend in these low-multiplicity events the acceptance for pion and kaon identification to low momenta ( $1 < p < 4$  GeV/c). The ToF-F wall is installed downstream of TPC-L and MTPC-R (see Fig. ), closing the gap between the ToF-R and ToF-L walls. Furthermore, one super-module of the Projectile Specta-

tor TPCs (VTPC-1 and VTPC-2), are located in the magnetic field of two super-conducting dipole magnets (maximum bending power of 9 Tm) and two others (MTPC-L and MTPC-R) are positioned downstream of the magnets symmetrically with respect to the beam line. One additional small TPC, the so-called gap TPC (GTPC), is installed on the beam axis between the vertex TPCs. The setup is supplemented by time of flight detector arrays two of which (ToF-L/R) were inherited from NA49 and can provide a time measurement resolution of  $\sigma_{tof} \approx 60$  ps.

tor Detector (PSD) was installed downstream of ToF-F and tested [13]. The required energy resolution  $\sigma(E)/E \approx 50\%/\sqrt{E}/(1 \text{ GeV})$  was reached.

A major step forward in the detector performance, i.e. the TPC readout and DAQ upgrade, was achieved for the 2008 run. During the run the upgrade was tested. It results in an increase of the data rate by a factor of about 10 compared to the NA49 rate. The 2008 run was cut short due to the LHC incident.

Compatibility with the L-LHC schedule requires

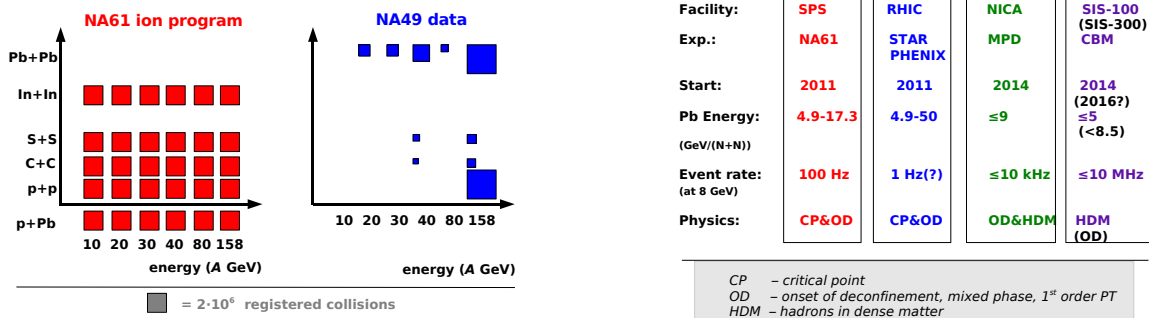


Figure 2: Left: The data sets planned to be recorded by NA61/SHINE (left) with the ion program and those recorded by NA49 (right). The area of the boxes is proportional to the number of registered central collisions, which for NA61/SHINE will be  $2 \cdot 10^6$  per reaction. Right: The main parameters of the proposed experimental programs for the study of nucleus-nucleus collisions at SPS, RHIC, NICA and SIS-300.

the use of *secondary* ion beams for the NA61/SHINE ion program. Feasibility studies are in progress and first results indicate that the secondary ion beam properties are sufficient to reach the physics goals of NA61/SHINE.

The data sets planned to be recoded by NA61/SHINE for the ion program and those recorded by NA49 are compared in Fig. 2 (left). The exciting and rich physics which can be studied in nucleus-nucleus collisions at the CERN SPS energies motivates groups from BNL, JINR and FAIR to propose experimental studies which will complement the CERN SPS program. Two fixed target programs (CERN SPS [1] and FAIR SIS-300 [10]) and two programs with ion colliders (BNL RHIC [9] and JINR NICA [11]) are foreseen. The basic parameters of the future programs are summarized in Fig. 2 (right). The SPS and RHIC energy range covers energies from below up to well above the energy of the onset of deconfinement ( $\approx 30A$  GeV in the fixed target mode). Thus these machines are well suited for the study of the properties of the onset of deconfinement and the search for the critical point.

The top energies of NICA and SIS-300 are just above the energy of the onset of deconfinement. The physics at these machines will thus focus on the study of the properties of dense confined matter close to the transition to the QGP. This is illustrated in Fig. 3 which

shows the coverage of the new programs in the baryon chemical potential together with the existing data and physics benchmarks in the  $T - \mu_B$  plane. The advantages of the NA61/SHINE ion program over the RHIC energy scan program are:

- measurements of identified hadron spectra in a broad rapidity range, which in particular, allow to obtain the mean hadron multiplicities in full phase-space,
- measurements of the total number of the projectile spectator nucleons including free nucleons and nucleons in nuclear fragments,
- high event rate in the full SPS energy range including the lowest energies,
- high flexibility in selecting the nuclear mass number (thanks to the secondary ion beam option) and energy (thanks to the SPS features) of the projectile ions.

The importance of the physics questions addressed by the SPS and RHIC programs requires two independent, partly complementary measurements. Thus, both planned experimental programs should be performed.

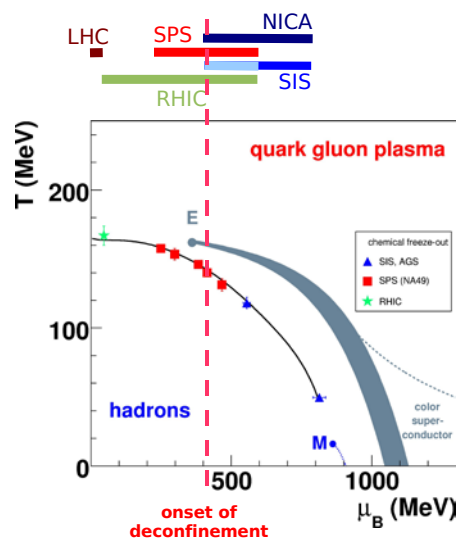


Figure 3: The phase diagram of strongly interacting matter with indicated chemical freeze-out points of central Pb+Pb (Au+Au) collisions at different energies, and baryon-chemical potential ranges covered by the future programs.

## References

- [1] N. Antoniou *et al.* [NA61/SHINE Collaboration], CERN-SPSC-2006-034.
- [2] M. Gazdzicki *et al.* [NA61/SHINE Collaboration], PoS C **POD2006**, 016 (2006).
- [3] S. Afanasev *et al.* [NA49 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **430**, 210 (1999).
- [4] C. Alt *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94**, 052301 (2005). P. Dinkelaker [NA49 Collaboration], J. Phys. G **31**, S1131 (2005).
- [5] C. Alt *et al.* [NA49 Collaboration], Eur. Phys. J. C **45**, 343 (2006).
- [6] S. V. Afanasiev *et al.* [The NA49 Collaboration], Phys. Rev. C **66**, 054902 (2002).
- [7] M. Gazdzicki *et al.* [NA49 Collaboration], J. Phys. G **30**, S701 (2004).
- [8] M. Gazdzicki and M. I. Gorenstein, Acta Phys. Polon. B **30**, 2705 (1999).
- [9] G. S. F. Stephans, *critRHIC: The RHIC low energy program*, arXiv:nucl-ex/0607030.
- [10] P. Senger, T. Galatyuk, D. Kresan, A. Kiseleva and E. Kryshen, PoS C **POD2006** (2006) 018.
- [11] A. N. Sissakian, A. S. Sorin and V. D. Toneev, arXiv:nucl-th/0608032.
- [12] N. Abgrall *et al.* [NA61/SHINE Collaboration], CERN-SPSC-2008-018, CERN-SPSC-SR-033, Jul 2008.
- [13] M. Golubeva *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **589**, 268 (2009).

# Measurements of hadron production for neutrino and cosmic-ray physics - first stage of the NA61/SHINE physics program

M. Gaździcki, M. Mitrovski, R. Renfordt, T. Schuster  
and H. Ströbele for the NA61/SHINE Collaboration

The NA61/SHINE (SHINE = SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment) experiment at the CERN SPS combines a rich physics program in three different fields: neutrino experiment calibration, cosmic-ray simulations, and properties of strongly interacting matter at high densities (see references: [1–4] for details). This report, first, discusses arguments for the measurements for cosmic-ray and neutrino experiments. Second the NA61/SHINE capabilities with respect to requirements are presented and the preliminary pion spectra in p+C interactions at 31 GeV/c obtained from the data taken during the first pilot run in 2007 are shown.

Cosmic rays at very high energy ( $E > 10^{14}$  eV) can be measured only indirectly by observing the secondary particles produced in cascade processes in the atmosphere. The mass composition of the primary particles can be obtained only from comparing air shower data with simulations of the air shower development in the atmosphere [6, 7]. The simulations involve detailed descriptions of the hadronic, muonic and electromagnetic components of the air showers. The present implementations rely on phenomenological models for the hadronic interactions and cannot describe the observed air shower properties with sufficient precision [8, 9]. For example at the Pierre Auger Observatory the observed number of muons is underestimated in simulations with commonly used hadronic interaction models [9]. The aim is to measure inclusive production of charged pions from p+C and  $\pi$ +C interactions in order to improve the precision of air-shower simulations. With their acceptance range in momentum and production angle, the NA61/SHINE data are perfectly suited to improve the hadronic interaction models.

The NA61/SHINE detector efficiency for pions, in the plane of polar angle,  $\theta$ , versus the fraction of momentum transferred to the secondary particles is shown in Fig. 1 for beam momenta 158 GeV/c and 350 GeV/c [10]. Only tracks that can

be well reconstructed were selected. The phase space of relevance for the KASCADE experiment, shown with continuous contours is covered at full efficiency. At higher energies, relevant for the Pierre Auger Observatory (dashed contour), the efficiency of the detector is between 60 and 80%.

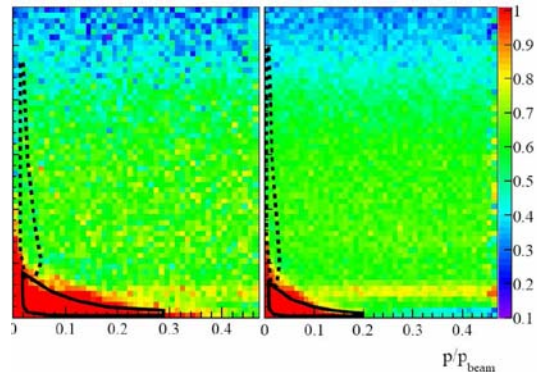


FIG. 1: The detection efficiencies for pions at beam momenta of 158 GeV/c (*left*) and 350 GeV/c (*right*). Lines correspond to the 68% contour of the cosmic-ray phase space relevant for KASCADE (continuous) and Pierre Auger Observatory (dashed).

The T2K experiment will study neutrino oscillations using an off-axis neutrino beam from the J-PARC accelerator to the Super-Kamiokande detector [11, 12]. The first phase of the T2K experiment (2009-2014) is aimed at: -an order of magnitude better determination of the atmospheric oscillation parameters  $\delta(\sin^2 2\theta_{23}) = 0.01$  and  $\delta(\Delta m_{23}^2) = 10^{-4} eV^2$  by measuring the  $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$  disappearance, -search for the  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oscillations with a sensitivity to  $\sin^2 2\theta_{13}$  down to 0.008 (90%CL).

The beam neutrinos come from decays of pions and kaons produced in the interactions of the 31 GeV/c protons on a carbon target (see Fig. 2). The neutrino interactions will be measured in the near detector (ND280) at a distance of 280 m from the target and the Super-Kamiokande (SK) detector located at a distance

of 295 km from the neutrino source. Both detectors are situated along a line 2.5 degrees off the beam axis.

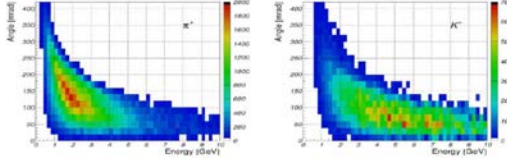


FIG. 2: Simulation of the J-PARC neutrino beam. The plots show meson production angles versus energies for pions and kaons whose daughter neutrinos pass through the Super-Kamiokande detector (see [13]).

Neutrino oscillations will be probed by comparing interaction rates at Super-Kamiokande with predictions with and without oscillations. The expected neutrino fluxes at SK,  $\Phi_{\nu_e}^{SK}$  and  $\Phi_{\nu_\mu}^{SK}$ , will be obtained from measured  $\Phi_{\nu_e}^{ND}$  and  $\Phi_{\nu_\mu}^{ND}$  at the near detector multiplied by the so-called far-to-near ratios, denoted  $R_{\nu_\mu}$  and  $R_{\nu_e}$  respectively:

$$\Phi_{\nu_{\mu,e}}^{SK}(E_\nu) = R_{\nu_{\mu,e}}(E_\nu) \cdot \Phi_{\nu_{\mu,e}}^{ND}(E_\nu) \quad (1)$$

If the neutrino source were point-like and isotropic, the  $R_{\nu_{\mu,e}}$  ratios would be given by the ratio of the squared distances from the neutrino source and energy independent.

However the neutrinos are born along the 110 m decay pipe which means that they constitute a point-like source only for the far detector. In addition near and far detectors see quite different solid angles. These effects lead to different energy spectra at the near and far detectors.

Knowledge of  $R_{\nu_{\mu,e}}$  is based only on Monte Carlo predictions in which many hadron production models are used. Studies show that these models may result in up to 20% differences on the calculation of  $R_{\nu_\mu}$  [2, 14]. In the same reports it was shown that to achieve the T2K physics goals  $R_{\nu_{\mu,e}}$  should be known at the level of

$$\delta(R_{\nu_{\mu,e}}) \approx 2 - 3\% ,$$

which requires precise information on the pion and kaon production on the T2K target. The NA61/SHINE experiment was proposed to provide this information.

The NA61/SHINE experiment is a large acceptance hadron spectrometer at the CERN SPS. The main components of the current detector were constructed and used by the NA49 experiment [15]. A set of upstream scintillation, Cherenkov counters and beam position detectors provide timing reference, charge and position measurements of the incoming beam particles. The main tracking devices are four large volume Time Projection Chambers. Two of them are located in the magnetic field of two superconducting dipole magnets (a maximum combined bending power of 9 Tm). Two others are positioned downstream of the magnets symmetrically to the beam line. The time-of-flight detectors with a time measurement resolution up to  $\sigma \approx 60$  ps supplement particle identification capabilities. In 2008 the TPC read-out upgrade was performed resulting in an increase of the data rate by the factor of about 10 compared to the NA49 set-up.

Two carbon, isotropic graphite targets were used during 2007 run:

-a 2cm long target (about 4% of nuclear interaction length,  $\lambda_I$ ) with density  $\rho = 1.84 \frac{g}{cm^3}$ , so called **thin target** and

-a 90 cm long cylinder of 2.6 cm diameter (about  $1.9 \lambda_I$ ), so called **T2K replica target**.

Particle identification was performed using three methods.

**-Energy loss measurements** in the TPC gas (see Fig. 3) were used to identify particles with momenta below 1 GeV/c. This region is not covered by the time-of-flight detectors.

**-Combined energy loss and time-of-flight measurement** information ( $dE/dx + \text{ToF}$ ) was used to perform identification of pions with momenta between 1 and 6 GeV/c.

**-Analysis of negatively charged particles** further referred to as  $h^-$ , is based on the theoretical and experimental premises that negative particles produced by 30 GeV protons consist mainly of negative pion mesons with an admixture of electrons, negative kaons and a negligible fraction of anti-protons. Venus-GHEISHA and Geant Monte Carlo simulation chain is used to calculate corrections for geometric acceptance, reconstruction efficiency, weak decays and vertex association. This procedure allows to obtain spectra of  $\pi^-$  mesons in the full momentum range.

Preliminary results from the 2007 run for

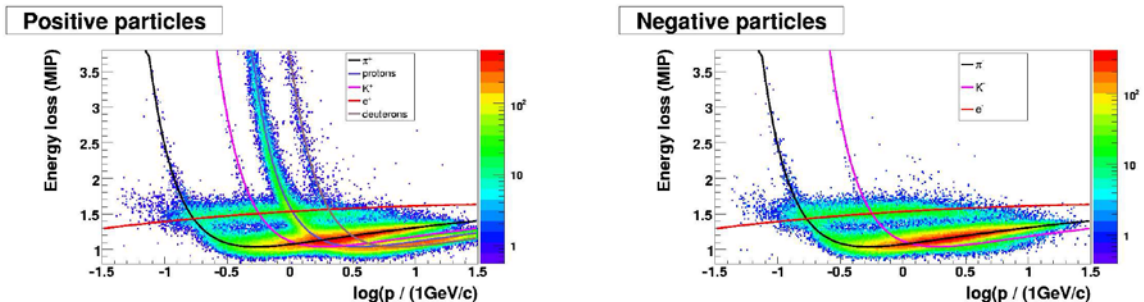


FIG. 3:  $\frac{dE}{dx}$  as a function of momentum for p+C at 31 GeV/c beam momentum for positively and negatively charged particles, respectively, together with the Bethe-Bloch curves for positrons (electrons), pions, kaons, protons and deuterons. All data collected with the thin target in the 2007 run were used.

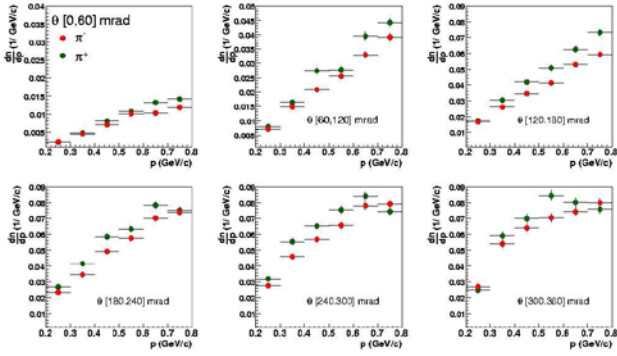


FIG. 4:  $dn/dp$  distributions for different  $\Theta$  slices for positive (green) and negative (red) pions are presented.

positively and negatively charged pions are presented below.

-Identified  $\pi^+$  and  $\pi^-$  spectra obtained from energy loss measurements for particles with momentum below 1 GeV/c are shown in Fig. 4 for different bins in polar angle.

-Comparison of  $\pi^-$  yields obtained from  $h^-$  analysis and those derived from the combined energy loss versus time-of-flight measurements is presented in Fig. 5). -Distributions of  $dn/dp$  for  $\pi^-$

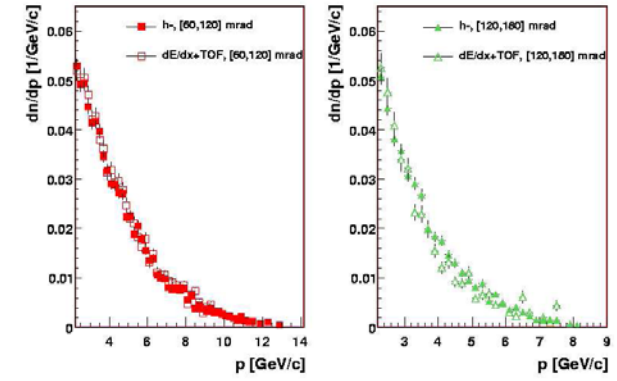
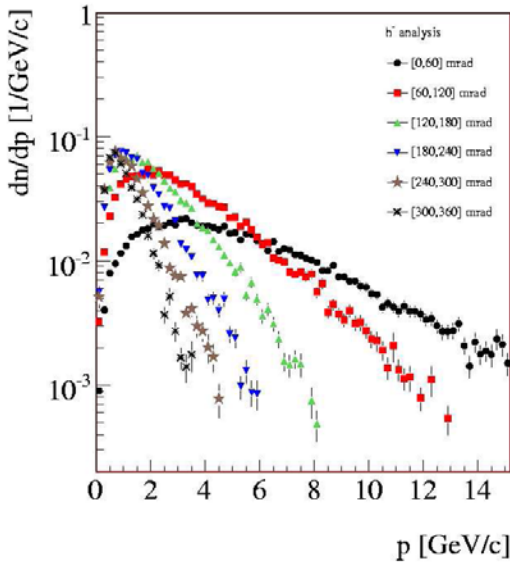


FIG. 5:  $dn/dp$  distribution for  $\theta = [60-120]$  mrad (left) and  $\theta = [120-180]$  mrad polar angle interval (right) of negatively charged pions. Results from two different methods of particle identification are shown.

from  $h^-$  analysis in the full momentum range are given in Fig. 6

The final results on pion spectra are expected to be ready in summer 2010.

In 2009, during the three-months long physics run, high statistics data for T2K (p+C and p+(T2K replica target) at 31 GeV/c) for cosmic-ray experiments ( $\pi^-+C$  at 158 and 350 GeV/c) and for physics of strong interactions (p+p at 20, 31, 40, 80 and 158 GeV/c) were registered. The calibration of these data is in progress. In 2010 the high statistics data on p+p interactions at 158 GeV/c will be recorded and a test secondary ion beams shall be performed.

FIG. 6: Corrected spectrum of negatively charged pions produced from 31 GeV/c proton interactions on a thin carbon target. Results obtained from  $h^-$  analysis.

- [1] N. Antoniou *et al.* [NA61 Collaboration], CERN-SPSC-2006-034
- [2] N. Antoniou *et al.* [NA61 Collaboration], CERN-SPSC-2007-004
- [3] N. Abgrall *et al.* [NA61 Collaboration], CERN-SPSC-2007-019.
- [4] N. Abgrall *et al.* [NA61 Collaboration], CERN-SPSC-2008-018.
- [5] A. Aduszkiewicz, proceedings of the XXXIX ISMD, Gornal Sands 2009.
- [6] T. Antoni *et al.* [KASCADE Collaboration], *Astroparticle Phys.* 24 (2005) 1-25 and *astro-ph/0505413*.
- [7] J. Knapp, D. Heck, S.J. Sciutto, M.T. Dova and M. Riese, *Astroparticle Phys.* 19 (2003) 77-79 and *astro-ph/0206414*
- [8] J.R. Horandel [KASCADE Collaboration], proceedings of the XXXI ICRC, Lodz 2009.
- [9] R. Engel [Pierre Auger Collaboration], arXiv:0706.1921 [astro-ph]
- [10] I. Maris [Pierre Auger Collaboration], proceedings of the XXXI ICRC, Lodz 2009.
- [11] Y. Ito *et al.*, LOI for JHF-nu experiment, hep-ex/0106019.
- [12] Y. Yamada, *Nucl. Phys. B* **155**, (2006) 28.
- [13] K. Sakashita, "Impact of the NA61 measurements on T2K results", [NA61 Collaboration Meeting].
- [14] N. Abgrall, *AIP Conf. Proc.* **981** (2008) 157-159
- [15] S. Afanasev *et al.* [NA49 Collaboration], *Nucl. Instrum. Meth. A* **430**, (1999) 210 .
- [16] C. Alt *et al.* [NA49 Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **45**, (2006) 343.
- [17] G. Veres, PhD thesis: "Baryon Momentum Transfer in Hadronic and Nuclear Collisions at the CERN NA49 Experiment", (2001).
- [18] M. Gazdzicki, [NA61 Collaboration], CERN-SPSC-2008-026.

# Analysis of ALICE TRD testbeam data at the PS-accelerator at CERN\*

M. Kliemant<sup>1</sup>, H. Appelshaeuser<sup>1</sup>, and M. Hartig<sup>1</sup>

<sup>1</sup>IKF, UNI Frankfurt, Germany

The Transition Radiation Detector (TRD) is one of the main detectors in the ALICE experiment, the dedicated heavy ion experiment at the Large Hadron Collider (LHC) at CERN Ref. [1]. This detector consists of 18 super modules, each of them containing 30 TRD chambers. Each detector has a 4.8 cm thick radiator, which is attached to a gas chamber with a 3 cm long drift region and a 0.7 cm amplification gap.

In November 2007 a test of one fully integrated TRD super module (final electronics and cooling set-up) at the CERN PS - accelerator with a mixed electron - pion beam (1, 2, 4 and 6 GeV/c) was performed.

With this data set it is feasible to investigate the PID and tracking performance of the detector. The major aspect is to improve the electron PID performance.

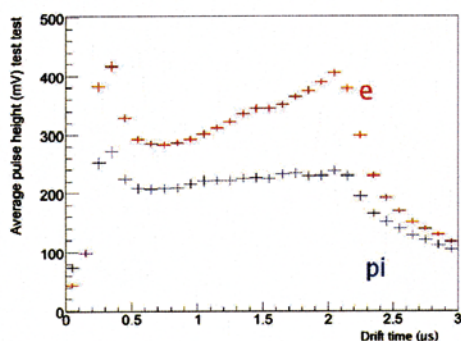


Figure 1: Average TRD signal for pions (blue) and electrons (red). The electrons have a larger  $dE/dx$  lost so the detected charge is in all time bins larger for electrons. At time bins between 18-23 we can see the characteristic tr signal for electrons.

To separate electrons from pions it is possible to use two different informations from the TRD detector. First, the different overall  $dE/dx$  of charged particles with different masses defined by the Bethe Bloch energy loss.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right) \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2\right]$$

Second, the additional transition radiation signal from the electrons which happens most likely in the gas near to the radiator so we expect an additional signal at late time bins. This explains the overall average pulse height of electrons compared to pions, combined with a continuous increase of the electron pulse height towards large drift times see Fig. 1. In the normal 1d likelihood calculation we use just the total deposited charge and combine the information

from six layers and get as a result the overall probability of a track to be an electron or pion. With the average charge spectra we calculate the likelihood as follows:

$$L = \frac{P_e}{P_e + P_\pi}$$

with

$$\prod_{i=1}^N P_\pi = P(X_i|\pi) \text{ for the pion probability and}$$

$$\prod_{i=1}^N P_e = P(X_i|e) \text{ for the electron probability.}$$

The product is running over the six layers,  $N$ .

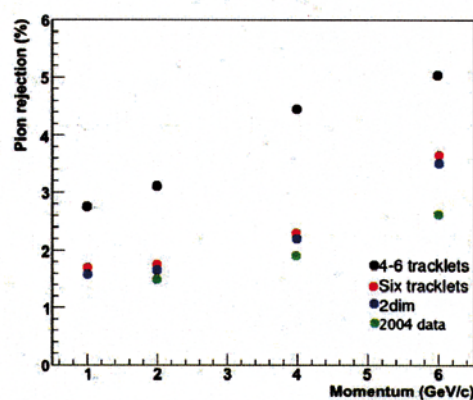


Figure 2: Pion rejection for different momenta (1-6 GeV). In black and red 1d likelihood method for different quality cuts. In blue 2d likelihood compared to test beam data from 2004 in green.

To improve the results we can go a step further and use the second information that we expect a high charge signal in late time bins. In the 2d likelihood method we use now the position of the maximum time bin and do the same calculations and combine the information from six layers like before with the 1d likelihood method. Finally, to check our analysis we can combine the 2d likelihood PID information with the Pb-glass and Cerenkov detector PID information and get a value for the pion efficiency Fig. 2. This is in agreement with further test beam data from 2004.

## References

- [1] ALICE TRD, Technical Design Report 9, CERN/LHCC 2001-021.
- [2] R. Bailhache and C. Lippmann [ALICE TRD Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **563** (2006) 310.
- [3] A. Wilk [ALICE TRD Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **563** (2006) 314.

\* This work is supported by BMBF FSP201, the GSI F&E and the Helmholtz Gemeinschaft

# Analyse of TRD test beam data 2007 at PS-accelerator at CERN\*

M. Kliemant , H. Appelshäuser , and M. Hartig  
 Institut für Kernphysik Universität Frankfurt

The Transition Radiation Detector (TRD) is one of the main detectors in the ALICE experiment, the dedicated heavy ion experiment at the Large Hadron Collider (LHC) at CERN Ref. [1]. This detector consists of 18 super modules, each of them containing 30 TRD chambers. Each chamber has a 4.8 cm thick radiator, which is attached to a gas chamber with a 3 cm long drift region and a 0.7 cm amplification gap. The induced charge is read out at the back via copper pads .

In November 2007 a test of one fully integrated TRD super module (final electronic and cooling set-up) at the CERN PS - accelerator with a mixed electron - pion beam (1, 2, 4 and 6 GeV/c) was performed Fig. 1.

With this data set it is feasible to investigate the PID and tracking performance of the detector. The major aspect is to improve the electron PID performance taking into account the correlations between the different detector layers due to Bremsstrahlung.

One effective PID strategy for electron/pion separation in TRDs is the likelihood calculation on total deposited charge. In Fig. 2 the spectra of charge, integrated over drift time for electrons are shown. In this spectrum it is visible that the detected charge is higher for detectors far from the incoming beam, this is an indication for Bremsstrahlung in the TRD detector. One task in the analysis of the data is to clean up the data sample from events with double tracks which coming from the beam line. If this double pion tracks are to close then the charge deposit in the TRD and in the Pbglas detector is increased. An increased charge deposit we then identify as one electron. With the likelihood method we can combine the information from six layers and get as an result the overall probability of one track to be an electron or a pion . With the average charge spectra we calculate the likelihood as follows:

$$L = \frac{P_e}{P_e + P_\pi}$$

with

$$\prod_{i=1}^N P_\pi = P(X_i|\pi) \text{ for the pion probability and}$$

$$\prod_{i=1}^N P_e = P(X_i|e) \text{ for the electron probability.}$$

The product is running over the six layers , N. At this point it is possible to combine the likelihood with the Pb-glas and Cherenkov detector PID information and get an value for the pion efficiency.

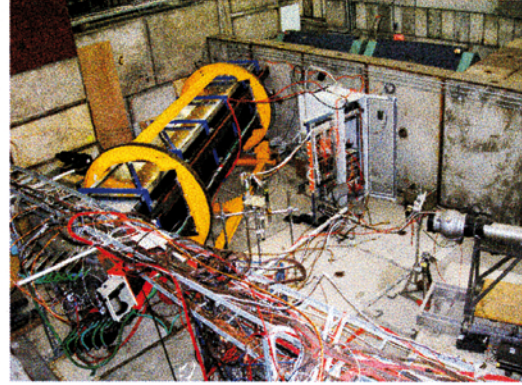


Figure 1: Position of the TRD-Supermodul in the T10 line of the PS accelerator at CERN at the right side is the cherenkov detector visible.

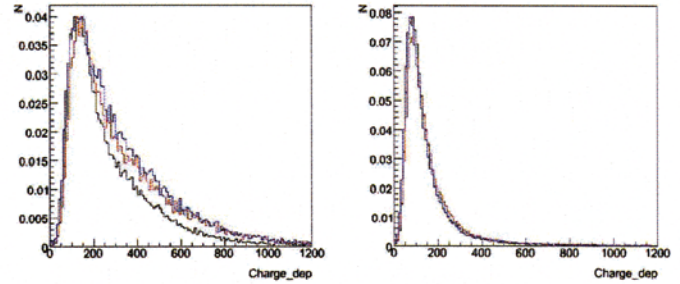


Figure 2: Comparison of charge distribution for electrons at right and pions at left, in camber L0(black), L2(red) and L4(blue).

## References

- [1] ALICE TRD, Technical Design Report 9, CERN/LHCC 2001-021.

\*This work is supported by BMBF FSP201, the GSI F&E and the Helmholtz Gemeinschaft



# Measurement of the gas amplification of ALICE-TRD chambers at the IKF

P. Reichelt\*, M. Hartig and H. Appelshäuser

for the ALICE collaboration, Institut für Kernphysik, Goethe - Universität Frankfurt am Main, Germany

Before integration in the ALICE experiment, the readout chambers of the ALICE-Transition-Radiation-Detector (TRD) [1] are tested at the Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF), including measurements of their gas amplification factor. In this report, we describe the revisal of these test-procedures by introducing additional measurements to ensure a self-consistent determination of the absolute gas gain.

## Determination of the gas gain

In the laboratory of the IKF, a  $^{109}\text{Cd}$ -source is used to create ionization in the chamber gas, as the source is in the energy range of the transition radiation. The energy spectrum of the source, as recorded by reading out the anode wire current, shows two peaks at energies of about 8 and 22 keV. The spectrum is shown in figure 1. While the 22 keV peak is the sum of the Cadmium- $K_{\alpha}$  and  $K_{\beta}$  lines, it turns out that the low energy peak originates from the copper surface of the cathode pads inside the TRD chamber, which are ionized by the primary radiation of the source [2]. This known, the spectrum can be calibrated and its mean energy used to calculate the gas gain. At an anode voltage of 1600 V, the gain of a typical chamber reaches a value of 11500. Figure 2 shows the exponential dependence of the gas gain on the anode voltage.

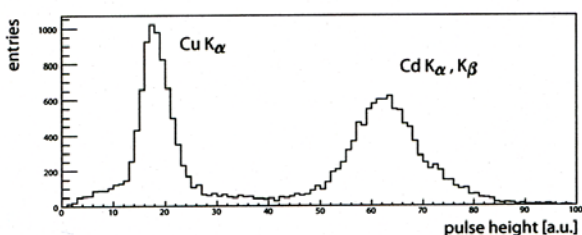


Figure 1: Energy spectrum of a cadmium source, recorded with a TRD readout chamber. The peaks correspond to 8 and 22 keV. [2]

## Pressure Dependency of the gas gain

It is further tested how the gain changes with variations of the pressure. A rise of one mbar in atmospheric pressure causes the gas gain to decrease by about 0.8 %. This dependence is consistent with expectation [3]. Also the

\* preichelt@ikf.uni-frankfurt.de

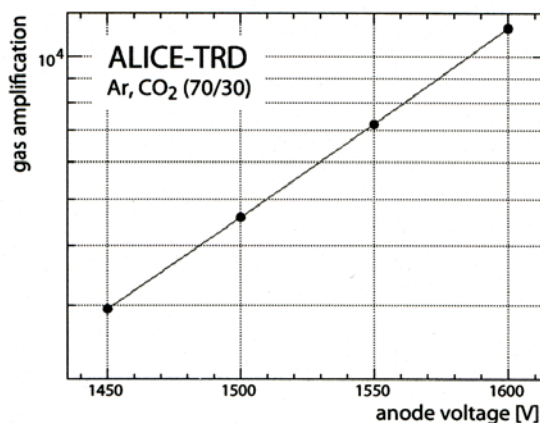


Figure 2: Gas amplification of a TRD chamber as a function of the anode wire voltage. [2]

effects of differential pressure are studied. The change of the gain, resulting from the slight deformation of the chamber, is recorded and compared to the calculations in [1]. According to these measurements, the performance of the chambers is slightly more stable than predicted.

## Outlook

The photons of the cadmium source belong to the energy range of the transition radiation. The detection of TR-photons is decisive for separation of electrons from pions. As shown in figure 1, the ionization of the cathode pads, produced by photons that were not absorbed in the chamber gas, contribute significantly to the total energy deposited in the detector. This effect will be studied and considered to be exploited for future detectors like the CBM-TRD.

## References

- [1] ALICE Collaboration: *Technical Design Report of the Transition Radiation Detector*. CERN/LHCC 2001-021, (2001).
- [2] P. Reichelt: *Bestimmung der Gasverstärkung der ALICE-TRD-Ausleseammern*. Bachelorarbeit Goethe-Universität Frankfurt (2008).
- [3] W. Blum, W. Riegler, L. Rolandi: *Particle Detection with Drift Chambers, Second Edition*. Springer, 2008.

# Ongoing activities of mass test of the ALICE TRD front end electronics at IKF\*

P. Lüttig<sup>†</sup>, A. Arend<sup>‡</sup>, M. Hartig and H. Appelshäuser

for the ALICE collaboration, Institut für Kernphysik, Goethe - Universität Frankfurt am Main, Germany

In the process of constructing the detector chambers for the ALICE - Transition-Radiation-Detector [1] at IKF the Read Out Chambers (ROC) are equipped with Front End Electronics (FEE). In this report, we describe the ongoing activities of tests for these FEE.

## Recent updates on the FEE-tests

Two types of tests are performed for every ROC. Tests via the control engine (CE-tests) are used to check the general functionality of the multi chip modules (MCM). These tests are described in [2]. The experience gained by testing the supermodules 2 to 5 in the year 2007 has been transferred to the tests developing experts and has been used to improve and upgrade single components of the CE-tests. These new versions and the required updates in the framework have been implemented in the test setup.

After the CE-tests have been performed successfully, the connection between the read out pads and the MCM is tested. Therefore the electronic noise characteristics are recorded and rehashed graphically [3]. In addition to the verification of the low and homogeneous distribution of this intrinsic noise of the MCM, we use a pulse generator to inject a rectangular signal into the cathode wire and read out the response of read out pads. Therefore an especially for this purpose developed displaying tool provides multiple features to simplify the workflow, like a zooming feature, automatic spotting of candidates for bad channels and the possibility to display recorded data resolved by time. By using the pulsed signal and the displaying of the read out data in a time resolved way, it is possible to identify and distinguish totally not connected, weakly connected and shorted read out pads in a very convenient way. An example for this display is given in figure 1.

## PVSS based testing panel

With the PVSS based testing panel (figure 2), a common interface has been developed to run and display all necessary tasks and required results in the FEE - testing procedure. The interactions to the CE-tests are done via standardized DIM protocols, the configuration and read out procedures are done via self developed scripts, which are activated out of the testing panel.

\* Work supported by BMBF and GSI

<sup>†</sup> luettig@ikf.uni-frankfurt.de

<sup>‡</sup> andreas@ikf.uni-frankfurt.de

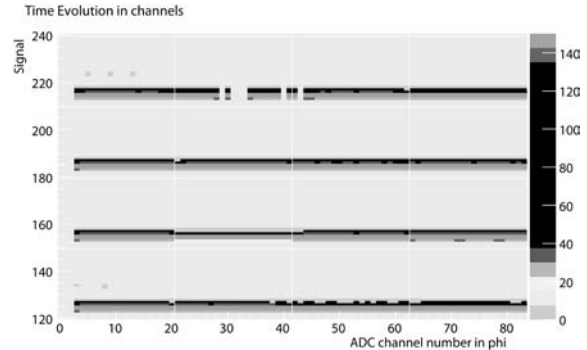


Figure 1: Time evolution of a picked up pulser signal in a read out board (ROB) on position 3 (zoomed in). The signal height is color coded. The MCM in the uppermost row, second column, shows several not connected pads.

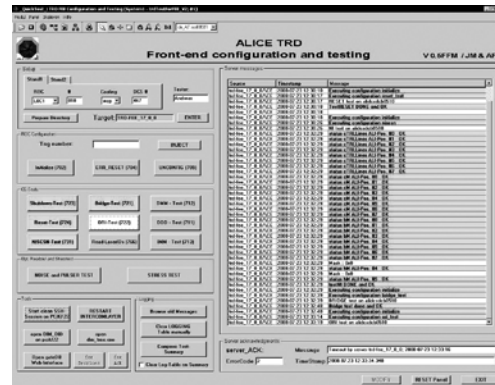


Figure 2: Standard view of the FEE testing panel.

## Summary and outlook

In 2008 all available ROBs have been equipped to read out chambers and have performed the testing procedure. To speed up and to improve the testing procedure we constantly keep on developing and upgrading single components of the tests.

## References

- [1] ALICE TRD, *Technical Design Report*, CERN / LHCC, 2001-021.
- [2] A. Fick, *Entwicklung einer Prozessvisualisierung zur Qualitätskontrolle der Front End Elektronik des ALICE - Übergangsstrahlungsdetektors*, Diplomarbeit, September 2008
- [3] P. Lüttig, *Entwicklung einer Testumgebung für TRD-Auslesekanalern*, Bachelorarbeit, August 2008

## Ongoing activities of the ALICE TRD commissioning High voltage and gas system

N. Pitz<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>J. W. Goethe University, Frankfurt/Main, Germany; <sup>2</sup>CERN, Geneva, Switzerland

The main purpose of the Transition Radiation Detector (TRD) of the ALICE experiment is electron identification and triggering. In the following the ongoing activities concerning the gas- and high voltage-system are presented. The whole ALICE TRD system comprises 18 supermodules (SM) mounted cylindrical around the beam axis of the LHC. Each SM consists of either 30 or 24 gas chambers with 3 cm drift regions and 0.7 cm amplifying gaps. All combined it will be an array of 540 gas chambers which will be operated with a Xe-CO<sub>2</sub> [85-15%] gas mixture. The anode wires need a high voltage (HV) of about 1.5 kV to reach the required gas gain. For creating the necessary drift field an HV of -2.1 kV is needed [1].

### TRD HV system

#### *Distribution capacitor boards*

During commissioning tests in the summer 2008 the ALICE TPC (Time Projection Chamber) group experienced problems with capacitors on their HV distribution boards which are mounted on each chamber, i.e. high dark currents. This fact caused worries about the capacitors used for TRD chambers. Therefore investigations of these boards for the TRD had to be performed.

The boards are equipped with capacitors of two different suppliers: Some have common capacitors with 4.7 nF, others with 2.2 nF. In a test set-up (see Figure 1) built at Point 2/CERN long-term heating and high voltage tests with 30 boards/300 capacitors were done. Temperatures up to > 50°C and high voltages > 2.5 kV did not show the suspected results for neither of the suppliers, the dark currents stayed < 1 nA, hence the TRD capacitor boards were declared to be functional and applicable.

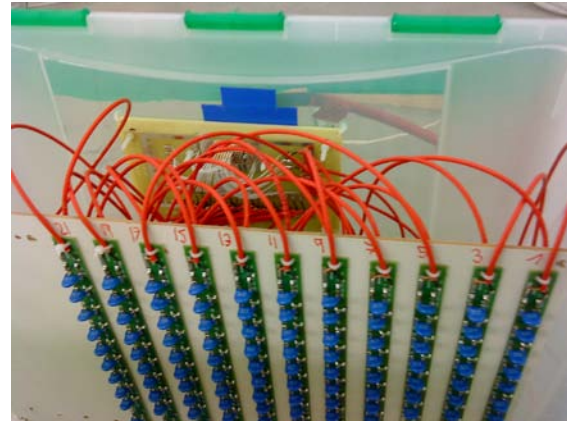


Figure 1: HV capacitor boards, test set-up.

#### *HV PVSS project*

For the monitoring, controlling, operation, regulation and data acquisition of the ALICE experiment a process control and visualization software (PVSS) is used. In general it connects to the InterComLayer, i.e. a special communication software connecting the hardware to the controlling system. To improve the operation of the TRD HV system, modifications of the existing tool were undertaken. The actual control panels are shown in Figure 2.

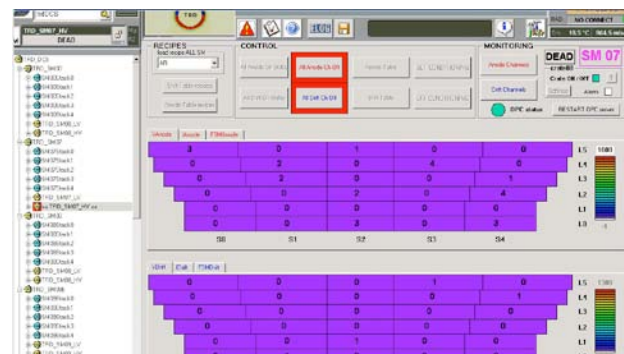


Figure 2: TRD HV operator node panel.

## TRD gas system

### Efficiency of the gas purifying system

The TRD gas purification system is supposed to remove N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O contamination from the operational gas mixture Xe-CO<sub>2</sub>. Therefore different technologies are used to remove these molecules.

Purifiers remove the O<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O contamination from the gas with the help of copper catalyser cartridges.

Passive separation membranes are bundles of capillary tubes of polyamide (porous material), used to separate the CO<sub>2</sub> from the Xe.

Chromatograms of the cleaned gas taken after these working steps showed only a small loss of Xe of ~ 2%, i.e. the efficiency of the membranes, which equates ~ 0.5 m<sup>3</sup> and is perfectly within the estimations for an ALICE-year

To regenerate the very expensive and thus precious Xe a cryogenic plant (shown in Figure 3) is used to clean the Xe from N<sub>2</sub> via distillation. Therefore the gas mixture is pumped into the cryogenic plant which beforehand was cooled down to ~ -170°C with LN<sub>2</sub> to freeze out the Xe (freezing point: -111.9°C) and CO<sub>2</sub> (-78.4°C) while N<sub>2</sub> stays gaseous. After the freezing-out the gaseous parts are pumped out until the pressure is down to 0. Then the next step is to bring the vessel back to room temperature and recover the Xe.

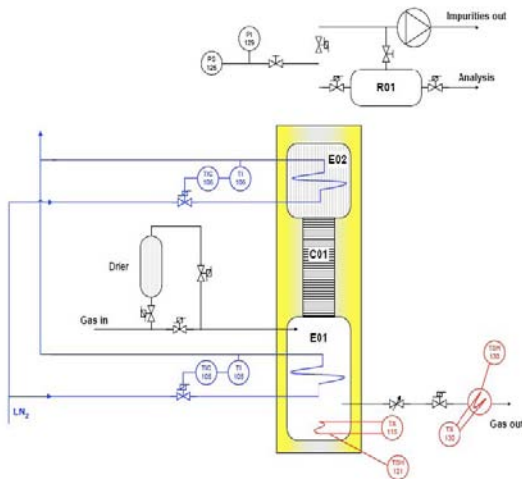


Figure 3: Cryogenic plant used for Xe regeneration.

### Investigations of SM III/07

In November 2008 a new supermodule arrived at Point 2/CERN and had to be investigated before adding it to the already installed SMs in the ALICE pit. The gas leak tightness measurement of the SM was one of the most important tests to be performed to minimize the loss of Xe during operation. Therefore the leak conductance was measured by measuring the O<sub>2</sub>-contamination while flushing the SM with Ar-CO<sub>2</sub> with different relative pressures compared to the atmosphere.

The appropriate data is taken with the help of an oxygen analyser (orbisphere). The plot for the SM excl. the manifold is shown in Figure 4.

The O<sub>2</sub> contamination [ppm] as well as the temperature [°C] is plotted against the time.

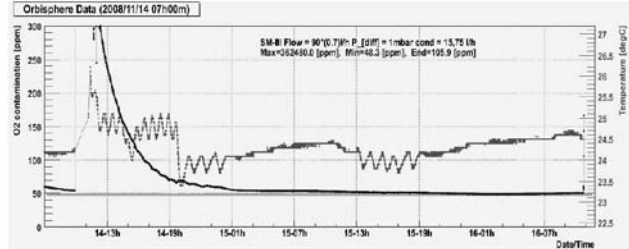


Figure 4: Orbisphere data of SM III.

The conductance evaluates via the following formula:

$$C = \frac{(O_2[\text{ppm}] \cdot 5 \cdot \text{Flow}[\text{l/h}] \cdot 1000[\text{mbar}])}{p_{\text{diff}}[\text{mbar}] \cdot 100000}$$

For the setup the tests resulted in a conductance of 15.75 l/h for the SM and 2.75 l/h for the manifold, which combines to an overall conductance of 13 l/h for SM III, i.e. a very good result, thus the SM was integrated into the TRD gas system. To keep the flow and pressure of the whole TRD closed loop system on the appropriate constant level for all detector parts tunings of these parameters had to be performed afterwards.

## References

- [1] ALICE TRD, Technical Design Report 9, CERN-LHCC 2001-021

# A DCS-Offline Communication Framework for the ALICE TRD

F. Kramer<sup>1</sup>, C. Blume<sup>1</sup>, T. Dietel<sup>2</sup>, and K. Oyama<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität, Frankfurt am Main; <sup>2</sup>Westfälische Wilhelms-Universität, Münster; <sup>3</sup>Physikalisches Institut, Ruprecht Karls-Universität, Heidelberg

## Introduction

The Transition Radiation Detector (TRD) of the CERN LHC experiment ALICE [1] has been designed to provide excellent electron identification, tracking and a level-one trigger on different event signatures. To meet these requirements, the front-end electronics (FEE) of the TRD performs complex data processing like online tracking, particle identification and a fast evaluation of trigger conditions. The detector control system (DCS) is used for operating and monitoring this electronics. For the purpose of data reconstruction and quality assurance the configuration, operation status and various run-specific counters of each TRD module are to be stored in the ALICE offline calibration database.

## Data Flow and Communication

To transport data from the TRD FEE to the DCS data storage a special proxy program called "fxsproxy" has been developed. It runs permanently on one of the Linux PC within the ALICE TRD online network. Upon start and end of each run the experiment control system (ECS) sends signals to the "fxsproxy" through the TRD DCS in order to trigger the readout process.

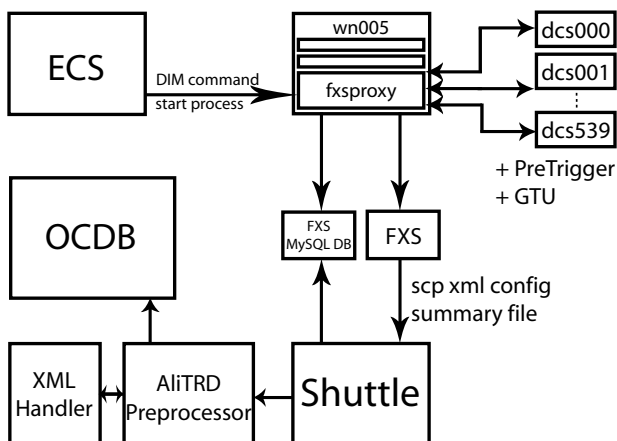


Figure 1: Scheme of data flow and communication

During this process the fxsproxy forwards the requests to send the run condition data to all active TRD modules; whether a module is in an active state or not is permanently monitored by the proxy. The software running on the FEE has been modified to assemble the necessary information into well-formed XML [3] and to send it back to the proxy. The received data is stored in one file which is sent and

offline processing.

After each run the Shuttle system collects the files from the FXS and passes them to the detector's preprocessor. The TRD preprocessor has been adjusted to parse the XML data files and store the information therein in special ROOT objects. These are then copied to the ALICE offline calibration database (OCDB) which is the designated place for such data and which can be accessed via the grid.

The data flow is summarized in Fig. 1. The described architecture of the framework applies existing systems and is therefore lightweight. Another advantage is its flexibility and extensibility.

The Distributed Information Management System (DIM) [2] is used for the online data transfer and all communication between the involved systems.

## Data Monitoring

Two ways of data monitoring have been implemented. The first is realized with an XML transformation via XSL (Extensible Stylesheet Language), where a digest of the data is displayed in a browser window. This method is primarily intended for fast online quality assurance and debugging. The second way is realized with a ROOT macro which analyzes the final OCDB object. The User can run this tool locally or via the grid.

## Summary and Outlook

A procedure for the readout of the configuration, operation status and various run-specific counters of each TRD module and for the communication between the systems involved has been implemented. Further, tools have been developed for online and offline data monitoring. The discussed software is in use since summer 2008.

After the successful implementation of the framework and the readout of the FEE now the system is to be extended by the acquisition of data from two other system components in the TRD, the pretrigger and the global tracking unit (GTU).

## References

- [1] The ALICE Collaboration, "TRD Technical Design Report", CERN/LHCC 2001-021, (2001).
- [2] C. Gaspar et al., "DIM", International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (Padova, Italy, 1-11 February 2000).
- [3] T. Bray et al., "Extensible Markup Language (XML) 1.0 (Fourth Edition)", W3C Recommendation 16 August 2006, <http://www.w3.org/TR/2006/REC-xml-20060816>.

# Measurement of $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ at ALICE

F. Kramer<sup>1</sup>, C. Blume<sup>1</sup>, A. Bernhard<sup>1</sup>, and J. Book<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität, Frankfurt am Main

## Introduction

ALICE is the dedicated heavy-ion physics experiment at the LHC. It is designed to provide excellent means to study the quark-gluon plasma, a deconfined state of matter assumed to be created under extreme conditions. One very promising observable therefore is the measurement of quarkonia, including the  $J/\psi$ ,  $\psi'$  and the  $\Upsilon$  states. The ALICE central barrel detectors (ITS, TPC, TRD) will reconstruct quarkonia via their decay into an electron-positron pair [1]. For this purpose the Transition Radiation Detector (TRD) [2] will provide excellent electron identification.

## Measurement of $J/\psi \rightarrow e^+e^-$

Dedicated simulated and fully reconstructed data samples had been used in order to prepare for the analysis of real measurement data. At first all electron-positron pair candidates in a given event that passed a specific set of cuts are used to record an invariant mass spectrum. Different methods to extract the signal and the background contribution from that spectrum can be applied. Fig. 1 shows the re-

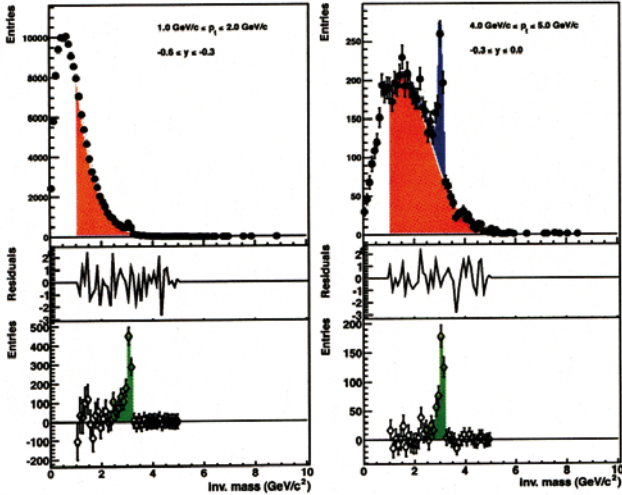


Figure 1: Fit procedure of the invariant mass distributions

sult of such a fit procedure for two arbitrarily selected bins of the pair's phasespace ( $p_t$ ,  $y$ ). Due to energy loss of the electrons by bremsstrahlung the shape of the peak is asymmetric. The signal part had been matched by the distribution of a simulated pure signal (blue), the background (red) has been fitted with a polynomial. The difference between fit and distribution in numbers of standard deviations of the distribution are drawn in the middle boxes of the two panels. These residuals indicate that the fit procedure achieves a good representation of the simulated data. Note that the

sample used for this study contains a minimum bias Pythia p+p simulation plus one  $J/\psi$  per event and does thus differ from a real measurement sample. The lower boxes of Fig. 1 show the remaining signal after background subtraction. The integral of the peak gives the measured  $J/\psi$  yield.

## Efficiency Corrections

Since the detector does not cover the whole phasespace and each step of the reconstruction performs only with a certain efficiency, simulations have to be carried out to correct for losses due to acceptance and reconstruction efficiency. Fig. 2 shows an example of the efficiency maps

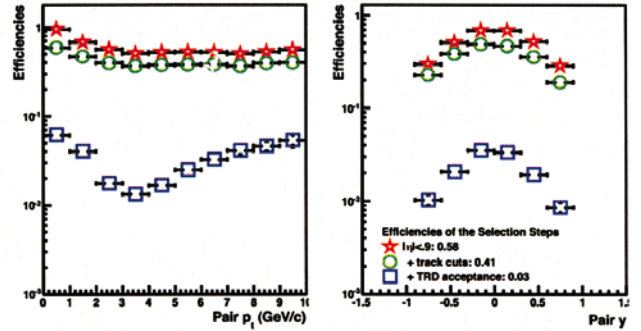


Figure 2: The efficiencies of few reconstruction steps

of various different reconstruction steps projected along  $p_t$  (left panel) and  $y$  (right panel). Red stars represent the efficiency of measuring both  $J/\psi$  daughter tracks within the acceptance  $|\eta| < 0.9$ . For the distribution of the green circles the daughters also have to pass track quality cuts. The blue squares correspond to the additional requirement that both daughters hit the TRD. Since the latter is not completely installed yet the efficiency drops about one order of magnitude when giving this requirement. Such maps are later applied to the measured yields.

## Summary and Outlook

As presented the analysis methods for the measurement of  $J/\psi$  yields and their efficiency corrections are put in place and can be used for large sets of real data as soon produced at the LHC. Systematic error studies are ongoing.

## References

- [1] The ALICE Collaboration, "Physics Performance Report Volume II", CERN/LHCC 2005-030, (2005)
- [2] The ALICE Collaboration, "TRD Technical Design Report", CERN/LHCC 2001-021, (2001).

# Implementation of the ALICE TRD into the High-Level-Trigger\*

T. Rascanu<sup>†</sup>, H. Appelshäuser, A. Arend, R. Bailhache, H. Büsching, J. Ulery  
for the ALICE collaboration, Institut für Kernphysik, Goethe - Universität Frankfurt am Main, Germany

In this report, we describe the development, optimization and implementation of ALICE Transition Radiation Detector (TRD) [1] specific components into the High Level Trigger (HLT) [2] of the experiment.

## The TRD High Level Trigger components

The ALICE High Level Trigger is a high performance computer cluster which provides the possibility of an on-line analysis of detector data from the ALICE experiment at the CERN LHC. With this online analysis it is possible to distinguish rare and interesting physics scenarios from frequently occurring and well known events. It also enables the various subdetector systems to perform online calibration, monitoring, and quality assurance. The HLT framework handles data transport and provides the infrastructure to integrate detector specific components.

The current TRD specific analysis chain in the HLT is laid out as follows: The TRD cluster and track finding components (*AliHLTTRDClusterizerComponent* and *AliHLTTRDTrackerV1*) derive directly from the offline analysis components [3]. They have been modified and optimized in terms of processing rates to the requirements of the HLT online analysis system. The calibration component (*AliHLTTRDCalibrationComponent*) has been adapted from the offline calibration procedure. The monitoring components for quality assurance (*AliHLTTRDClusterHistoComponent* and *AliHLTTRDTrackHistoComponent*) have been specifically designed for the HLT-TRD. The analysis chain is depicted in Figure 1. The trigger component *AliHLTTRDTriggerClusterMulticity* is the first approach to determine a trigger decision based on TRD information.

## Current status

The HLT-TRD components have successfully been integrated into the High Level Trigger framework. During the data taking of the ALICE TRD in the year 2009 the components have intensively been tested in several scenarios (cosmic runs, data taking with krypton gas for calibration, and during the first pp-collisions). The stability and reliability of the software has been demonstrated. By using the designated HLT-TRD hardware infrastructure an overall event processing rate of more than 1450 Hz was achieved for real

\* Work supported by BMBF and GSI

<sup>†</sup> rascanu@ikf.uni-frankfurt.de

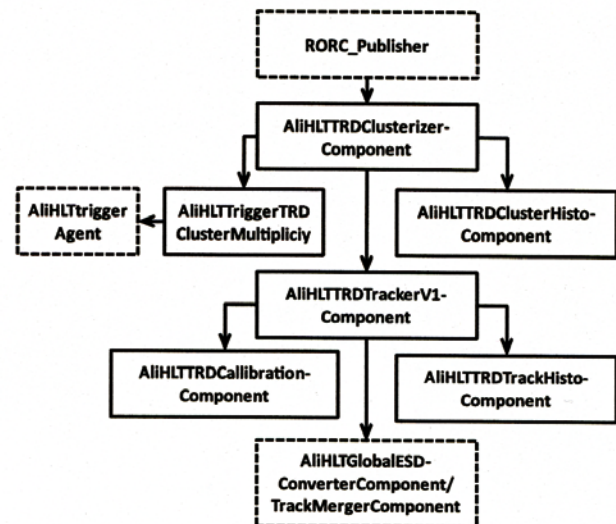


Figure 1: Data flow scheme for the HLT-TRD-Components. Dashed boxes represent components of the HLT framework.

pp-collision data in the complete chain. This event processing rate is the result of an intense optimization cycle containing a renewed memory allocation scheme, improved raw data reading patterns of the components, refined design of the core analysis components (cluster finding and tracking) and other minor optimizations.

## Outlook

The ALICE HLT-TRD is ready for the upcoming data taking period at LHC with pp-collisions. Further efforts will focus on the implementation of particle identification, the development of further trigger scenarios (high  $p_T$  charged particle trigger and dilepton trigger) and on the optimization of the existing components with respect to the requirement of the scheduled PbPb-collisions.

## References

- [1] ALICE TRD, *Technical Design Report 9*, CERN / LHCC, 2001-021.
- [2] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Computing*, CERN / LHCC, 2005-018.
- [3] M. Ploskon et al., *ALICE High-Level Trigger: Implementation of TRD-specific components*, GSI Annual Report (2007) 184.

# Study of the Measurement of Quarkonia in different ALICE Central Barrel Detector Configurations

A. Bernhard<sup>1</sup>, F. Kramer<sup>1</sup>, and C. Blume<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität, Frankfurt am Main

## Introduction

The measurement of quarkonia is a very promising observable for the study of the quark gluon plasma. The central barrel detectors of ALICE (ITS, TPC, TRD) will reconstruct heavy  $q\bar{q}$  states, both in heavy ion collisions and in p+p collisions as reference, via their decay into an electron-positron pair. The TRD subdetector [1] will provide excellent electron identification for this purpose. However, in the first periods of data taking at the LHC the TRD will not yet be completely installed.

## The Analysis

The expected performance for measuring quarkonia in  $\sqrt{s} = 14$  TeV minimum bias p+p collisions via their decay into  $e^+e^-$  has been studied. Several different detector configurations have been simulated, all of them including the TPC and ITS: The fully installed TRD, the situation with two and with four installed TRD supermodules and, for comparison, the setup with no TRD. Fast simulations have been performed, using the event generator PYTHIA and a parameterization of the detector response.

Results of this analysis [2] are shown in Fig. 1. The invariant mass spectra of the  $e^+e^-$  pairs of two different cases are drawn. The upper part depicts the case including the complete TRD. The lower part represents the situation with four installed TRD supermodules, which is the minimum scenario for the first data taking period. In  $10^8$  min. bias events, 7241 entries for the setup including the full TRD and 7867 entries for the one comprising four TRD supermodules were registered. The high number of entries below  $300 \text{ MeV}/c^2$  is due to Dalitz decays of  $\pi^0$  and  $\eta$  particles. The maxima at  $3.1 \text{ GeV}/c^2$  correspond to the  $J/\Psi$ , the others the  $\omega$  ( $782 \text{ MeV}/c^2$ ), the  $\rho$  ( $775 \text{ MeV}/c^2$ ) and the  $\phi$  mesons ( $1.02 \text{ GeV}/c^2$ ).

In the setup with only four TRD supermodules and especially at masses smaller than  $2 \text{ GeV}/c^2$  a lot of misidentified pions make an entry in the spectrum, while these are suppressed by the fully installed TRD. The height of the signals above background is similar in both cases since the electron efficiency is set to 90% likewise. As can be seen in Fig. 1 the TRD becomes very important for precision measurements with a large S/B ratio, especially for masses in the  $\Upsilon$  region. The  $\Upsilon$ , however, will not be accessible within  $10^8$  min. bias reactions. For this a trigger on high momentum electrons will be necessary, which is the other main purpose of the TRD.

With a fully installed TRD the remaining main sources for uncorrelated background around the  $J/\Psi$  mass region are due to semileptonic decays of open heavy flavour parti-

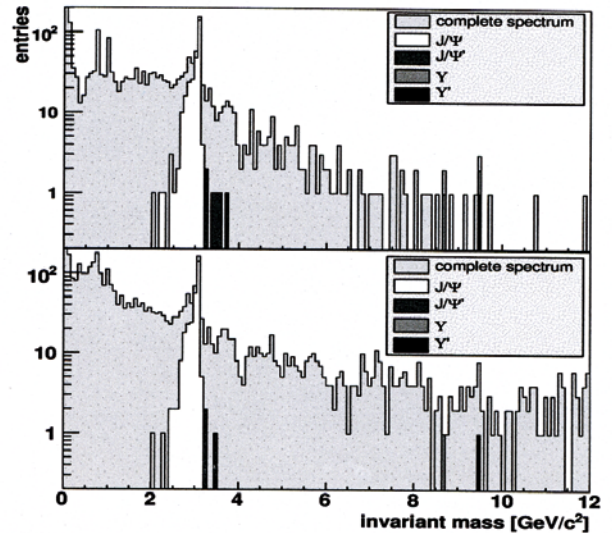


Figure 1: Invariant mass spectra of  $e^+e^-$  pairs in 14 TeV p+p collisions, for the scenarios with the full TRD (upper plot) and with four TRD supermodules (lower plot)

cles. The simulation of the various TRD setups at first p+p data taking have shown that for a measurement with a high signal to background ratio within an incomplete TRD acceptance a minimum of four TRD supermodules are needed to find a significant signal in  $10^8$  min. bias events.

## Summary and Outlook

Simulations of quarkonia measurements with realistic ALICE central barrel detector setups for first p+p data taking at LHC have been performed. As expected the TRD dramatically reduces the uncorrelated background from misidentified pions. A clear  $J/\Psi$  signal is visible within the simulated statistics. The measurement of the  $\Upsilon$  family will require the complete TRD and an additional trigger.

Since the LHC startup schedule has changed additional TRD supermodules will be installed when the first collisions take place. This will be taken into account in future studies.

## References

- [1] The ALICE Collaboration, "TRD Technical Design Report", CERN/LHCC 2001-021, (2001).
- [2] A. Bernhard, "Studie zur Messung von Quarkonia mit zentralen ALICE-Detektoren in 14 TeV p+p-Ereignissen", Bachelor thesis, Goethe University Frankfurt (2008).



# Trigger Particle Correlations in $pp$ Collisions with the ALICE Detector \*

J. Ulery<sup>1</sup> and H. Appelshäuser<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe Universität, Frankfurt am Main, Germany

## Introduction

The Large Hadron Collider, LHC, will produce collisions of protons at energies up to  $\sqrt{s} = 14$  TeV and lead ions at energies up to  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV. These collisions can be probed with jet-like correlations. These correlations can be used to improve our knowledge of jets in relativistic collisions. In elementary collisions, jet-like correlations can tell us about how partons fragment into jets of particles. In heavy-ion collisions these correlations can provide information about how energy is lost in the medium created in these collisions.

## Analysis

The analysis is performed in the ALICE Time Projection Chamber (TPC). Charged particles with intermediate or high transverse momentum ( $p_T$ ) are chosen as trigger particles. This selection provides us with particles that are likely from jets. The trajectory of these particles is most likely along the jet axis. The other particles in the event are studied in their relative angles in azimuth,  $\Delta\phi = \phi_{Trig} - \phi$ , and pseudo-rapidity,  $\Delta\eta = \eta_{Trig} - \eta$ . These jet-like angular correlations can then be studied as a function of the transverse momentum of the particles.

The efficiency and acceptance of the detector is corrected using simulated events. This is done by simulated particles with an event generator, then running them through a simulation of the detector. The tracks are reconstructed from the simulated particles as if they were from real data. The trigger particle correlation from the reconstructed particles and from the originally simulated particles are compared to find the efficiency of the particle detection as a function of the relative angles between the particles. This corrects for detector effects on particle detection up to the level the detector is simulated.

The unsubtracted jet-like correlations also have an underlying event that does not have an angular correlation. Backgrounds are created through event mixing, trigger particles are mixed with associated particles from other events. The triggered events have a bias, from requiring the intermediate or high  $p_T$  trigger particle, that the events used in mixing, minimum bias, do not have. This gives a large multiplicity in triggered events. The extra particles might be from the jets we are looking at (in which case we do not want to subtract those particles) or from other sources. If the triggered events would be used instead for mixing then the multiplicity would be higher than our underlying event and be contaminated with particles from jets. The true level of the underlying event is unknown. The mixed

event is normalized such that there is no yield after background subtraction between the peak, Zero Yield At Minimum assumption. This assumption can be applied to both elementary collisions and heavy-ion collisions and therefore makes it good to use for comparisons between the different collision types. A fixed location is used from the minimum to reduce additional statistical uncertainty when using a floating minimum. The minimum is determined at the lowest trigger and associated  $p_T$ s where the peaks are the widest.

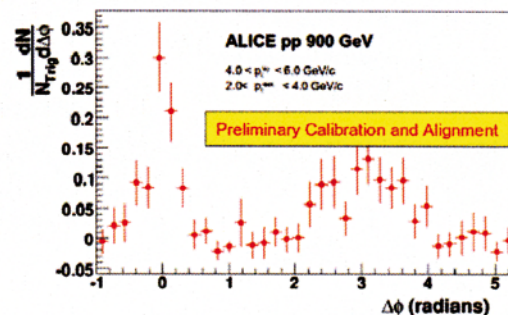


Figure 1: Preliminary Two-particle jet-like azimuthal correlation from  $\sqrt{s} = 900$  GeV events in ALICE.

## Results and Conclusions

Currently the LHC has taken data at in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV. This data been studied with this analysis. Work is ongoing with this data set to finalize the results. The analysis has also been performed on simulated data from different event simulators of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV and also at other energies. The simulated data can be used for comparisons and for corrections.

An example azimuthal correlation from the  $\sqrt{s} = 900$  GeV data is shown in the figure. The peak at  $\Delta\phi = 0$  is from particles near the trigger particle in angle. These particles and the trigger particle are likely from the same jet-cone. The fragmentation in this peak is biased due to our requirement of a trigger particle. The peak at  $\Delta\phi = \pi$  is likely from particles in the other jet of a di-jet. The particles in this peak have an unbiased fragmentation. From studying both peaks we can observe both biased and unbiased fragmentation. Once heavy-ion data has been obtained by studying both peaks we can look at peaks with different medium modification as triggering likely biases the trigger jet to be near the outside of the medium.

\* Work supported by EMMI, GSI, and BMBF

# Correlation between mean transverse momentum and multiplicity in p-p collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV in ALICE\*

P. Luettig<sup>†1</sup>, H. Appelshaeuser<sup>1</sup>, H. Buesching<sup>1</sup>, S. Schuchmann<sup>1</sup>, and J. Otwinowski<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Goethe University Frankfurt, Germany; <sup>2</sup>GSI, Darmstadt, Germany

The mean transverse momentum  $\langle p_T \rangle$  of particles produced in heavy ion collisions and its event-by-event fluctuations are considered to be sensitive to critical fluctuations of the temperature of the hot and dense system created in such collisions. Fluctuations of  $\langle p_T \rangle$  in proton-proton collisions are an essential reference measurement for these studies. Furthermore the mean transverse momentum in itself, and in particular its dependence on the charged particle multiplicity is an important constraint for phenomenological models to describe these collisions at high energies.

Here we report how  $\langle p_T \rangle$  is extracted from the transverse momentum spectra measured by the ALICE Time Projection Chamber in the first run period of the LHC in 2009 in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV.

## $\langle p_T \rangle$ vs. Charged Multiplicity

This analysis is based on the measurement of the transverse momentum ( $p_T$ ) spectra of charged particles in the ALICE Time Projection Chamber (TPC) [1]. The  $p_T$  spectra of particles with  $0.15 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 10 \text{ GeV}/c$  in  $|\eta| < 0.8$  are used, after they are fully corrected for efficiency and contamination from secondaries.

One way to extract the mean transverse momentum  $\langle p_T \rangle$  from the measured  $p_T$ -spectra is to calculate the arithmetic mean of the transverse momenta of the measured particles,  $\langle p_T \rangle_{meas}$ :

$$\langle p_T \rangle_{meas} = \frac{1}{N_{meas}} \sum p_{Ti} \quad (1)$$

The measured multiplicity  $N_{meas}$  is the number of particles which are used to calculate  $\langle p_T \rangle_{meas}$ .

Figure 1 shows the results for  $\langle p_T \rangle_{meas}$  as a function of  $N_{meas}$  in the ALICE TPC. Only particles with  $p_T = [0.3 \text{ GeV}/c, 4.0 \text{ GeV}/c]$  in  $|\eta| < 0.8$  are taken into account. As observed by UA1 at the CERN proton-antiproton collider, the  $p_T$  spectrum flattens for increasing multiplicity [2]. This flattening corresponds to an increase in the mean transverse momentum as demonstrated in Figure 1.

An alternative way to extract  $\langle p_T \rangle$  from the measured  $p_T$ -spectra is to find an adequate parametrization of the spectrum. By using this parametrization  $\langle p_T \rangle$  can be calculated by extrapolation of the spectrum to  $p_T = 0 \text{ GeV}/c$ .

Furthermore  $N_{meas}$  can be related to the true multiplicity  $N_{true}$  using a detailed simulation of the detector response and unfolding of the  $N_{meas}$  distribution.

Various approaches to fit the  $p_T$  spectra and to extract  $N_{real}$  by unfolding the measured distribution are recently being tested.

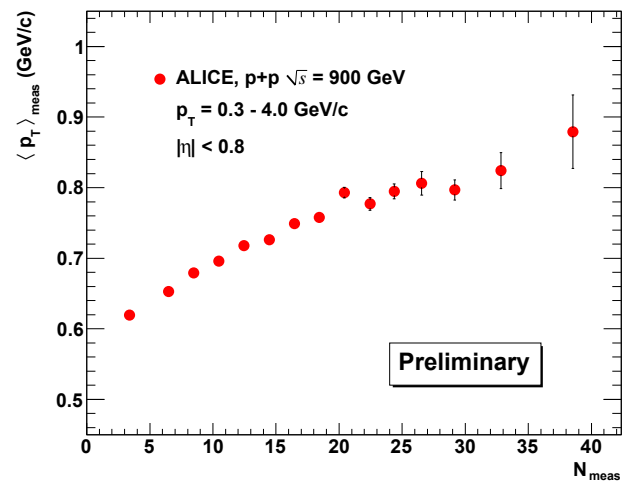


Figure 1: Measured mean transverse momentum  $\langle p_T \rangle_{meas}$  in the ALICE TPC as a function of the measured multiplicity  $N_{meas}$  for particles with  $p_T = [0.3 \text{ GeV}/c, 4.0 \text{ GeV}/c]$  in  $|\eta| < 0.8$ .

## Outlook

As a next step, we prepare the extraction of  $\langle p_T \rangle$  on an event-by-event basis and investigate its fluctuation as function of the charged particle multiplicity. Such data will provide an important baseline for similar studies in heavy-ion collisions at LHC.

## References

- [1] ALICE-TPC Technical Design Report, CERN / LHCC 2000-001, ALICE TDR 7, 07. Jan. 2000
- [2] A study of the general characteristics of proton-antiproton collisions at  $\sqrt{s} = 0.2$  to  $0.9$  TeV, UA1 Collaboration, CERN-EP / 89-85, July 12th, 1989

\* work supported by BMBF and GSI

<sup>†</sup> luettig@ikf.uni-frankfurt.de

# Parton and flavor discrimination using jets with ALICE at the LHC

H. León-Vargas<sup>1</sup>, C. Blume<sup>1</sup>, and C. Klein-Bösing<sup>2</sup>

<sup>1</sup>IKF, University of Frankfurt, Germany; <sup>2</sup>Institut für Kernphysik Münster, Germany

## Introduction

The study of the jet cross section and that of its different components (quarks and gluons) is an important test of perturbative QCD. Using the excellent tracking and PID capabilities of ALICE, it is possible to use a combination of different tagging variables to disentangle the jets produced by quarks or gluons, and even the jets produced by heavy or light quarks. We are interested in using the tagged jets as probes of the hot and dense matter produced during heavy ion collisions. The proton-proton collisions will be used as a benchmark for the Pb-Pb collisions.

The data set used to generate the figures on this report contains 1.25 million simulated proton-proton collisions at 7 TeV from PYTHIA. We used the UA1 jet finder running over charged particles, with a cone radius of 0.4.

## Quark and gluon jet tagging

The differences in the fragmentation properties of quarks and gluon jets is the basis that allows to distinguish jets produced by these two sources. For instance, the jets produced by the fragmentation of gluons are expected to contain more particles and be broader in  $\eta - \phi$  space than jets produced from quarks.

Two approaches for the jet tagging are under study. The first is based on the method proposed in [1] that basically calculates the number of cells in a  $\eta - \phi$  grid, which are necessary to recover a certain fraction of the jet energy. The second method uses the second moment of the jet profile in transverse momentum, as proposed in [2]:

$$\langle \delta R_{jet}^2 \rangle = \frac{\sum_i \Delta R^2(i, jet) \times p_T^i}{\sum_i p_T^i} \quad (1)$$

Where the index  $i$  runs over all stable charged particles and  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ . Figure 1 shows the distribution of the second moment of the jet profile for all jets in black circles, quark jets in blue crosses and for gluon jets in green triangles. The mean value of the second moment of the jet profile is higher for gluons jets than for quark jets over the whole jet  $p_T$  range studied.

## B-jet tagging

Following the ideas in [3], we are also studying the possibility of tagging b-jets using the semileptonic decay channel of B mesons. B jets are selected based on the kinematic properties of the electrons relative to the jet. An example of a discriminating variable is shown in figure 2, where the red line shows the distribution obtained for b-jets, the solid black line for gluons, the dotted blue line for c-jets and the

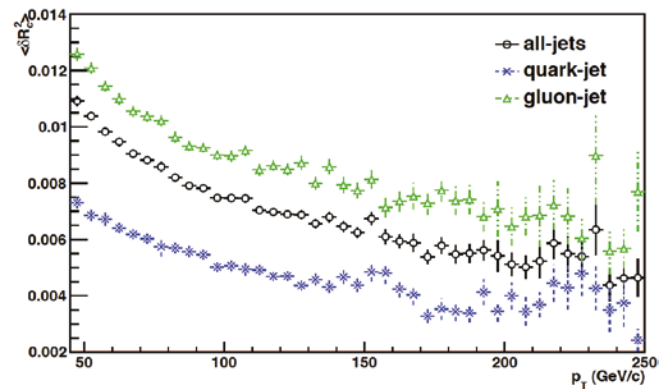


Figure 1: Discrimination of quark and gluon jets using the second moment of the jet profile.

dashed black for light quarks. As one can see, the fraction of the jet energy carried by electrons is larger when the jet is originated from a heavy quark.

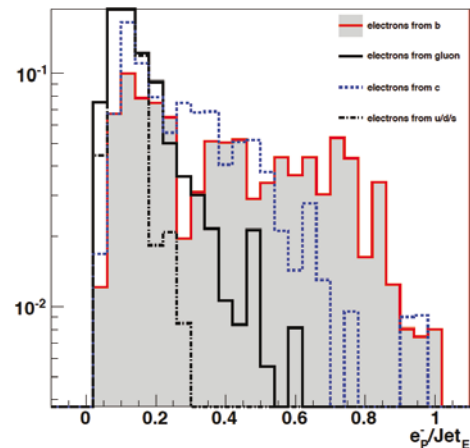


Figure 2: Ratio of the electron momentum to the jet energy for jets with energy greater than 50 GeV.

## References

- [1] J. Pumplin, “How to tell quark jets from gluon jets”, Phys. Rev. D 44 (1991) 2025
- [2] The CMS Collaboration, “Study of jet transverse structure using the second moment of the jet profile in transverse momentum in pp collisions at  $\sqrt{s} = 10$  TeV”, CMS PAS QCD-08-002, 2009.
- [3] P. Demin, S. de Visscher, A. Bocci, R. Ranieri, “Tagging b jets with electrons and muons at CMS”, CMS NOTE 2006/043.

# Commissioning and Calibration of the ALICE TPC

L. Bozyk<sup>3</sup>, P. Braun-Munzinger<sup>1</sup>, J. Castillo<sup>1</sup>, U. Frankenfeld<sup>1</sup>, C. Garabatos<sup>1</sup>, S. Gärtner<sup>3</sup>, M. Ivanov<sup>1</sup>, A. Kalweit<sup>3</sup>, M. Mager<sup>3</sup>, R. Renfordt<sup>2</sup>, H.R. Schmidt<sup>1</sup>, D.Vranic<sup>1</sup>, J. Wiechula<sup>1</sup>, and the ALICE collaboration

<sup>1</sup>GSI, Darmstadt, Germany, <sup>2</sup>University of Frankfurt, Frankfurt, Germany, <sup>3</sup> Technical University of Darmstadt, Darmstadt, Germany

## Overview

The TPC was moved to its final underground location in the L3 magnet by the end of 2006 after a phase of pre-commissioning at surface level. In 2007, the TPC and all auxiliary systems like the cooling plants, the gas system, and the control systems (DCS) were setup, brought into operation and thoroughly tested. During 2008 several long cosmic data taking runs ( $> 10^7$  events in total) were carried out. Examples of a cosmic shower measured in the TPC can be seen in Fig. 1. In addition, a run using a radioactive Krypton source as well as laser runs were performed. The goal of these runs was to calibrate or correct the TPC's response in respect of the differential energy loss of particles ( $dE/dx$ ), the gain of individual pads, the ExB effect, space point and momentum resolution, drift time and temperature in-homogeneities and to optimize the noise performance.

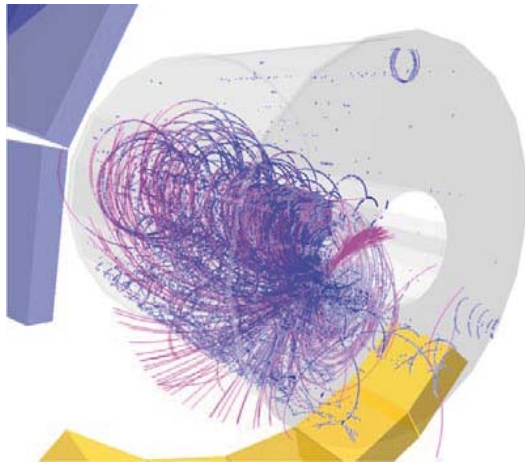


Figure 1: Example of a cosmic shower measured in the TPC.

## Detector Calibration and Performance

### Noise Performance

While noise figures close to the theoretical limit (given by the ADC and the PASA noise as well as the capacitance of pads and signal lines) were achieved already during the pre-commissioning [1], the realistic experimental environment within the L3 magnet required a careful revision of the noise optimization including an upgrade of the low voltage power supplies. Fig. 2 shows the final L3-area noise figures which are on average

below 1 ADC count and thus in accordance or even better than the specifications laid out in the TPC Technical Proposal [2]. The somewhat higher noise number for the outer readout chambers (OROCs) can be explained by the larger capacitance of the larger pads as together with the longer traces from the pad to the readout electronics.

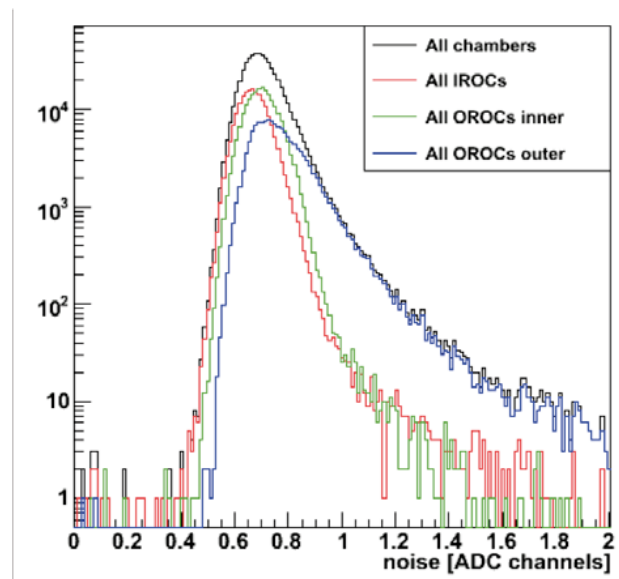


Figure 2: Histogram of the noise of individual pads of the TPC separated by chamber type.

### Gain Calibration Krypton

Krypton calibration is one of the standard ways of doing TPC gain calibration. It was developed by the ALEPH collaboration [3] and has been used by many experiments, e. g. the DELPHI, NA49, and STAR to calibrate their TPCs and has also been employed to calibrate the ALICE TPC [4]. A  $^{83}\text{Rb}$  source with an initial activity of 5 MBq is deposited on a thin Kapton foil at the CERN ISOLDE facility. A brass cylinder containing the  $^{83}\text{Rb}$  sample is connected to the ALICE TPC gas system via a bypass.  $^{83}\text{Rb}$  decays to gaseous  $^{83\text{m}}\text{Kr}$ , which is distributed homogeneously in the TPC volume by the gas circulation system. As the decays are not predictable, a random trigger is used for data taking. The maximum range of electrons produced in Krypton decays is roughly 3.2 cm and therefore the charge is collected on several readout pads. A benefit of the gaseous  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  is its short half-life of 1.83 h, which ensures that the Krypton activity reaches quickly a

negligible level after the calibration data have been accumulated .Fig. 3 shows the map of relative gains of all 278784 pads of one TPC readout plane as determined from the accumulated 41.6 keV Krypton decay. The overall gain variation is of the order  $\pm 15\%$  and agrees with the variations expected from the chamber production tolerances. The gain calibration map is a key ingredient for the determination of the differential energy  $dE/dx$  of particles traversing the TPC (see below).

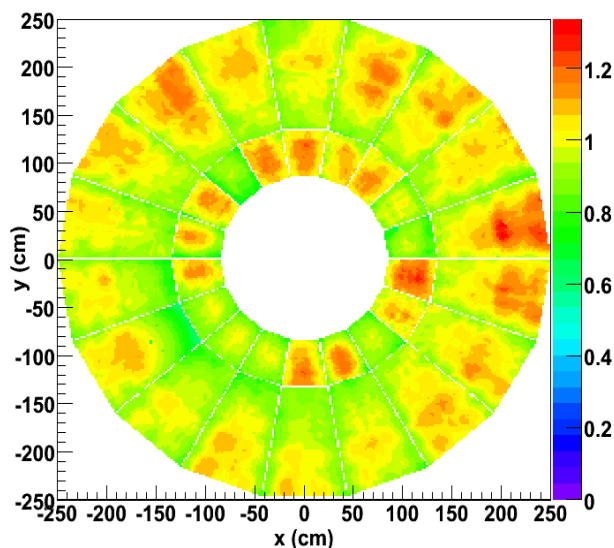


Figure 3: Map of the relative gain of the all pads of one TPC readout plane (C-side)

### Temperature Homogenization and Drift Velocity Calibration

Besides the gas composition, the drift velocity depends also strongly on the gas density, i.e., the ratio of gas pressure and temperature [5]. To ensure minimal corrections to the drift velocity it is thus mandatory to homogenize the temperatures within the TPC's fiducial volume. The major heat source close to the TPC drift volume is the TPC front-end readout. A cooling strategy has been developed [6] to minimize temperature gradients across the TPC caused by residual heat dissipated from the readout electronics. The cooling system is divided into 47 loops with individual high precision temperature control. The temperatures of these loops are tuned to have no heat transfer to the sensitive volume of the TPC, which is verified by 5 temperature probes on each sector. To homogenize the temperature inside the TPC the chamber body cooling temperature is set to minimize the temperature gradient inside the TPC measured by 36 sensors inside the gas volume (cf. Fig. 4). As can be seen from the Figure, the temperature variations in the TPC volume can be limited to  $\sigma < 100$  mK, as required in the TPC Technical Proposal. The outliers on the high side are due to cooling loops with insufficient flow, which will be fixed before the LHC restart by rerouting some cooling lines.

The remaining gradients and a variation of the drift velocity with time can be determined by analyzing data taken from laser induced tracks. From the arrival time of the signals from the know position of the laser tracks the residual drift velocity variations can be extracted. The variations during the test period have shown that a calibration of the drift velocity every hour in-between data taking will lead to a stability of better than 0.6%.

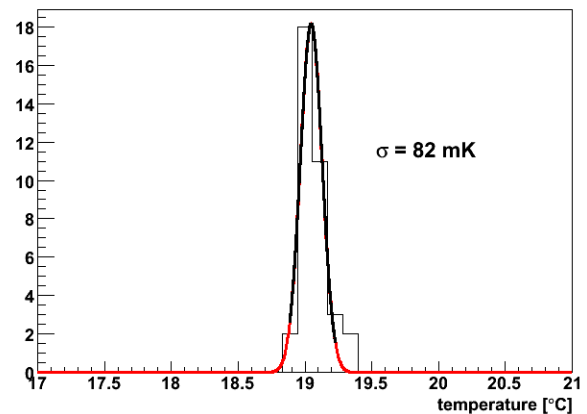


Figure 4: Histogram of temperatures measured within gas volume by 36 Pt-1000 sensors.

### $E \times B$ Calibration

The central detectors of ALICE are located inside the L3 magnet. The magnetic field  $B$  of the L3 magnet and the electric field  $E$  of the TPC are only to first order parallel, i.e., the magnetic field (it measures about  $11.6 \times 11.2$  m<sup>2</sup>) is not perfectly homogenous. In the region where the TPC is located these inhomogeneities are on the order of 1%. The distortions cause a displacement of tracks, which is proportional to the drift length and parameter  $\omega\tau$ . The parameter  $\omega\tau$  itself is given by the magnetic field ( $\omega = (e/m)|B|$ ) and a characteristic time  $\tau$  of the TPC drift gas. Integrating over the full drift length of the ALICE TPC (250 cm), these displacements are of the order of one centimeter and have to be corrected.

The  $E \times B$  effect in the ALICE TPC was calibrated using the ALICE laser, which produces 336 widely spaced laser tracks within the TPC fiducial volume. The displacement of the reconstructed laser beam position with respect to surveyed position was determined for different magnetic field setting ( $B_z = -0.5, -0.5, -0.2, 0, 0.2, 0.4$  and  $0.5$  T).

Subtracting the displacement values for the setting without magnetic field reduced the effect of geometrical distortions, e.g., misalignment of readout chambers. The measured L3 magnetic field map serves as additional input source for the calibration procedure. The parameter  $\omega\tau$  was adjusted by fitting the laser track distortion at different magnetic field intensity.

The precision of the constructed  $E \times B$  distortion map is on the level of about 0.35 mm. Additional improvement was obtained by adding constant B-field components on top of the measured B field map.

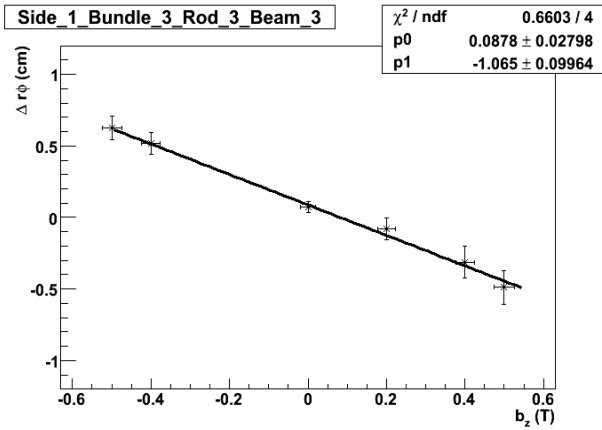


Figure 5: Example of the displacement of the reconstructed laser beam position with respect to surveyed position for different magnetic field settings.

### *dE/dx Calibration with Cosmics*

Charged particles traversing the TPC fill gas lose a certain amount of energy per unit path length depending on their momentum and rest mass. By this different particle species can be identified over a broad momentum range. Figure 6 shows a  $dE/dx$  spectrum of cosmic rays measured with the ALICE TPC during the cosmic runs in 2008. Muons, protons, electrons and deuterons can be clearly identified. The  $dE/dx$  resolution of 5.7% for minimum ionising particles is close to the expected value showing the precision of the underlying gain calibration. The mean energy loss as a function of momentum can be described by the Bethe-Bloch curve. As can be seen from the lines in Figure 6, a parameterization of this curve gives a good description of the data. In conclusion, the particle identification of the ALICE TPC can already be used for physics with the first beam data.

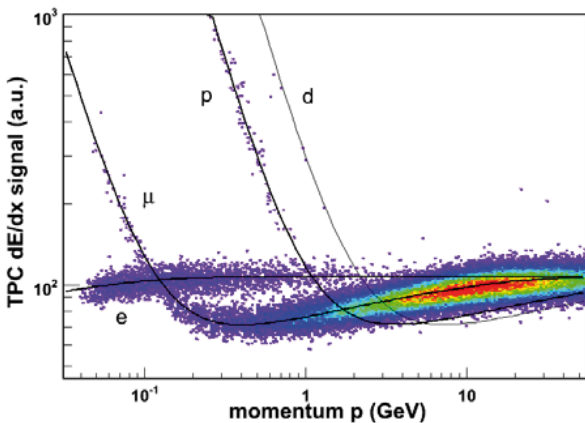


Figure 6: Differential energy loss in the TPC as a function of momentum for particles from cosmic ray events. The red lines are parameterized Bethe-Bloch estimates of the

### *Space-Point Calibration*

The accuracy of the space-point coordinate measurement, i.e. the position determination of induced charge clusters on the pad plane, is a key ingredient for the tracking precision and hence the momentum resolution.

The space-point resolution is a function of many parameters but for the ALICE TPC the dominant ones are the diffusion, track inclination angle and deposited charge.

The space point resolution was extracted from cosmic data in bins of these variables and is shown in Fig. 7. As can be seen the space-point resolution for tracks emerging at small angles and large drift length, corresponding to high  $p_t$  tracks from nuclear collisions, feature a resolution between 300 and 800  $\mu\text{m}$ . This experimentally determined resolution agrees well with the accuracy expected from simulations.

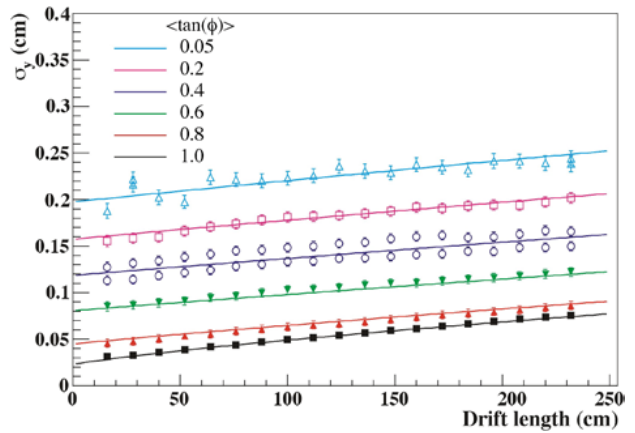


Figure 7: Space point resolution in y direction as function of the drift length and the inclination angle. The lines cover the range from  $0^\circ$  to  $55^\circ$  (bottom to top)

### *Momentum Calibration and Resolution*

The TPC performance was studied using cosmic tracks. Hereby a cosmic track is reconstructed independently in the top and bottom halves of the TPC. The TPC fiducial volume was restricted. Only track topologies similar to the primary tracks were used. Both semi-tracks are propagated independently to the DCA (Distance of Closest Approach) to the nominal vertex (point  $\{x,y,z\}=\{0,0,z\}$ ). The tracks parameters are compared at the DCA point. The performance in impact parameter, angular and  $p_t$  resolution were studied as function of particle momenta and are summarized in Tables 1a and 1b.

	A <sub>side</sub>	C <sub>side</sub>
$\sigma_x$	0.15 cm	0.20 cm
$\sigma_z$	0.05 cm	0.08 cm
$\sigma_\phi$	2.0 mrad	4.0 mrad
$\sigma_\vartheta$	0.5 mrad	1.0 mrad
$\sigma_{1/p_t}$	0.007 (1/GeV)	0.008 (1/GeV)

Table 1a: Impact parameter, angular and  $p_t$  resolution integrated over the full  $p_t$  range.

	A <sub>side</sub> ( $1/p_t \approx 1$ )	A <sub>side</sub> ( $1/p_t \rightarrow 0$ )
$\sigma_x$	0.17 cm	0.14 cm
$\sigma_z$	0.10 cm	0.04 cm
$\sigma_\phi$	2.6 mrad	2.0 mrad
$\sigma_\vartheta$	2.0 mrad	0.3 mrad
$\sigma_{1/p_t}$	0.011 (1/GeV)	0.007 (1/GeV)

Table 1b: Impact parameter, angular and  $p_t$  resolution for high ( $1/p_t \rightarrow 0$ ) and low ( $1/p_t \approx 1$ ) momentum tracks.

For high momenta cosmic tracks the  $p_t$ -resolution  $\Delta p_t/p_t$  is  $\sim 6$ -7% at 10 GeV/c (see Fig. 8) and thus, at present, about a factor  $\sim 1.5$  worse than estimated for an ideally calibrated and aligned TPC [7]. For low momenta tracks (below 1 GeV) the observed resolution is in agreement with the expectation. The resolution on the C side (muon spectrometer side) is somewhat worse due to the multiple scattering in the absorber.

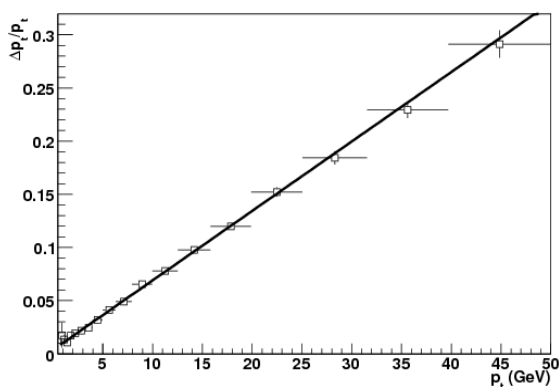


Figure 8:  $p_t$  resolution as a function of  $p_t$ .

### Summary

In preparation for the LHC start-up in September 2008 the ALICE TPC has been fully commissioned and calibrated employing both cosmic as well as laser induced tracks. Data have been taken in running continuously for over 2 month. The gain map of all 557568 pads has been obtained with a krypton source calibration and is well within the specified gain variations. The performance parameters of the TPC after calibration in terms  $dE/dx$ , momentum and vertex resolution is close the design values. It has been demonstrated that the goal of an

The TPC is thus ready for first collisions at the LHC restart presumably in fall 2009.

### References

- [1] J. Wiechula, PhD Thesis, University of Frankfurt, 2008
- [2] ALICE Technical Proposal, ALICE TDR 7, CERN/LHCC 2001
- [3] D. Decamp et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A294 (1990) 121.
- [4] S.A. Gärtner, Diploma Thesis, TU Darmstadt, 2008
- [5] J. Wiechula et al., NIM A 548 (2005) 582
- [6] S. Popescu, U. Frankenfeld, H.R. Schmidt (ALICE collaboration) IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume 52 (2005) 2879
- [7] ALICE Collaboration et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 (2004)1517  
ALICE Collaboration et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 32 (2006)1295

# First pp collisions seen with the ALICE Time Projection Chamber

The ALICE TPC collaboration<sup>1</sup>

The ALICE Time Projection Chamber (TPC) is the central tracking detector of the CERN-LHC ALICE experiment [1]. First proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=900$  GeV/c were successfully recorded during the initial data taking campaign in December 2009. A typical example of tracks from a pp-event is shown in Fig. 1.

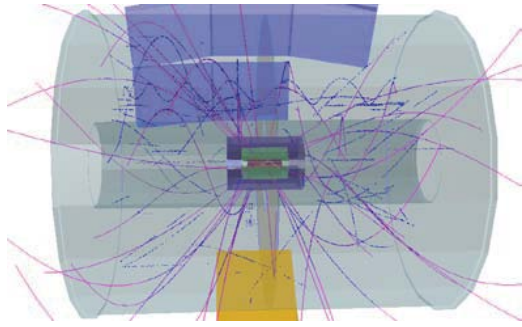


Figure 1: Clusters (blue dots) and reconstructed tracks (red lines) recorded by the TPC.

The commissioning and calibration of the TPC has been done with cosmic data, laser runs and radioactive krypton in 2008 and 2009 and is reported in detail elsewhere [2].

## Collision Data

During the initial data-taking period the TPC trigger rate from the collisions of 4 on 4 counter-rotating proton bunches was up to 10 Hz. Each of the bunches containing initially up to  $10^{11}$  protons. The trigger included both empty events and beam-gas interaction. The events size was in average of the order of 170kB owing to the excellent low noise behaviour of the TPC readout chain. The magnetic field was set to  $\pm 0.5$  T and, for alignment purposes, to  $B=0$  T.

To ensure immediate feedback on the data quality the raw data were immediately transferred to GSI, where they were reconstructed and analyzed using the entire GSI Tier 2 batch farm and the high-performance cluster with 2000 cores and 1 PB of storage on Lustre. Feedback on the detector performance was available within a few hours after the data had been recorded. All results were constantly communicated to the CERN detector control room. Thanks to the outstanding performance of the GSI computing infrastructure, the analysis chain was running uninterrupted during the complete data-taking period.

## Result from Data Analyses

Fig.2 shows a  $dE/dx$  vs. momentum spectrum from pp collision at 900 GeV/c employing the calibration data

from the cosmic and krypton runs. As can be seen the excellent particle separation anticipated from the cosmic runs is also manifest in the collision data, e.g., by the  $\pi/\mu$ -separation visible at low momentum.

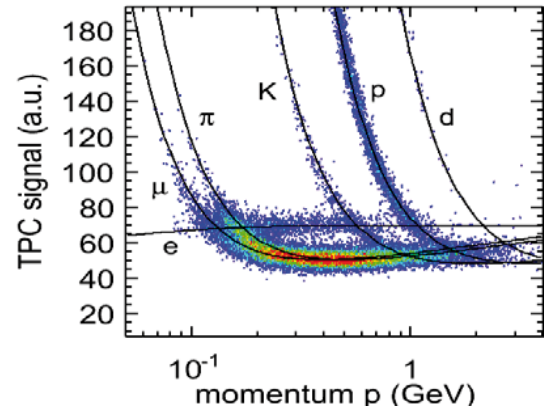


Figure 2: Particle identification the TPC.

This, together with precise tracking, readily allows reconstructing invariant mass spectra. As a further example of the TPC performance with data we show in Fig. 3 the  $K_S^0$ -invariant mass plot from the  $\pi^+\pi^-$  V0 decays vertices. The narrow width and the perfect agreement with the PDG mass should be taken as certification of the readiness of the TPC for the upcoming pp and PbPb runs in 2010.

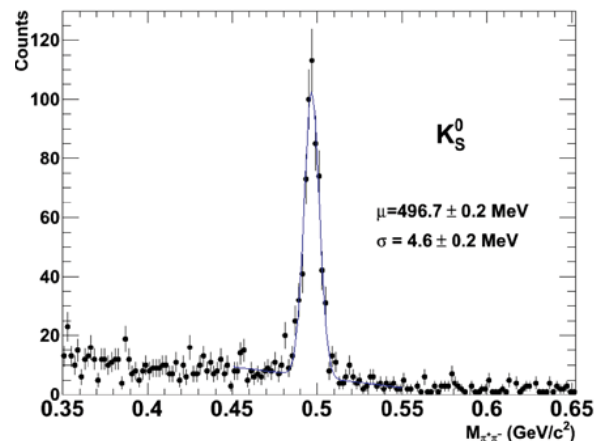


Figure 3: Reconstructed  $K_S^0$  from  $\pi^+\pi^-$  V0 decays vertices.

## References

- [1] “The ALICE experiment at the CERN LHC”, ALICE Collaboration, 2008, JINST 3 S08002
- [2] “The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events”, J. Alme *et al.*, 2010, e-Print: arXiv:1001.1950

<sup>1</sup> The list of members and institutions is available at <http://www-alice.gsi.de/tpc>



## R&D for the demonstrator of the CBM-Micro-Vertex Detector (MVD) \*

S. Amar-Youcef<sup>1,2</sup>, N. Bialas<sup>1</sup>, M. Deveaux<sup>1</sup>, D. Doering<sup>1</sup>, J. Heuser<sup>3</sup>, I. Fröhlich<sup>1</sup>, J. Michel<sup>1</sup>,  
C. Müntz<sup>1</sup>, S. Seddiki<sup>1,4</sup>, C. Schrader<sup>1</sup>, J. Stroth<sup>1</sup>, T. Tischler<sup>1</sup>, and B. Wiedemann<sup>1</sup>

<sup>1</sup>IKF, University Frankfurt; <sup>2</sup>Helmholtz Research School, Frankfurt; <sup>3</sup>GSI, Darmstadt; <sup>4</sup>IPHC, Strasbourg

In CBM, open charm mesons will be identified by reconstructing their secondary decay vertices. This requires a vertex detector with very good secondary vertex resolution ( $\sigma_{SV} \sim 50 \mu\text{m}$  along the beam axis). To match this requirement, a highly granular pixel detector with excellent spatial resolution ( $\sim 5 \mu\text{m}$ ) and minimum material budget (few 0.1%  $X_0$ ) will be installed in the vacuum close to the target. A short readout time ( $\sim 10 \mu\text{s}/\text{frame}$ ) and good radiation hardness (some MRad,  $> 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ ) are needed to handle the high collision rate ( $10^5 - 10^6$  Au+Au collisions / s) required for studying open charm.

To study the electrical and mechanical system integration the future CBM Micro Vertex Detector (MVD), the so-called demonstrator (see Fig.1) is set up in the IKF Technology Lab. The demonstrator is not designed to match the requirements of the MVD but to provide a development platform for the software and hardware solutions needed. It integrates two Mimosa-20 sensors (with each  $640 \times 320$  pixels on  $19.2 \times 9.6 \text{ mm}$  active surface) on a light, vacuum compatible, cooling support. The four serial output lines of the demonstrator provide each a 50 MHz analog signal. The corresponding 2.4 Gbit/s raw data stream is to be compressed by a real time cluster finding logic.

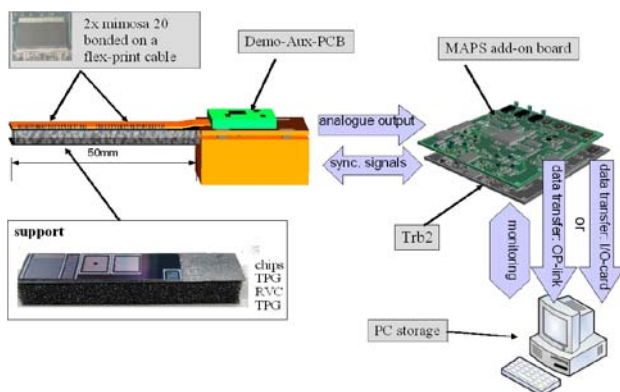


Figure 1: Sketch of MAPS Demonstrator

### Mechanical concept

The cooling support of the demonstrator is formed from two layers of Thermal Pyrolytic Graphite (TPG), which surround a spacer made from the very light Reticulated Vitreous Carbon (RVC). The sensors, which are readout via a light flex print cable (FPC), are directly glued on the highly

\* In co-operation with IPHC. Work supported by BMBF (06FY173I), GSI Darmstadt (F&E) and Helmholtz Research School Frankfurt



Figure 2: Add-on board and TRBv2 on back side.

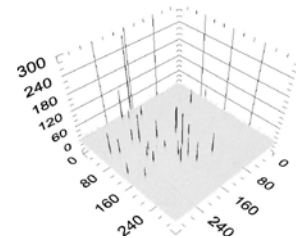


Figure 3: CDS-corrected frame of a Mimosa-20 matrix with several hits.

heat conductive TPG, which transports their heat towards a heat sink outside the MVD acceptance. The validity of this cooling concept was confirmed by finite element simulations. Within the last year, the cooling support and the FPCs were build and are being tested.

### The readout of the demonstrator

The FPC, which has been designed by the electronic department of the IKF, integrates all electrical lines required to steer and readout both MIMOSA-20 sensors. It will be connected to the chip by wire bonding and to an intermediate readout board via a fine pitch connector. The intermediate board will buffer the signal of the sensors and send it to an ADC board (see Fig.2), which is an add-on board for the TRBv2 standard [1]. This board hosts four 12-bit ADCs to sample the analog signals of the two Mimosa20-chips, an FPGA (XC4VLX40) and 3 GB of SDRAM [2]. Those resources are sufficient to process the data of the sensors on-line with pipelined algorithms for correlated double sampling (CDS) and hit discrimination. The latter will reduce the data stream to be sent via the optical link (2 Gbit/s) of the TRBv2 to  $\lesssim 200$  Mbit/s. The ADC board has been build and tested with a preliminary firmware, which allows to write uncompressed data to a hard drive of a PC.

A dedicated ROOT-based offline analysis software allowed for extracting clusters from an  $^{55}\text{Fe}$  source from this data (see Fig.3). It will also be used to support the ongoing development of the FPGA based data sparsification algorithms.

### References

- [1] I. Froehlich et al., A General Purpose Trigger and Readout Board (TRB), IEEE Trans. Nucl. Sci., 2007.
- [2] C. Schrader et al., A Readout System for the CBM-MVD Demonstrator, GSI Report 2007.

# Construction and test of the demonstrator of the CBM-Micro-Vertex-Detector\*

M. Deveaux<sup>1</sup>, S. Amar-Youcef<sup>1</sup>, J. Baudot<sup>2</sup>, N. Bialas<sup>1</sup>, N. Chon-Sen<sup>2</sup>, H. Düring<sup>1</sup>, I. Fröhlich<sup>1</sup>, M. Goffe<sup>2</sup>, J. Michel<sup>1</sup>, C. Müntz<sup>1</sup>, C. Schrader<sup>1</sup>, P. Scharrer<sup>1</sup>, S. Seddiki<sup>1,2</sup>, J. Stroth<sup>1</sup>, and T. Tischler<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Goethe University Frankfurt/Main, Germany; <sup>2</sup>Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, Strasbourg, France

**Reconstructing open charm with the CBM-experiment requires a vertex detector with outstanding rate capability, spatial resolution and low material budget. The MVD-demonstrator project studied the feasibility of building such a detector.**

The CBM-experiment aims to explore the properties of hadronic matter in the region of highest baryonic densities. One of the major probes of the experiment are open charm particles, which are produced close to the kinematical threshold at CBM beam energies (10–40 AGeV). Reconstructing those rare and short lived ( $c\tau \sim 100 \mu\text{m}$ ) particles calls for a vacuum compatible vertex detector with an outstandingly high spatial resolution ( $\lesssim 5 \mu\text{m}$ ) and very low material budget ( $\lesssim 0.3 X_0$ ). To match those requirements, we aim to build an actively cooled detector based on ultra light and highly granular Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS).

The MVD-demonstrator project [1] aimed to study the integration of up to four MIMOSA-20 sensors into a detector ladder. MIMOSA-20, which was designed by IPHC Strasbourg, provides a pixel matrix with  $640 \times 320$  pixels with  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$  pitch. The chip is readout within 2.2 ms via two serial analog outputs submitting each 50 Mpixel/s. Slow control is done via a JTAG interface. Sensors thinned down to  $50 \mu\text{m}$  were successfully operated conjointly with the PLUME-collaboration [2] but not chosen for the MVD-demonstrator for reasons of risk management. Due to a (meanwhile solved) problem in the chip production, the noise of the MIMOSA-20 sensors used was increased to a disappointing value of  $\sim 23 e^- \text{ ENC}$ .

The demonstrator was built by wire bonding a three layer flexprint cable top of two sensors. Two of the objects obtained were glued on the opposite faces of a cooling support formed from the highly heat conductive TPG and the ultra light and stiff carbon foam RVC. This support is to transport the heat of the sensors towards a liquid cooled heat sink located outside the acceptance of the future MVD. The sensor control was performed by a dedicated add-on board of the HADES-TRB2, which hosts among others four 12-bit ADCs sampling the analogue data stream of the sensors, a VIRTEX4 FPGA and an 1 GB SDRAM module.

The demonstrator was intensely tested in laboratory. Vacuum compatibility to fairly below  $10^{-6}$  mbar was demonstrated with the vacuum vessel of the IKF technology lab. The cooling concept of the ladder was validated

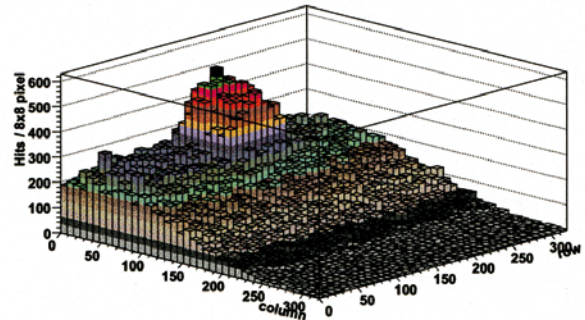


Figure 1: Number of hits as function of the pixel coordinate as recorded in beam with the CBM-MVD demonstrator.

despite the disappointing performances of the rather simplistic heat sink. First attempts to operate MIMOSA-20 via the flex print cables showed an unusually high noise of  $45 e^- \text{ ENC}$ , which could be reduced to the expected  $\lesssim 23 e^- \text{ ENC}$  with an FPGA-based common mode filter.

The demonstrator was tested with  $\sim 120$  GeV pions at the CERN-SPS. Two single sided MVD-demonstrators were operated with continuous read out. Trigger signals and additional time stamps obtained from the IPHC TAPI beam telescope were encoded into their data stream and allow for an offline synchronization with data obtained from this telescope. The readout clock of the demonstrators was set to 20 Mpixel/s (corresponding to 5.5 ms read-out time), which reduced the data rate of the demonstrators from 2.4 Gbit/s to 960 Mbit/s.

According to our data analysis, the good noise performances observed in the laboratory could be reproduced in the beam. Moreover, we observed the shadow of the trigger scintillator (see figure 1), which is located on top of a background formed from untriggered particle hits. A preliminary evaluation of the spatial resolution ( $\sigma$ ) of the demonstrator was carried out by correlating the hits observed in both stations. We measured  $\sigma \lesssim 5.6 \mu\text{m}$  which, probably due to the increased noise of MIMOSA-20, does not fit the ultimate resolution ( $\sim 2 \mu\text{m}$ ) expected for this sensor. However, the results match the requirements of CBM, which validates the concept of the MVD-demonstrator.

## References

- [1] S. Amar-Youcef et al., “R&D for the demonstrator of the CBM-Micro-Vertex-Detector”, GSI Scientific Report 2008, FAIR-Experiments-18
- [2] <http://www.iphc.cnrs.fr/plume.html>.

\* Work supported by BMBF (06FY1731), GSI F&E and HIC for FAIR

# Occupancy study of the Micro-Vertex Detector for the Compressed Baryonic Matter experiment

S. Seddiki<sup>1,2</sup>, M. Deveaux<sup>1</sup>, I. Fröhlich<sup>1</sup>, C. Müntz<sup>1</sup>, J. Stroth<sup>1,3</sup>, and C. Trageser<sup>1</sup>

<sup>1</sup>IKF, Frankfurt, Germany; <sup>2</sup>IPHC, Strasbourg, France; <sup>3</sup>GSI, Darmstadt, Germany

The Micro-Vertex Detector (MVD) [1] of CBM is intended to detect the hadronic decays of open charmed particles by means of the identification of their displaced decay vertex. Therefore the MVD has to be located close to the collision point and will be exposed to the intense particles flux from the high heavy ion collision rates foreseen in CBM. The design of the MVD requires a detailed knowledge of the detector occupancies and the corresponding data rates, which were simulated in this work.

We focused on the study of  $\delta$ -electrons, which are produced by the Au beam passing the Au target. They were generated with GEANT3+GCALOR by shooting Au ions with 25 AGeV through the target of CBM. The yield and spectrum of the simulated  $\delta$ -electrons were compared with literature [2] and exceed this prediction by few 10% in the electron momentum region of interest ( $p = 10$  MeV/c to  $p = 100$  MeV/c). Accounting for the 1% interaction target, 100 of those ions were combined with the particles produced by one UrQMD nuclear collision with random impact parameter. This normalization assumes that the time resolution of the MVD is sufficient to separate the individual nuclear collisions.

After some centimeters of trajectory, the 1 Tm dipole field of CBM deflects most of the  $\delta$ -electrons out of the detector acceptance. The occupancy of the MVD stations thus varies strongly with the distance ( $dz$ ) between the stations and the target (fig. 2). Moreover, the occupancy of individual stations is very inhomogeneous (fig. 1 right).

The contribution of the  $\delta$ -electrons increases the mean occupancy caused by a nuclear collision by factors of 13.5 and 5 at  $dz = 5$  cm and  $dz = 10$  cm, respectively (fig. 2). The maximal occupancy in the hot spots reaches 3.5 and 1 hit/mm<sup>2</sup>/collision at  $dz = 5$  cm and  $dz = 10$  cm, respectively (see the right panel of fig. 1).

In order to reduce those high occupancies, the exami-

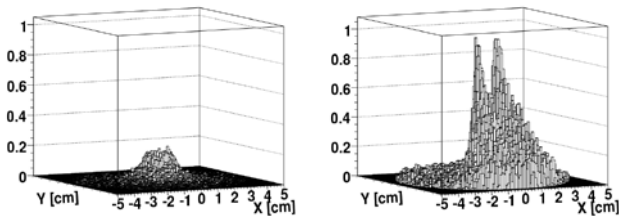


Figure 1: Number of hits per cell (1 mm<sup>2</sup>) per collision for a MVD station at  $dz = 10$  cm originating from nuclear collisions only (left panel) and including  $\delta$ -electrons (right panel)

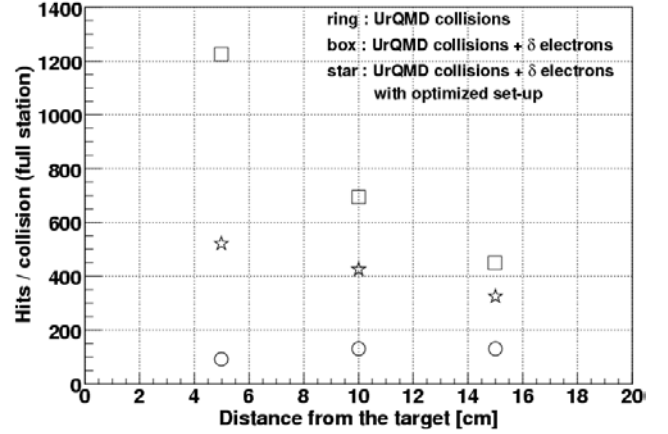


Figure 2: Occupancy per event for different distances ( $dz$ ) of the MVD station

nation of the deposition time of the hits permitted us to elaborate several strategies. We observed that raising the magnetic field by 1 T within a small volume around the target improves the deflection of  $\delta$ -electrons and decreases the number of prompt hits. This modified field configuration increases the amount of late coming hits from spiraling electrons, absorbed however by the mechanical support ring of the MVD stations. This strategy reduces the total occupancy by factors of 2.5 and 2 at  $dz = 5$  cm and  $dz = 10$  cm, respectively (fig. 2). Nevertheless, the peak of occupancy is only decreased by 30% at both distances, as it is caused by very stiff electrons.

Our studies were completed by estimating the data flow of the MVD. We assumed a collision rate of 10<sup>5</sup>/s and an on-chip zero suppression as tested with SUZE-01 [3]. The resulting data flow of several GBits/s per station may be increased by one order of magnitude if the MVD is operated with a moderate pile-up of nuclear collisions. Moreover, a security margin for fake hits has to be foreseen.

## References

- [1] A. Besson et al., *Achievement of CMOS Pixel Sensors for the CBM Micro-Vertex Detector*, CBM Progress Report 2007, Darmstadt, 2008
- [2] R. M. Barnett et al., Phys. Rev. D 54 (1996) p. 134
- [3] M. Winter et al., *A Swift High Resolution Pixel Sensor for the CBM MVD*, this report

# Dark rates of irradiated Monolithic Active Pixel Sensors\*

M. Deveaux<sup>1</sup>, D. Doering<sup>1</sup>, M. Domachowski<sup>1</sup>, S. Ottersbach<sup>1</sup>, J. Stroth<sup>1</sup>, and F. M. Wagner<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Goethe University Frankfurt/Main, Germany; <sup>2</sup>Forschungsneutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz(FRM-II), TU München, Garching, Germany

**Due to the high collision rates foreseen, the vertex detector of Compressed Baryonic Matter experiment will be exposed to very high radiation doses. We studied, if the damage caused by this radiation might provoke a crucial increase in the dark rate of the detector.**

The Compressed Baryonic Matter (CBM)-experiment aims to explore the properties of hadronic matter in the region of highest baryonic densities. One of the major probes of the experiment are open charm particles, which are produced close to the kinematical threshold at CBM beam energies (10-40 AGeV). Reconstructing those rare and short lived ( $c\tau \sim 100 \mu\text{m}$ ) particles calls for a vacuum compatible vertex detector with an outstanding spatial resolution ( $\lesssim 5 \mu\text{m}$ ) and very low material budget ( $\lesssim 0.3 X_0$ ). To match those requirements, we aim to build an actively cooled detector based on ultra light and highly granular Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS).

Within one year of operation, the sensors will be exposed to very high radiation doses of  $\gtrsim 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  and  $\gtrsim 3 \text{ Mrad}$ . The question how to extend their radiation tolerance to those values triggered a common R&D program of the IPHC (Strasbourg), GSI and the Goethe University Frankfurt/Main. In the context of this program, we observed that non-ionizing radiation damage causes Random Telegraph Signal (RTS) [1]. This non-gaussian noise was found to dominate the dark rate of the detector, which remains only tolerable if the detector is moderately cooled. This conclusion was so far restricted to sensors which were exposed exclusively to non-ionizing neutron radiation. The question, if the predicted additional ionizing doses would worsen the situation remained to be studied.

This study was performed with MIMOSA-18 sensors obtained from IPHC Strasbourg. The sensors host four matrices with  $256 \times 256$  SB-pixels and  $10 \mu\text{m}$  pixel pitch each, which are read out within 6.5 ms. They were irradiated with fission neutrons at the MEDAPP facility of the FRM-II reactor. Moreover, some of the chips were exposed to a dose of  $\sim 10 \text{ keV}$  X-rays at the irradiation facility of the Karlsruhe Institute of Technology. After the irradiations, we compared the dark rates of non-irradiated sensors with the ones of sensors irradiated with either  $1.3 \times 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  or 200 krad. Moreover, a sensor being consecutively irradiated with both,  $1.3 \times 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  or 200 krad was available. The moderate ionizing dose was chosen as MIMOSA-18, which was initially designed for other purposes, does not feature radiation hardened pixels.

The sensors were tested by measuring their dark rate as a function of the temperature. We counted a false hit if a

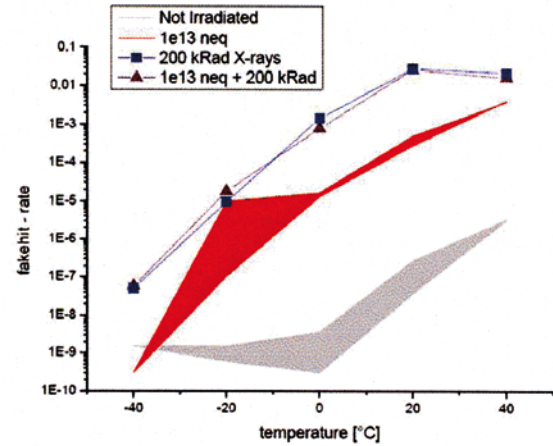


Figure 1: Dark rate of irradiated MIMOSA-18 sensors as function of radiation dose and temperature.

pixel indicated a signal above  $150 e^- \text{ ENC}$  in the absence of a particle source. This value represents a limit up to which a MAPS detector should still be reasonably efficient. The temperature was measured at the cooling support of the test cards used. Cross checks suggest that, despite a bias by several  $^\circ\text{C}$  towards room temperature, the true chip temperature was well reproduced.

The results of our measurements are displayed in Figure 1. It is shown that irradiation increases the dark rate of the sensors at all temperatures. Unlike our initial assumptions this holds in particular for ionizing irradiation which increases the dark rate by several orders of magnitude with respect to the one of the non-irradiated chip. However, a cooling to  $-20 \text{ }^\circ\text{C}$  is sufficient to dim the dark rate to an acceptable value below  $10^{-4}$ . We believe that the foreseen improvements in terms of readout speed will further reduce the dark rate as the faster sampling acts as a high pass filter which partially suppresses RTS.

We intend to use the results obtained as input for the MVD-digitizer [2]. This will allow for a detailed simulation study of the impact of the effects observed on CBM.

## References

- [1] M. Deveaux et al., "Radiation hardness studies on Monolithic Active Pixel Sensors", GSI Scientific Report 2008, FAIR-Experiments-19
- [2] C. Dritsa et al., "Detector response simulation of the CBM Micro Vertex Detector", GSI Scientific Report 2008, FAIR-Experiments-21

\* Work supported by BMBF (06FY1731), GSI F&E and HIC for FAIR

# TR-Efficiency Studies for the CBM Transition Radiation Detector\*

P. Reichelt<sup>†1</sup>, H. Appelshäuser<sup>1</sup>, and M. Hartig<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität, Frankfurt am Main, Germany

In the CBM experiment at FAIR, a Transition Radiation Detector (TRD) is foreseen for tracking and electron/pion discrimination. A thin gas volume without drift region is considered in order to have sufficiently fast readout for the intended high collision rates. This however compromises the TR-photon absorption efficiency, which is essential for electron identification. In this report, we discuss an approach of increasing the yield of TR-photons by selecting suitable materials for the readout pads of the detector, from which photons can be re-emitted.

## Measurement of TR-photons

As an electron passes through the radiator of the TRD, transition radiation photons can be produced and emitted in forward direction, thus entering the gas volume of the detector. The probability of such photons being absorbed depends on the mass attenuation coefficient of the corresponding material and its density and thickness. The remaining photons reach the readout structure of the detector, which is typically coated with copper. During tests with ALICE-TRD chambers [1] it was found that a portion of these photons causes ionization of the copper and that the subsequent emission of a secondary photon into the gas volume contributes to the TR-signal. Figure 1 shows the simulated energy distribution of detected photons in Xenon gas<sup>1</sup> for a 5  $\mu\text{m}$  copper coating. The energy of directly

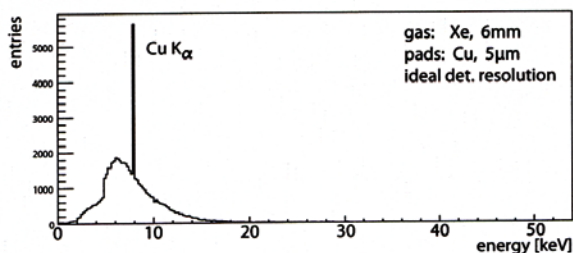


Figure 1: Simulation of a TR-spectrum as measured with a TRD using copper readout pads.

absorbed photons is  $E_{\text{direct}} = 38.8\%$  of the total produced TR-spectrum and the energy from secondary photons is  $E_{\text{pads}} = 3.3\%$ . To compare the portion of  $E_{\text{pads}}$  for different materials, values for thicknesses close to a radiation length of  $10^{-3}X_0$  are composed in Table 1. The

last columns show the results for two different TR-spectra as produced by electrons with 2 and 10 GeV/c. In both

Element	Thickness	$E_{\text{pads}}$ (2 GeV/c)	$E_{\text{pads}}$ (10 GeV/c)
Cr ( $Z = 24$ )	22 $\mu\text{m}$	3.4 %	2.3 %
Fe ( $Z = 26$ )	18 $\mu\text{m}$	4.3 %	3.3 %
Cu ( $Z = 29$ )	15 $\mu\text{m}$	4.4 %	4.0 %
Ga ( $Z = 31$ )	25 $\mu\text{m}$	4.0 %	3.9 %
Rb ( $Z = 37$ )	90 $\mu\text{m}$	1.8 %	2.3 %

Table 1: Contribution of secondary photons for different materials and electron momenta.

cases copper is best, while the distribution shifts to heavier elements at higher electron momenta. Elements with significantly different  $Z$  do not have their  $K$ -lines in the energy range of the TR-spectrum and are not useful. The photon yield can still be improved by increasing the thickness of copper and we found that it saturates at  $E_{\text{pads}} = 4.7\%$  when implementing a 20  $\mu\text{m}$  layer.

## Multiple layers

Another way to enhance the number of secondary photons is to arrange layers of the above materials in such an order, that the  $K$ -line energies and mass attenuation coefficients reduce the transmission of photons into deeper layers. Figure 2 shows the resulting photon yield that is higher than the exponential distribution of a single material. However, the photons from iron and chromium are

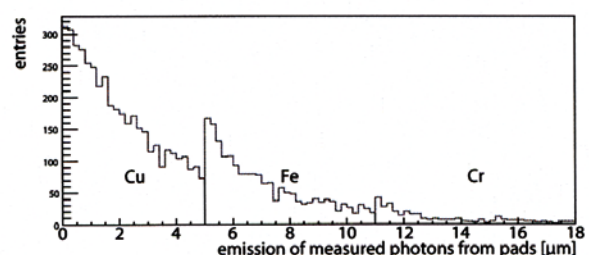


Figure 2: Origin of secondary photons (0 = pad surface).

less energetic and reduce the benefit so that practically a single copper layer proves to be the most efficient coating.

## References

- [1] P. Reichelt: *Bestimmung der Gasverstärkung der ALICE-TRD-Auslesekanalern*. Bachelor Thesis Goethe-Universität Frankfurt (2008).

\* Work supported by BMBF and GSI

<sup>†</sup> preichel@ikf.uni-frankfurt.de

<sup>1</sup>Data reported here is based on a thickness of 6 mm for the gas layer.

# Study of electron reconstruction in CBM at SIS100

E. Belolaptikova<sup>1</sup>, T. Galatyuk<sup>1</sup>, C. Höhne<sup>2</sup>, and J. Stroth<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Goethe-Universität, Frankfurt, Germany; <sup>2</sup>GSI, Darmstadt, Germany

The CBM experiment is being designed to measure hadronic, leptonic and photonic observables. The core of the experiment will be a silicon tracking and vertex detection system installed in a large-acceptance dipole magnet. Electron identification in CBM is provided by the RICH and TRD detectors. In addition, the Time-of-Flight (TOF) detector can also be used for electron identification at low momenta ( $p < 1 \text{ GeV}/c$ ). Moreover, mismatches of proton and kaon tracks to electron rings can be eliminated using TOF information. Three TRD stations have to provide sufficient identification capability for high-energy electrons and positrons and additional pion suppression for momenta large than  $1.5 \text{ GeV}/c$ . However, at  $8 \text{ GeV}/u$  kinetic beam energy, the momentum distributions of signal and background (leptonic and hadronic) sources change towards smaller values with respect to collisions at higher energies at SIS-300. Therefore, RICH and TOF information alone may be sufficient for electron identification at SIS-100.

Simulations were performed for central ( $b = 0 \text{ fm}$ ) Au+Au collisions at a beam energy of  $8 \text{ GeV}/u$ . The final state phase space distributions of hadrons were generated using the relativistic transport code UrQMD. Five electrons and five positrons were generated uniformly distributed in  $p$ ,  $\theta$  and  $\phi$  and embedded into each UrQMD event. After event reconstruction and electron identification, each of

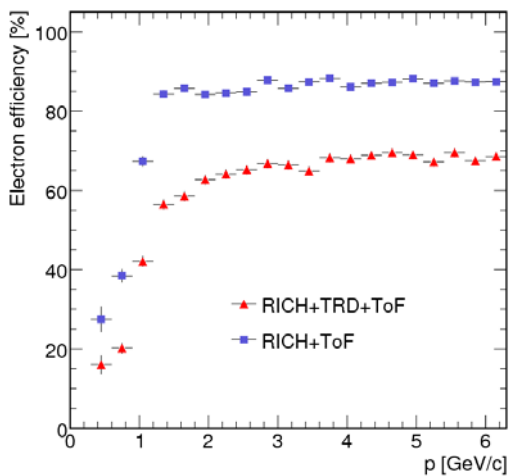


Figure 1: Electron identification efficiency as function of momentum for central Au+Au collisions at  $8 \text{ GeV}/u$  beam energy. The red triangles were obtained using RICH, TRD and TOF, the blue squares by the combination of RICH and TOF information only. The ANN cut value is  $-0.5$ .

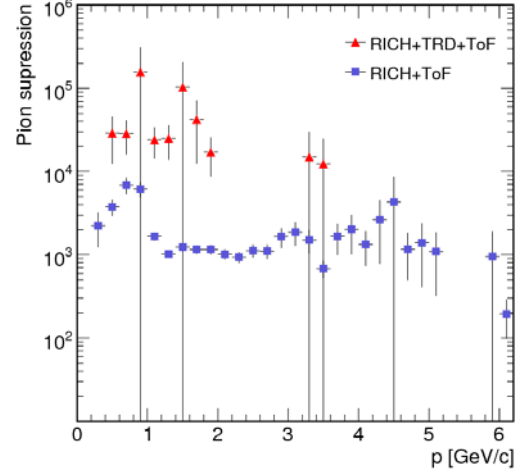


Figure 2: Pion suppression factor as function of momentum for central Au+Au collisions at  $8 \text{ GeV}/u$  beam energy. The red triangles were obtained using RICH, TRD and ToF, the blue squares by the combination of RICH and TOF information only. The ANN cut value is  $-0.5$ .

the identified tracks is associated to its Monte Carlo information to assess the quality of the electron identification, expressed in terms of

$$\text{electron efficiency} = \frac{\text{truly identified electrons}}{\text{electrons in the RICH acceptance}} \quad (1)$$

and

$$\text{pion suppression} = \frac{\text{pions identified as electrons}}{\text{pions in the RICH acceptance}} \quad (2)$$

Two different methods were used for electron identification: 2-dimensional cuts and an Artificial Neural Network (ANN). The (preferable) trained neural network gives continuous output values between  $-1$  and  $1$ , where  $-1$  resembles wrong and  $+1$  true electron candidates. Figures 1 and 2 show the electron efficiency and the pion suppression factor, respectively, obtained with an ANN cut at  $-0.5$ . A pion suppression above  $10^3$ , as required for the study of low-mass vector mesons, at electron efficiencies above  $80\%$  for  $p > 1 \text{ GeV}$  can be obtained by using RICH and TOF information alone. These values are still subject to further optimization. Adding information from the TRD results in an even better pion rejection, but on a severe expense of electron efficiency.

## Di-electron reconstruction with CBM

T. Galatyuk<sup>\*1</sup>, C. Höhne<sup>2</sup>, and J. Stroth<sup>1</sup> for the CBM Collaboration

<sup>1</sup>Goethe - Universität Frankfurt am Main; <sup>2</sup>GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt;

A strong excess of dilepton pairs over the yield expected from neutral meson decays was observed by hitherto existing high energy heavy-ion dilepton experiments (CERES, NA60, PHENIX). It is expected that electromagnetic radiation from the dense phase of the collision appears at low transverse momentum: pion-pion fusion, being the dominant process for populating  $\rho$ -like states in a hot pion gas, will favor  $\rho$  mesons located at low invariant mass and low transverse momentum. Special care should thus be taken by the CBM experiment to cover this range experimentally.

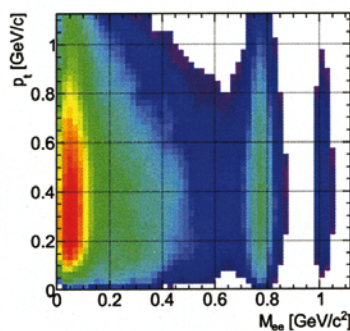


Figure 1: Distribution of accepted signal  $e^+e^-$  pairs in the transverse momentum and invariant mass plane after all cuts excluding any  $p_t$  cut. The data shown correspond to  $2 \cdot 10^5$  simulated central Au+Au collisions at 25 GeV/u. Event reconstruction was performed using the compact RICH geometry [1].

The NA60 and CERES experiments have difficulties to access low pair  $p_t$  and low masses at the same time. The NA60 experiment measures low-mass vector mesons via their electromagnetic decay to muons using the muon absorber technique. This technique works perfectly well for high momentum muons; the major difficulty for NA60 lies in the identification of low-momentum muons. The acceptance of muons with  $p_t < 0.2$  GeV/c drops by almost 2 orders of magnitude if compared to muons with  $p_t > 0.5$  GeV/c [2]. A measurement of dilepton pairs with muons is naturally restricted to the invariant mass region above the 2-muon threshold of 2 times 210 MeV/c<sup>2</sup>. The CERES experiment, on the other hand, has to apply a transverse momentum cut of 0.2 GeV/c on single electron tracks in order to suppress a huge combinatorial background from Dalitz decays of neutral pions.

In Fig. 1, the  $p_t$ -mass distribution within the CBM detector acceptance excluding any transverse momentum cut

is presented. The acceptance is extended up to very low transverse momenta and very low masses. This shows that in CBM it will be possible to access the lowest invariant masses in a wide range of transverse momentum. Of course, the S/B ratio in particular in the enhancement region would increase if including a transverse momentum cut. Figure 2 shows the resulting  $e^+e^-$  invariant-mass distribution without transverse momentum cut is shown for pairs with  $0.2 < p_t/(GeV/c) < 0.4$ . The S/B ratio in the omega mass region is unchanged compared to the pt-integrated spectrum (S/B = 0.4) with single-electron  $p_t$  cut  $> 0.2$  GeV/c. In the region where an enhanced dielectron yield is expected, i.e. from 0.2 to 0.6 GeV/c<sup>2</sup>, the S/B ratio drops from 1/27 to 1/50 for the same comparison.

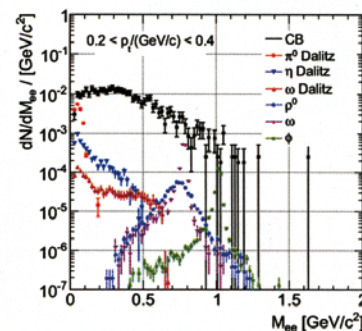


Figure 2: Invariant mass distribution for transverse momentum of the pairs =  $0.2 < p_t/(GeV/c) < 0.4$  after all cuts excluding any  $p_t$  cut. The data shown correspond to  $1 \cdot 10^6$  simulated central Au+Au collisions at 25 GeV/u.

In this contribution we have shown with simulations including realistic detector descriptions to our current knowledge that CBM will be able to measure low-mass electron pairs in central Au+Au collisions at 25 GeV/u beam energy. The expected performance in terms of S/B ratio is well comparable to existing dilepton experiments [3]. A strong benefit of the CBM experiment will be that because of large availability of beam time and high reaction rates large statistics will be collected. This will allow for a multi-differential and systematic analysis of different observables, in particular of low-mass vector mesons.

### References

- [1] S. Lebedev *et al.*, GSI Scientific Report (2008) 15.
- [2] S. Damjanovic *et al.*, Nucl. Phys. A 783 (2007) 327.
- [3] T. Galatyuk *et al.*, GSI Scientific Report (2008) 41.

\* Work supported by Helmholtz Alliance HA216/EMMI

# Reconstruction of $J/\psi$ meson $p_T$ spectra via di-muons in CBM\*

A. Kiseleva<sup>†1</sup>, C. Höhne<sup>2</sup>, E. Kryshen<sup>3</sup>, A. Lebedev<sup>2,4</sup>, M. Ryzhinskiy<sup>3</sup>, and P. Senger<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität Frankfurt, Germany; <sup>2</sup>GSI, Darmstadt, Germany; <sup>3</sup>PNPI, Gatchina, Russia; <sup>4</sup>JINR-LIT, Dubna, Russia

The reconstruction of  $J/\psi$  mesons via di-muon decays in CBM involves several detector systems: the silicon tracking stations for momentum and vertex reconstruction, the muon detection system for hadron absorption, and the Time-of-Flight system (ToF) for further background rejection of protons and kaons passing the absorber.

The muon detection system (MuCh) and the muon simulations are described in [1]. For the  $J/\psi$  measurements we use the first Transition Radiation Detector (TRD) station as a muon tracker station behind the last absorber (see fig. 1).

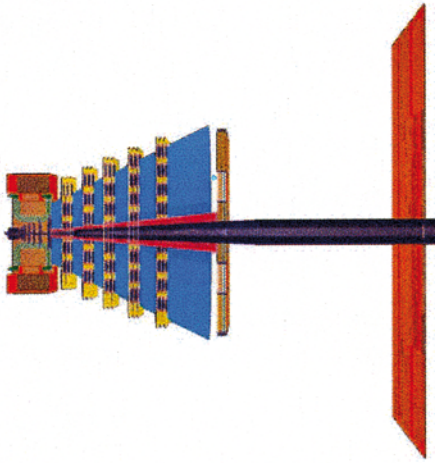


Figure 1: The CBM detector system for muon measurements. Left to right: Silicon Tracking Stations (STS), muon system (MuCh) with the first station of the Transition Radiation Detector (TRD) behind the last absorber, Time-of-Flight system (ToF).

The LIT global tracking package [2] is used for full track reconstruction. The resulting signal-to-background ratio for central  $Au+Au$  collisions at 25 AGeV is  $S/B = 3$ , and the detection efficiency for  $J/\psi$  mesons is  $\epsilon = 14\%$ .

Invariant mass spectra of the reconstructed muon pairs are shown in fig.2 for different  $p_T$  intervals. The background was determined using the invariant mass spectrum of like-sign pairs, and a Gauss-function was fitted to the signal peak. This background description works well for  $p_T < 1.8 GeV/c$ . For higher  $p_T$  bins more careful background description methods have to be developed. The  $p_T$  distribution of the reconstructed  $J/\psi$  mesons (red) is shown in fig.3 together with the distribution generated by PLUTO (black). The red histogram corresponds to  $2.7 \times 10^4$  reconstructed  $J/\psi$  mesons which can

be recorded within 19 hours assuming a reaction rate of  $10^7$  events/second.

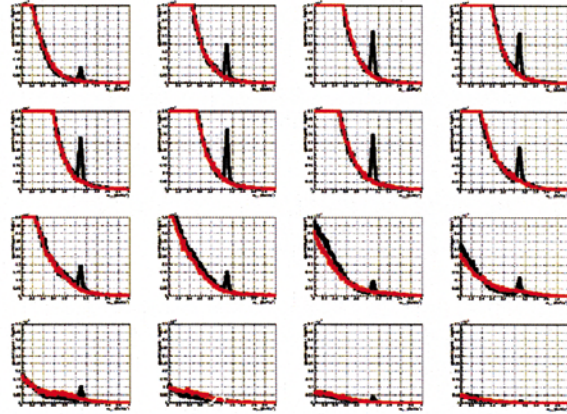


Figure 2: Invariant mass spectra of reconstructed muon pairs from central  $Au+Au$  collisions at 25 AGeV for different  $p_T$  intervals: from  $[0, 200]$  MeV/c (top left) up to  $[3.0, 3.2]$  GeV/c (bottom right). Black line – invariant mass spectra of the unlike-sign pairs, red line – like-sign pairs.

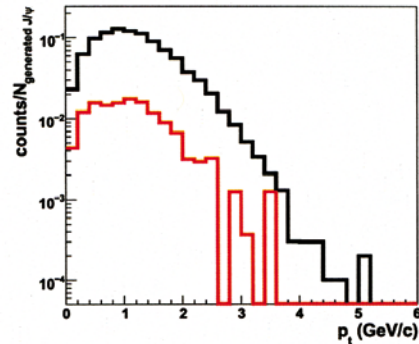


Figure 3:  $p_T$  distributions of  $J/\psi$  mesons generated by PLUTO (black line), and of reconstructed  $J/\psi$  mesons (red line), simulated for central  $Au+Au$  collisions at 25 AGeV.

## References

- [1] A. Kiseleva, et al., Muon simulations based on a realistic layout of the CBM muon detector system, GSI Scientific Report 2009.
- [2] A. Lebedev et al., Status of the global track reconstruction algorithms for the CBM experiment at FAIR, GSI Scientific Report 2009.

\* Work supported by EU/FP6 HADRONPHYSICS

<sup>†</sup> a.kiseleva@gsi.de



# Temperature dependence of APD properties

Andrea Wilms, GSI Darmstadt, Germany

## Introduction

The PANDA electromagnetic calorimeter (EMC) will be read out via large area avalanche photodiodes (APDs) operating at an envisaged temperature of  $T \approx -25^\circ\text{C}$ . During the R&D phase of these diodes several properties of the devices which are temperature dependent have to be measured. The main affected parameters are the internal APD gain  $M$  and the dark current  $I_d$  of the diodes which have to be extracted from the data using different fit functions for extrapolating the corresponding values to be used for several test measurements prepared at  $T \approx -25^\circ\text{C}$ .

### Internal APD gain $M(U_R, T, \lambda = \text{const.})$

The internal APD gain was measured using a wavelength of  $\lambda = 420\text{ nm}$  at three different temperatures:  $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $T = 15^\circ\text{C}$  and at  $T = 10^\circ\text{C}$ . The result of one typical temperature dependent measurement of the gain is shown for the gain region of interest for the PANDA EMC in Fig.1.

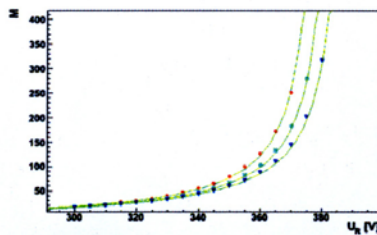


Figure 1: Gain-Bias characteristics of one APD at  $T = 20^\circ\text{C}$  (blue),  $T = 15^\circ\text{C}$  (turquoise) and at  $T = 10^\circ\text{C}$  (red).

Using the so called Miller formula as a fit function for each temperature value in Fig.1 the bias voltages of the devices for different gain values could be extrapolated depending on temperature (see Fig.2).

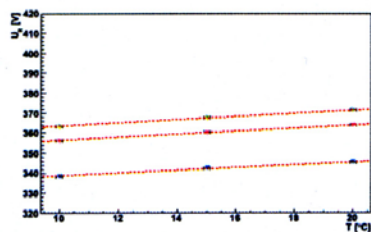


Figure 2: Extrapolated bias voltages for three different gain values:  $M = 50$  (blue),  $M = 100$  (red) and  $M = 150$  (green) depending on temperature.

The linear fit which is shown in this figure makes it possible to determine the bias voltage values needed at  $T = -25^\circ\text{C}$  to reach the gain values mentioned in the caption of Fig.2.

### Dark current $I_d(M, T, \lambda = \text{const.})$

The dark current of the APDs was measured using the same wavelength value as used for the gain measurements. The dark current  $I_d$  of an APD consists of two different terms: the bulk dark current  $I_{db}$ , multiplied inside the avalanche region, and the surface dark current  $I_{ds}$ . Using the formula  $I_d = I_{ds} + M \cdot I_{db}$ , the dark current dependence of the gain can be determined for different temperatures as shown in Fig.3.

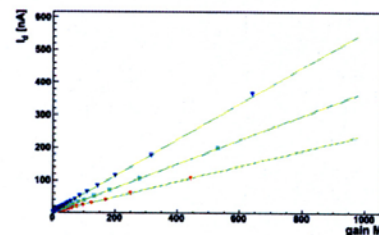


Figure 3: Dark current  $I_d$  dependence on the APD internal gain  $M$  at the same temperature values used for gain determination.

As shown in the case of gain determination the dark current of the APD shows a strong temperature dependence which is shown in Fig.4. There the dark current values for the same gain values used for bias voltage determination are calculated for different temperature values by using the parameters of the fit function shown in Fig.3.

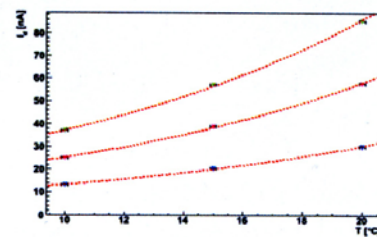


Figure 4: Calculated dark current  $I_d$  for three different gain values:  $M = 50$  (blue),  $M = 100$  (red) and  $M = 150$  (green) depending on temperature.

The main impact on the exponential behavior of the dark current-temperature dependence shown in Fig.4 is caused by the temperature dependence of the bulk dark current which could be described by using the expression:

$I_{db} \propto T^2 \cdot e^{-\frac{E_t}{k_B \cdot T}}$ , where  $E_t$  has different values for different device structures and could be later on used for the determination of radiation induced defects. The value of  $E_t$  is determined by using the fit function shown in Fig.4 and lead to a value of  $E_t = 0.59\text{ eV}$  in case of the PANDA APDs.

# Development and tests of a new low-energy neutron detector for the R<sup>3</sup>B-setup\*

C. Langer<sup>†1,2</sup>, A. Couture<sup>3</sup>, M. Csatlós<sup>4</sup>, M. Heil<sup>1</sup>, A. Krasznahorkay<sup>4</sup>, R. Plag<sup>1,2</sup>, R. Reifarh<sup>1,2</sup>, F. Tovesson<sup>3</sup>, and the R<sup>3</sup>B-Collaboration

<sup>1</sup>GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 64291 Darmstadt, Germany; <sup>2</sup>J.W. Goethe Universität, 60438 Frankfurt a.M., Germany; <sup>3</sup>Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87545, USA; <sup>4</sup>Institute of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Sciences, H-4001 Debrecen, P.O. Box 51, Hungary

## Introduction

Studies of (p,n)-reactions in inverse kinematics are a powerful tool for nuclear physics. Collective phenomena, like spin-flip and isospin-flip giant resonances, as well as the so-called neutron-skin of exotic nuclei can be studied.  $\beta$ -decay half lives and Gamow-Teller strength for nuclei far off stability are rarely measured yet, but are needed for astrophysical network calculations for the different nucleosynthesis processes.

(p,n)-reactions in the R<sup>3</sup>B-target allow to extract these information for exotic nuclei. Therefore a detector system with high angular granularity and a good time resolution is needed to resolve the time of flight from the target to the detector and the angle of the emitted neutrons sufficiently.

## Development and Tests

The detector consists of plastic scintillator material with a size of 10x45x1000 mm. The detector bar is wrapped with a special VM2000 multilayer reflector foil. At both ends a fast PM-tube with an active divider is attached. Silicon grease of high viscosity is used for the light coupling. Two different PM-tubes are tested in order to reach the lowest possible detection threshold: Hamatsu R2059 and Photonis XP2262.

The response of the detector to  $\gamma$ -rays was studied in Debrecen and Frankfurt. Several  $\gamma$ -sources were used as well as an  $\alpha$ -source for charged particles. A measurement performed with a <sup>60</sup>Co source shows a time resolution of 0.8 ns and hence a position resolution of around 6 cm for a single detector. At Debrecen, a very weak <sup>252</sup>Cf source was used to perform a first test of the neutron detection efficiency. The source was mounted at a distance of 1 m to the detector. A PM-tube, attached to the source, produced a start trigger by detecting the spontaneous fission fragments emerged from the source.

Another efficiency study was performed at the Los Alamos Neutron Scattering Center (LANSCE) in New Mexico, USA. A white neutron spectrum is produced by a spallation process. Protons of 800 MeV and with a high current of up to 135  $\mu$ A are impinging on a water-cooled tungsten target and are creating a neutron beam with high flux at energies from the thermal region up to several hundreds of MeV.

In order to avoid the strong interaction of our detector with high energy primary neutrons and  $\gamma$ 's, originating from the protons hitting the tungsten target, the detector was placed at a distance of 1 m outside the primary neutron beam. Instead, a fission chamber with a thin <sup>235</sup>U foil was situated at flight path 5 at a distance of 9 m viewing a lower tier moderator. Primary neutrons triggered fission events in the <sup>235</sup>U foil and the secondary fission neutrons were then used to calibrate the neutron efficiency of the plastic bars. Since the fission cross-section of <sup>235</sup>U is high at low incident neutron energies a huge amount of fission neutrons were produced. The fission chamber started the time-of-flight measurement for the secondary fission neutrons to reach the detector. The read-out gate was opened in a time window from 2 ms to 5 ms after the primary neutrons were produced in the spallation target.

## First results

The measurements with the  $\gamma$ -sources prove that the detector is working according to our expectations and the results could be reproduced with GEANT3 and GEANT4 simulations (see Figure 1).

The comparison between the two different PM-tubes used in these testruns shows no significant difference in the detection threshold. The efficiency studies and the analysis of the experiment at LANSCE are still ongoing.

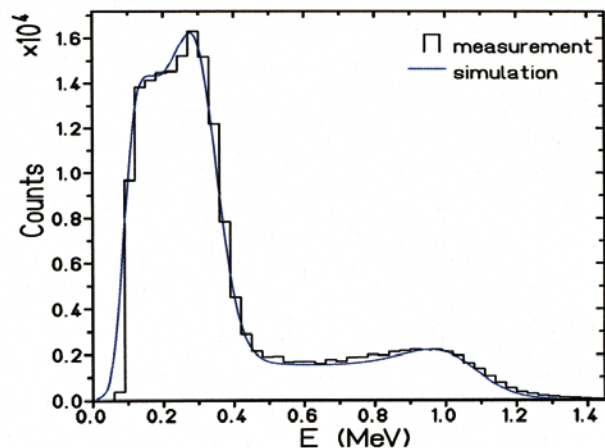


Figure 1: <sup>22</sup>Na simulation (blue solid line) compared to a measurement (black) taken with one detector bar.

\* This project is supported by the HGF Young Investigators Project VH-NG-327.

† c.langer@gsi.de

## Prototype developments for a high-resolution neutron detector at R<sup>3</sup>B

T. Aumann<sup>1</sup>, D. Bemmerer<sup>2</sup>, K. Boretzky<sup>1</sup>, M. Elvers<sup>2,3</sup>, J. Endres<sup>3</sup>, J. Hehner<sup>1</sup>, M. Heil<sup>1</sup>, J.V. Kratz<sup>4</sup>, W. Prokopowicz<sup>1</sup>, R. Reifarth<sup>5,1</sup>, D. Rossi<sup>4</sup>, G. Schrieder<sup>1</sup>, D. Stach<sup>2</sup>, A. Wagner<sup>2</sup>, D. Yakorev<sup>2</sup>, A. Zilges<sup>3</sup> for the R<sup>3</sup>B collaboration

<sup>1</sup>GSI, Darmstadt, Germany; <sup>2</sup>FZD, Dresden, Germany; <sup>3</sup>IKP, Universität zu Köln, Köln, Germany; <sup>4</sup>Johannes-Gutenberg-Universität, Mainz, Germany; <sup>5</sup>Goethe-Universität Frankfurt, Frankfurt, Germany.

### INTRODUCTION

A detector for momentum measurements of high-energy neutrons in the energy range 200 MeV to 1000 MeV is being developed for the R<sup>3</sup>B experiment at FAIR. The detection principle is based on a combination of converter material and subsequent detection of charged particles from reactions in the converter material. Multi-gap Resistive-Plate Chambers (MRPC) are used for the detection of charged particles. A modular system with about 10<sup>7</sup>000 electronic channels is considered. The total depth of 1 m, 50% of which are high-Z converter (nuclear interaction length  $\sim 17$  cm) ensures a detection efficiency close to 100% for neutron energies above 200 MeV. The detector is subdivided into 60 planes with active areas of  $2 \times 2$  m<sup>2</sup> adding up to a total area of 240 m<sup>2</sup> MRPC modules. A time resolution of the full detector below  $\sigma = 100$  ps and a spatial resolution of less than 1 cm in all three dimensions are desired. In addition, the detector should provide a good efficiency for detecting and reconstructing multi-neutron events.

### NeuLAND pre-design based on MRPC

The detection concept for the new neutron detector relies on the combination of converter plus detection material, as also realized in the current detector for fast neutrons LAND (Blaich et al.). A detector composed out of active material only has been considered in the preparatory phase of the R<sup>3</sup>B Technical Proposal. In principle a dense scintillation material like PbWO<sub>4</sub> would be well suited for combining converter and scintillator in one homogeneous layer. However, the high costs as well as the timing properties of the scintillator rule out this option.

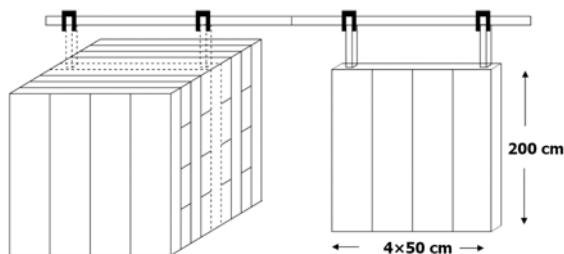


Figure 1: Schematic drawing of the modular structure of the NeuLAND detector.

Resistive Plate Chambers (RPC) are detectors for ionizing particles and presently these types of detectors are used in many different experiments involving cosmic rays and accelerators such as STAR, RICK, CMS and ATLAS at LHC, CERN, AGRO etc. Excellent time resolutions down to  $\sigma_t < 50$  ps were achieved for minimum ionizing particles using multi-gap resistive plate chambers (MRPC). Large detector arrays with high granularity are feasible, thus the MRPC detector systems partly take over the classical application of scintillators for ToF-arrays. A. Blanco et al. showed that a large area MRPC (160 cm  $\times$  10 cm, 2 strip readout) can provide good time resolutions of  $\sigma_t \sim 50$ -70 ps and a position resolution of 1.2 cm along the strips using the time difference method. In addition, an efficiency for minimum ionizing particles of more than 95% was achieved.

The present design concept foresees a modular structure of MRPC modules with a size of  $200 \times 50$  cm<sup>2</sup> each. Four modules build up one detector plane (s. Figure 1).

### Prototype development and tests at FZD

The Forschungszentrum Dresden-Rossendorf (FZD) is involved in building and testing MRPC structures capable of sustaining high rates (R. Kotte et al.), as they are expected in the CBM experiment. Now the development of MRPC prototypes with intrinsic neutron converter structure for the NeuLAND detector at FAIR is under investigation. The 40 MeV electron beam from the ELBE facility at FZD with its picosecond time structure is used as a high-intensity defined source of minimum ionizing particles. The timing of the prototypes built at FZD and also at GSI is studied in regular short beamtimes at ELBE.

Based on the R<sup>3</sup>B-Technical Proposal a first prototype has been developed where design decisions can be verified experimentally. As converter material for producing charged particles from the initial high-energy neutrons, stainless steel has been selected due to its good handling and commercial availability in pre-cut sizes. For the actual MRPC structure, commercial float glass (0.55 mm thick) has been used, with 0.3 mm diameter standard fishing line as spacer. All prototypes tested so far had an active area of  $200 \times 400$  mm. Figure 2 shows the result of a measurement of the time resolution.

\* Work supported by BMBF (06MZ222I), (06DR134I), (06DA129I) GSI FuE DR-GROS

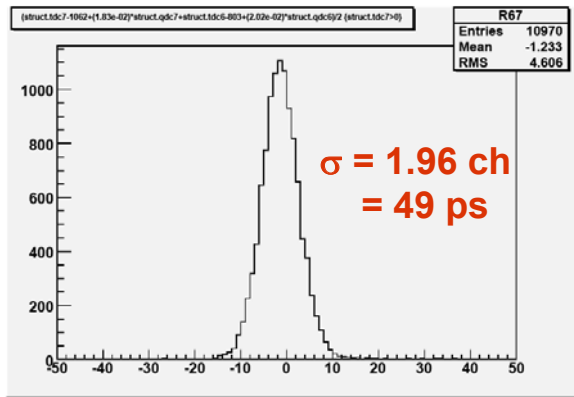


Figure 2: Typical time spectrum of a NeuLAND prototype with single-ended readout after applying a linear walk correction.

### Prototype developments and tests at GSI

The prototype constructed at GSI is similar to the FZD type, but addresses some different aspects concerning in particular number of gaps, distances between anodes strips, and impedance matching.

The active area is  $400 \times 200 \text{ mm}^2$ , subdivided in 8 anode strips, each 400 mm long, 25 mm wide and 4 mm thick Fe-material, acting as the same time as converter for the neutrons. The distance between the anode wires is kept to a minimum value of 0.3 mm, which is essential in terms of converter and detection efficiency. We use  $2 \times 4$  gaps, built from 0.55 mm glass plates and gap sizes of 0.3 mm using fishing lines as distance holders (Figure 3).

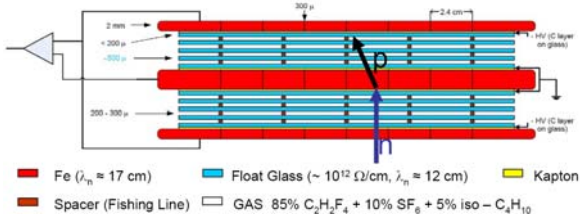


Figure 3: Schematic view of the GSI prototype.

The outer electrodes are 2mm thick Fe-plates, again acting as a converter at the same time. The high voltage is applied through a semiconductive layer which is sprayed on the outer glass plates.

One critical issue addressed is the impedance matching of the anode wires to the frontend electronics. The impedance of the anode wires was determined with a signal analyser to be  $9.5 \Omega$ . This value has to be compared with the typical input impedance of the electronics is  $50 \Omega$ . Measurements of the behaviour of the signal reflection and transmission as a function of the frequency of the signal in case of no impedance matching between anode strips and readout were performed using a network analyser. The transmission was found to be below 10% for most of the frequencies and high frequencies play a dominant role for the excellent timing properties.

In order to improve the signal transmission, the use of transformers or resistor networks for the purpose of adapting the impedances were investigated. For the high bandwidth transformer TC 4-11 a decrease of reflections to values below 10% was found for a wide range of frequencies. Because of this promising result the transformers were coupled to the anode strips using a special type of PCB board. The measurements with the network analyser show that reflection and transmission of the combination of anode strip and transformer board are significantly improved, but not for the full bandwidth (Figure 4).

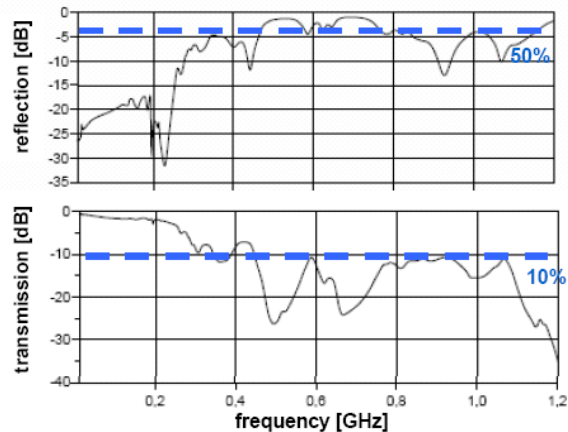


Figure 4: Presented here are the reflection and transmission properties as a function of frequency for the anode strip read out via the transformer board.

### Gas recycling concept

The standard gas mixture for timing MRPCs consists of 85% Reclin-134a (1,1,1,2-tetrafluoroethane), 10%  $\text{SF}_6$ , and 5% isobutane ( $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ ). Reclin with its high primary ionization density fulfills the role of the main ionization medium, whereas  $\text{SF}_6$  serves as an electron scavenger for low energy electrons and isobutane is used as an UV photon quencher. Although Reclin and  $\text{SF}_6$  both are neither flammable nor reactive or toxic, special attention has to be paid when using these gases since they contain a significant global warming potential (factor 103 and 105 versus  $\text{CO}_2$  for Reclin,  $\text{SF}_6$  respectively). Therefore technical solutions need to be found avoiding the emission of these two gases.

A pre-concept was developed to overcome this difficulty. Two variants of a gas recycling circuit are currently being discussed; both aim for a reuse of the gas mixture for the detector after cleaning and controlling the quality (s. contribution by D. Rossi et al.).

### References

- A. Blanco et al., IEEE Trans. Nucl. Sci **48** (2001) 1249
- T. Blaich et al., NIM **A314** (1992) 136
- R. Kotte et al. NIM **A 564** (2006) 155

## Electromagnetic Excitation of Neutron-Rich Ni Isotopes \*

T. Le Bleis<sup>1,2,3</sup>, D. Rossi<sup>4</sup>, P. Adrich<sup>1</sup>, F. Aksouh<sup>1</sup>, H. Alvarez-Pol<sup>5</sup>, T. Aumann<sup>1</sup>, J. Benlliure<sup>5</sup>, M. Boehmer<sup>6</sup>, K. Boretzky<sup>1</sup>, E. Casarejos<sup>5</sup>, M. Chartier<sup>7</sup>, A. Chatillon<sup>1</sup>, D. Cortina-Gil<sup>5</sup>, U. Datta Pramanik<sup>8</sup>, H. Emling<sup>1</sup>, O. Ershova<sup>1,3</sup>, B. Fernandez-Dominguez<sup>7</sup>, H. Geissel<sup>1</sup>, M. Gorska<sup>1</sup>, M. Heil<sup>1</sup>, H. Johansson<sup>1,9</sup>, A. R. Junghans<sup>10</sup>, A. Klimkiewicz<sup>1,11</sup>, O. Kiselev<sup>1,4</sup>, J.V. Kratz<sup>4</sup>, N. Kurz<sup>1</sup>, M. Labiche<sup>12</sup>, R. Lemmon<sup>13</sup>, Y. Litvinov<sup>1</sup>, K. Mahata<sup>1</sup>, P. Maierbeck<sup>6</sup>, T. Nilsson<sup>9</sup>, C. Nociforo<sup>1</sup>, R. Palit<sup>14</sup>, S. Paschalis<sup>7</sup>, R. Plag<sup>1,3</sup>, R. Reifarh<sup>1,3</sup>, H. Simon<sup>1</sup>, K. Sümmerer<sup>1</sup>, A. Wagner<sup>10</sup>, W. Walus<sup>11</sup>, H. Weick<sup>1</sup>, and M. Winkler<sup>1</sup>

<sup>1</sup>GSI, Darmstadt, Germany; <sup>2</sup>IPHC, Strasbourg, France; <sup>3</sup>Univ. Frankfurt, Germany; <sup>4</sup>Univ. Mainz, Germany; <sup>5</sup>Univ. Santiago de Compostela, Spain; <sup>6</sup>TU Munich, Germany; <sup>7</sup>Univ. Liverpool, UK; <sup>8</sup>SINP Kolkata, India; <sup>9</sup>Chalmers Göteborg, Sweden; <sup>10</sup>FZ Dresden Rossendorf, Germany; <sup>11</sup>Jagiellonian Univ., Krakow, Poland; <sup>12</sup>Univ. Paisley, UK; <sup>13</sup>Daresbury, UK; <sup>14</sup>TIFR Mumbai, India

As a response to an external electromagnetic field, a nucleus can be collectively excited to a Giant-Resonance state. The Giant Resonances, and in particular the isovector Giant Dipole Resonance (GDR), have been extensively studied both theoretically and experimentally in stable nuclei. In the early 1990s, theoretical studies predicted the presence of low-lying dipole strength below the GDR region in isospin-asymmetric nuclei. This new dipole mode, usually referred to as Pygmy Dipole Resonance (PDR), has been attributed to the oscillation of a neutron- or a proton-skin against an isospin-saturated core [1]. More recently, experimental developments allowed the investigation of the dipole response of short-lived nuclei. In particular, neutron-rich Sn isotopes were studied using heavy-ion-induced electromagnetic excitation at relativistic energies in inverse kinematics at the LAND-R<sup>3</sup>B setup at GSI. The differential cross section  $d\sigma/dE^*$ , which is obtained from invariant-mass reconstruction, shows the presence of low-lying strength in the dipole response that cannot be explained by the GDR alone, and which has been associated with the Pygmy Resonance mentioned above [2].

In order to study the dipole response of neutron-rich Ni isotopes including <sup>68</sup>Ni, a similar experiment has been performed by the LAND collaboration using the Coulomb excitation technique. The neutron-evaporation channels have been investigated and the strength distribution was obtained. Measurements were performed with three different targets (C, Sn and Pb) in order to distinguish electromagnetic and nuclear-induced excitations. A measurement without target yielded the background contribution. While electromagnetic excitation occurs at impact parameters larger than the sum of the radii of the colliding nuclei, the nuclear contribution stems from a narrow impact-parameter range close to the grazing impact parameter  $b_c$ . This determines the target dependence of the nuclear cross section  $\sigma_N$  scaling basically with the sum of the two radii, i.e.,  $\sigma_N \propto A_T^{1/3} + A_P^{1/3}$ . In addition to this 'black-disc' approach, we have considered a model taking into account the

transparency of the nuclei for an impact-parameter range  $\Delta b$ , yielding  $\sigma_N \propto [b_c - \frac{\Delta b}{2}] \Delta b$ . Here, we adopt the parametrization of  $b_c$  based on empirical nuclear densities and Eikonal calculations, which has been checked against measured cross sections for electromagnetic dissociation of stable nuclei [3]. The charge dependence of the electromagnetic contribution  $\sigma_C \propto Z_T^\alpha$  was determined from a semi-classical calculation resulting in, e.g.,  $\alpha = 1.61(2)$  for the  $1n$  cross section of <sup>68</sup>Ni. Fits to the obtained cross sections with the three targets show that both models lead to the same results. It is then possible to determine the nuclear component of the interaction with Pb using the results obtained on C, e.g.,  $\sigma_N^{Pb} = 1.57(20)\sigma_C$  for <sup>68</sup>Ni.

The preliminary analysis of both integrated and differential cross sections for electromagnetic dissociation of <sup>67–69</sup>Ni shows that the cross sections cannot be explained only by the excitation of the GDR with parameters from various systematics. In particular, a larger cross section in the low-energy part of the spectrum is observed, which can be described by the addition of extra dipole strength exhausting 5 to 10% of the energy-weighted sum rule. The comparison of our result, which refers to the dominant neutron-decay, with a recent  $(\gamma, \gamma')$  measurement for <sup>68</sup>Ni [4] yields a decay branching ratio of about 3% for the gamma back-decay of the Pygmy resonance in this nucleus.

Although the analysis is still on-going, we can say in summary that evidence for the presence of a low-energy component in the dipole-strength distribution of neutron-rich Ni isotopes has been obtained indicating, a systematic nature of the PDR mode.

### References

- [1] N. Paar *et al.*, Rep. Prog. Phys. 70 (2007) 691 and references cited therein.
- [2] P. Adrich *et al.*, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 132501. A. Klimkiewicz *et al.*, Phys. Rev. C 76 (2007) 051603(R).
- [3] T. Aumann *et al.*, Phys. Rev. C 51 (1995) 416; C.J. Benesh *et al.*, Phys. Rev. C 40 (1989) 1198.
- [4] O. Wieland *et al.*, Phys. Rev. Lett. 102 (2009) 062502.

\*This work is supported in part by BMBF grant 06MZ2221, by the HGF Young Investigators Project VH-NG-327, and by the Alliance Program of the Helmholtz Association (HA216/EMMI).

# Activities of the PIANO group

E. Ershova, C. Langer, R. Plag, R. Reifarth

## Introduction

The Helmholtz-University Young Investigators Group "PIANO" is focused on establishing a program for accurate measurements of key nuclear reactions in the fields of stellar and explosive nucleosynthesis. Since the nuclear-physics part of the problem is still far from being fully understood, the program will concentrate on the necessary improvements for characterizing the production processes of the elements to the point where the respective abundance patterns can be interpreted as diagnostic tools for the deep stellar interior. The program covers pioneering work related to explosive nucleosynthesis in Supernovae and to stellar decay rates important to nucleosynthesis in Red Giant stars.

Both aspects are investigated using proton induced reactions and make use of the existing experimental facilities at the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH Darmstadt.

The activities of the PIANO group in 2008 were focused on experiments using the LAND/R<sup>3</sup>B setup in Cave C at GSI.

## Tracking detectors – LAND/R<sup>3</sup>B

The LAND/R3B setup at GSI in Darmstadt is a powerful facility to perform Coulomb dissociation experiments. These kinematically complete measurements require the identification of all incoming and outgoing particles for which an extensive set of detectors is available.

Recently, two proton drift chambers and several double-sided silicon microstrip detectors (DSSD) have been added to the setup to allow for the simultaneous tracking of protons and residual fragments.

The well established data analysis framework 'land02' is currently being upgraded in order to determine charge, energy, and trajectory of particles traversing these detectors.

## <sup>32</sup>Ar and <sup>34</sup>Ar - S327

Proton capture rates play an important role in the rapid proton capture process (rp process) powering x-ray bursts. Reliable rates are therefore important for quantitative interpretations of the observations. Isotopic abundance and energy release in the rp-process are also determined by the proton capture rates. Far from stability, the rates are governed by only a few resonances over the entire relevant temperature range of 0.2-2 GK. Statistical models are not applicable any longer in this region of the chart of nuclides.

The (p,γ) cross sections for <sup>31-35</sup>Cl provide important information about the reaction path of the rp-process towards heavier elements. The reaction flow through the <sup>30</sup>S-<sup>34</sup>Ar region is an important bottleneck in the rp-process.

The <sup>32</sup>Ar(γ,p) and <sup>34</sup>Ar(γ,p) reactions can be used to determine the <sup>31</sup>Cl(p,γ) and <sup>33</sup>Cl(p,γ) cross sections by detailed balance calculations [1-3].

During the experiment utilizing the LAND/R<sup>3</sup>B setup in Cave C, natural argon was fragmented with a beryllium target. The fragment separator at GSI (FRS) allows the separation of the desired radioactive isotopes <sup>32,34</sup>Ar. Figure 1 shows an identification plot of the isotopes entering the experimental area. In this case, the FRS was tuned for <sup>32</sup>Ar. Neighboring

isotopes can clearly be identified, which allows an almost background free investigation of the desired reactions. The analysis of the experiment is currently in process.

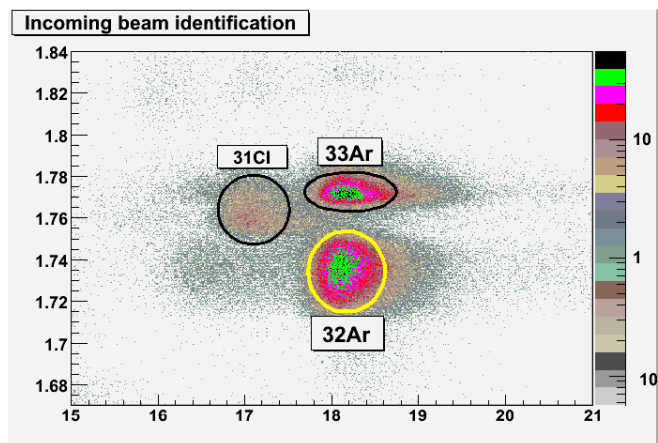


Figure 1: Identification of the incoming particles during the S327 experiment. In this case, the fragment separator was tuned for <sup>32</sup>Ar.

## Mo isotopes – S287/S295

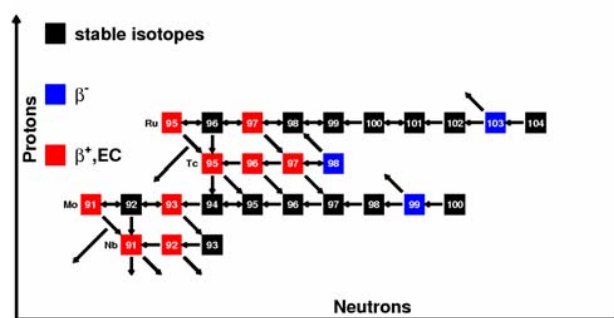


Figure 2: The Reaction network during the p-process nucleosynthesis between Nb and Ru for  $T_9 = 2.4$ . The most important reactions are shown for  $T_9 = 2.4$ . The p-process network is dominated by (γ,n) reactions. Other reactions are shown, if they are dominating. See [4] for more details.

Depending on the conditions during the p-process, (γ,n) reactions play an important role. Figure 2 shows a typical reaction network during for the p-process in the region around the molybdenum isotopes. In order to test the Coulomb Dissociation (CD) method and to gain information about the important (γ,n) reactions, a series of measurements with Mo isotopes was performed with the LAND/R<sup>3</sup>B setup in Cave C. In order to obtain exclusive information from one-nucleon removal and quasi-free scattering reactions in the experiments s295 and s287, a coincident measurement of γ-rays has to be included in the analysis. This requires a reliable energy calibration of the CsI gamma spectrometer and an understanding of its detection efficiency. Both issues were addressed during the last year. The work is based on GEANT3 simulations of the CsI detector. New calibration

routines were developed guided by a detailed investigation of calibration source spectra, and the accuracy of peak position determination, which is achievable with different approximations of the background. The new routines were applied to the currently used Crystal Ball detector as well, which along with the measurement of the 6.13 MeV  $\gamma$ -line from the PuC source resulted in a new improved energy calibration. As a separate task, Doppler-boosted  $\gamma$ -rays were simulated, as if they were emitted by a fast de-exciting fragment, and different algorithms for the gamma spectrum reconstruction were tested.

A sketch of the CsI detector is presented in Figure 3. It has the shape of a cylindrical barrel surrounding the beam pipe and consists of 144 crystals. The volume of the detector is cut into 12 equal segments in azimuthal angle. Each of the segments is cut into 12 parts in polar angle, so that the crystals have different shapes depending on their polar angle in order to compensate the Doppler boost of the  $\gamma$ -rays. Groups of 12 crystals having the same polar angle are sometimes referred to as “rings”.

First of all,  $^{60}\text{Co}$  and  $^{22}\text{Na}$  source spectra were simulated without including any resolution broadening, so that the structure of the detector response, in particular in the region of the expected full-energy peaks, could be clearly seen. A step under the full-energy peaks was observed. It could be explained by the fact that the gap between the Compton edge and the full-energy peak is filled by events in which gammas were Compton scattered at small angles before reaching the crystal in which they are absorbed, and thus they lost only a small fraction of their energy.

The spectra were then folded with the Gaussian resolution function with  $\sigma = 41$  keV at 1 MeV, assuming  $\sigma = \text{const} \times \sqrt{E}$  dependence. Their shape agrees well with the experimental spectra.

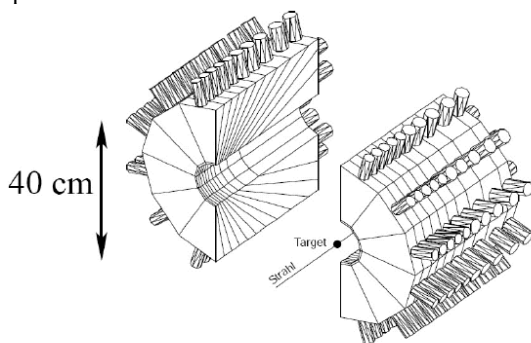


Figure 3: Schematic view of the CsI detector.

The background around the 511 keV peak in the  $^{22}\text{Na}$  spectrum is very high, so in order to extract the real peak position, a careful treatment of the background is needed. The following fitting function was used in a narrow range around the 511 keV peak:

$$F(x) = ce^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-E_1}{\sigma}\right)^2} + (a_1x + b_1)\text{Erfc}\left(\frac{x-E_1}{\sigma}\right)/2 + a_2x + b_2$$

Here  $E_1$  is the full gamma energy, and  $\sigma$  determines the resolution of both the Gaussian and the error function.  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $c$ ,  $E_1$  and  $\sigma$  are free parameters.

An example of the 511 keV peak fitting is presented in Figure 4. The thick black line shows the final fit, the grey and the black dashed curves show the background and the Gaussian parts of the function, respectively.

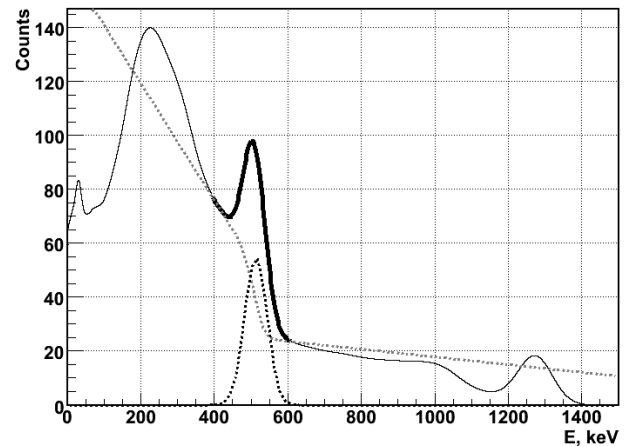


Figure 4: Fitting results for the 511 keV peak in the simulated  $^{22}\text{Na}$  source spectrum.

For comparison, the peaks in the simulated spectra were fitted with a function containing only a linear background with the second term in the equation above omitted. Figure 5 the 511 keV peak positions determined with those two different background functions are plotted versus the crystal number. The linear background introduces a systematic shift of 3-8 keV to the true peak position, while the full function always gives a more precise position of  $(511 \pm 2.5)$  keV. These values have to be compared with the intrinsic resolution of the CsI detectors of about 30 keV at 511 keV  $\gamma$ -energy.

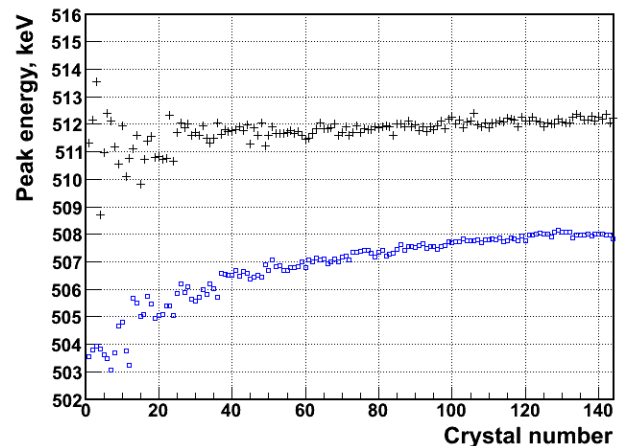


Figure 5: 511 keV peak positions obtained from the simulated spectra using a linear background (squares) or a background function including a step function (crosses).

## Referenzen:

- [1] H. Herndl, J. Görres, M. Wiescher, et al., *Physical Review C* **52**, 1078 (1995).
- [2] H. Schatz, A. Aprahamian, J. Görres, et al., *Physics Reports* **294**, 167 (1998).
- [3] H. Schatz, C. A. Bertulani, B. A. Brown, et al., *Physical Review C* **72**, 065804 (2005).
- [4] M. Arnould and S. Goriely, *Physics Reports* **384**, 1 (2003).





# Atom- und Molekülphysik





## Laser-induzierte Tunnelionisation und Elektronenbeugung

M. Meckel<sup>1,2</sup>, D. Comtois<sup>3</sup>, D. Zeidler<sup>2,4</sup>, A. Staudte<sup>1,2</sup>, D. Pavičić<sup>2</sup>, H. C. Bandulet<sup>3</sup>, H. Pépin<sup>3</sup>, J. C. Kieffer<sup>3</sup>, D. Dörner<sup>1</sup>, D. M. Villeneuve<sup>2</sup>, P. B. Corkum<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Max-von-Laue-Straße 1, 60438 Frankfurt am Main

<sup>2</sup>National Research Council, 100 Sussex Drive, Ottawa, Ontario, Canada, K1A0R6

<sup>3</sup>INRS-EMT, 1650 blvd. Lionel-Boulet, Varennes, Québec, Canada, J3X1S2

<sup>4</sup>Carl Zeiss SMT AG, Rudolf-Eber-Straße 2, 73447 Oberkochen

Eine der bemerkenswertesten Folgen der Quantenmechanik ist der Welle-Teilchen-Dualismus: Elektromagnetische Wellen haben auch Teilchen- und Teilchen haben auch Welleneigenschaften. Zur Erklärung der Photoionisation von Atomen und Molekülen wird seit Einstein das Photonenbild herangezogen. Setzt man aber ein Molekül extrem intensivem Laserlicht bei niedriger Photonenenergie aus, so lässt sich das Licht wieder als sinusförmiges, oszillierendes elektrisches Feld beschreiben. Dieses unterdrückt bei hinreichend hoher Amplitude (Intensität) periodisch das elektrostatische Potential der Kerne so weit, dass ein Elektron aus dem Molekül durch Tunneln entkommen kann.

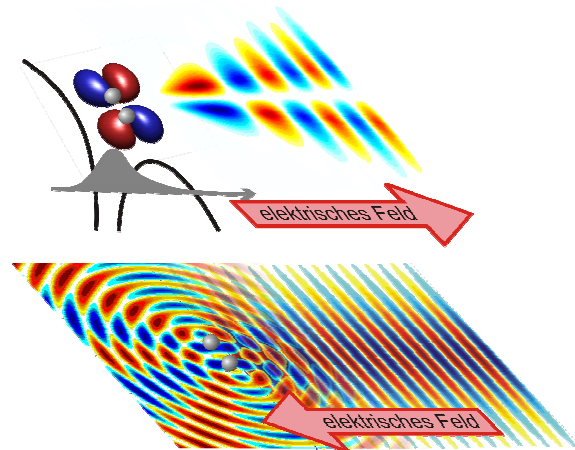
Hat ein Elektron das Bindungspotential verlassen, so lässt sich seine Bewegung im elektrischen Feld des Laserlicht-Pulses wie die eines klassischen Teilchens im oszillierenden Feld beschreiben [1]. In Abhängigkeit der Phase des Feldes, zu der ein Elektron frei wird, gilt es nun zwei Fälle zu unterscheiden. Diese treten im Experiment zusammen auf, führen aber im interessierenden Bereich zu unterschiedlichen Elektronen-Impulsen nach dem Abklingen des Laser-Pulses und sind daher unterscheidbar.

Elektronen, die auf der ansteigenden Flanke der Lichtwelle das Bindungspotential verlassen, entfernen sich vom Ion ohne wesentliche weitere Wechselwirkung mit demselben. Nur der Prozess des Tunnelns trennt also die Orbital-Wellenfunktion des gebundenen von der Wellenfunktion des freien Elektrons (siehe obere Illustration in Abbildung 1).

In unserem neuen Experiment an  $N_2^-$ - und  $O_2^-$ -Molekülen [2,3] konnten wir in der Impuls-Verteilung dieser „direkten“ Elektronen den „Fingerabdruck“ des ionisierten Molekülorbitals nachweisen. Die entsprechende Struktur hatten wir bereits in einer vorangegangenen Messung an  $O_2$  entdeckt [4,5].

Es besteht die Hoffnung, dass man den beschriebenen Mechanismus in Zukunft zur Vermessung von Molekülorbitalen in Analogie zu einem Rastertunnelmikroskop nutzen können: Das molekulare Bindungspotential wird immer

entlang des elektrischen Feldes des ionisierenden Lichtpulses unterdrückt. Nur durch die unterdrückte Barriere tunneln Elektronen, so dass der Tunnel (man stelle ihn sich als „Loch“ im Bindungspotential vor) analog zur Spitze eines Rastertunnelmikroskopes wirkt. Man kann somit das Molekülorbital gewissermaßen abrastern, indem man den Winkel zwischen dem ionisierendem Feld und der Molekülachse verändert.



**Abbildung 1:** Oben: Skizze einer Elektronenwelle, die unter dem Einfluss des Laser-induzierten elektrischen Feldes das Bindungspotential verlassen hat und sich vom zurückbleibenden Ion entfernt. Der Knoten in der Wellenfront ist durch die Symmetrie des höchsten besetzten Molekülorbitals bedingt. Unten: Die Elektronenwelle wird durch das Laser-Feld auf das Ion zurückgetrieben und an den elektrostatischen Potentialen der Kerne gebeugt. Es handelt sich näherungsweise um eine ebene Wellenfront, da der Knoten den „molekularen Doppelspalt“ seitlich verfehlt.

Ein Elektron, das das Molekül nach dem Scheitelpunkt des Laserfeldes verlässt, wird durch das oszillierende Feld zunächst vom verbleibenden Ion entfernt, dann aber (nach dem Nulldurchgang des Feldes) auf das Ion hin zurück beschleunigt. Dort kann es an den Potentialen der Kerne des  $N_2^+$ - beziehungsweise  $O_2^+$ -Molekülions gestreut werden. Wie wir beobachten konnten, verhalten diese sich analog zu den Öffnungen im Young'schen Doppelspaltversuch: Im Falle elastischer Rückstreuung wird die Elektronenwelle am „molekularen Doppelspalt“ gebeugt. Dies ist im unteren Teilbild von Abbildung 1 illustriert. Das Beugungsmuster enthält dem optischen Analogon entsprechende Informationen über die Positionen der Kerne.

Das Experiment fand im Rahmen einer langjährigen Kollaboration der IKF-Atom-Gruppe mit dem National Research Council of Canada, Ottawa, im dortigen Labor statt.

Zunächst richteten wir durch einen schwächeren Laserpuls die Moleküle im Laborsystem aus [6]. Die resultierenden Verteilungen der Molekülachsen sind in Abbildung 2 als Skizzen angedeutet: Für den Fall der „Ausrichtung“ in (a) und „Anti-Ausrichtung“ in (b).

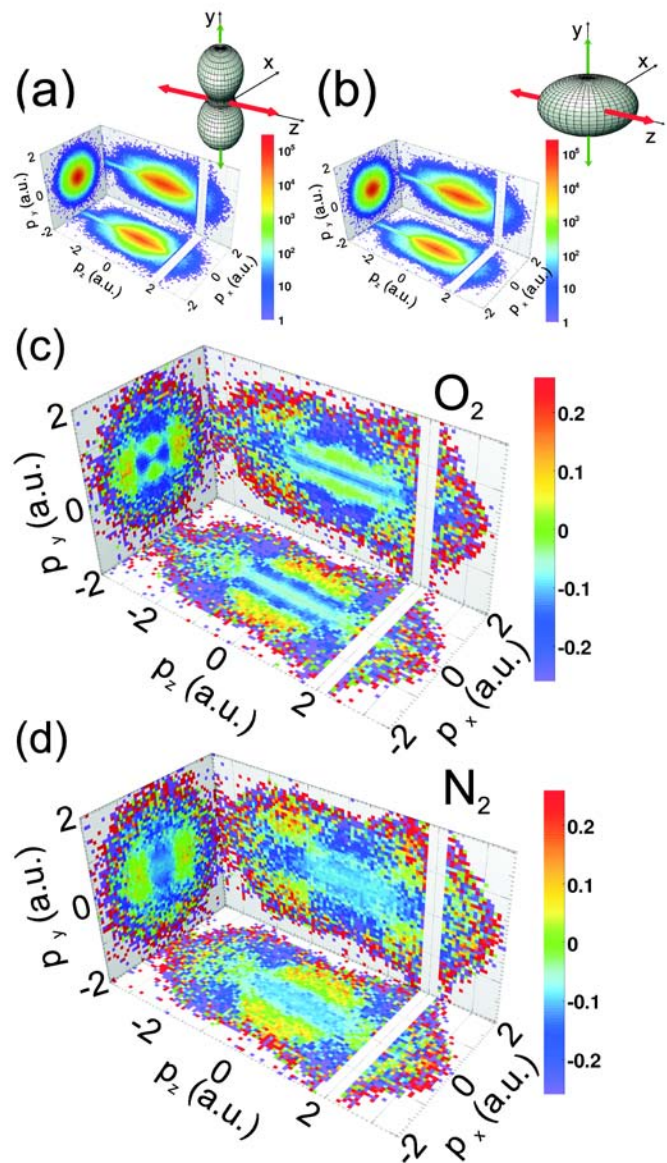
Anschließend wurden die Moleküle von einem zweiten, hochintensiven (ca.  $2,5 \cdot 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>) Puls ionisiert. Mit einem am Institut für Kernphysik der Uni Frankfurt entwickelten und gebauten COLTRIMS-Spektrometer [7] bestimmten wir die dreidimensionalen Impulsvektoren der freigesetzten Elektronen und Ionen. Die ionischen Fragmente explodierter Moleküle dienen zur Überprüfung der Ausrichtung, während die Impulsverteilungen der zu stabilen Molekül-Einfachionen korrelierten Elektronen eigentlicher Gegenstand des Experimentes waren.

Bei der gewählten Licht-Intensität ist auf den ersten Blick mit bloßem Auge kein Unterschied zwischen den Elektronen-Impulsverteilungen für verschieden ausgerichtete Moleküle erkennbar; siehe Abbildung 2 (a) und (b). Allerdings können durch einen Vergleich der Elektronen-Geschwindigkeitsverteilungen mittels „normierter Differenzen“ (berchnet für jedes Pixel in Abbildung 2 (a) / (b))

$$nd = \frac{\text{Ausgerichtet} - \text{AntiAusgerichtet}}{\text{Ausgerichtet} + \text{AntiAusgerichtet}}$$

struktureiche Unterschiede und Ähnlichkeiten sichtbar gemacht werden (Abb. 2 (c) und (d)). Diese enthalten die „Fingerabdrücke“ der ionisierten Orbitale (Bereich niedriger Impulse) sowie die Doppelspalt-Interferenz der rückstreuenden Elektronenwellen (höhere Impulse). Diese Interpretation der experimentellen Ergebnisse wird durch Simulations-Rechnungen, die von Daniel Comtois durchgeführt wurden, bestätigt.

In ein und demselben Experiment lassen sich also Informationen über die Positionen der Kerne sowie das äußerste besetzte Molekülorbital gewinnen. Es bleibt zu bemerken, dass sowohl das Tunneln als auch die gegebenenfalls folgende Beugung innerhalb eines Schwingungszyklusses des Lichtes, d.h. bei der von uns verwendeten Lichtwellenlänge von 800 nm innerhalb von weniger als 2,7 Femtosekunden abläuft. Desweiteren funktioniert die beobachtete „Beugung am Ursprungs-Molekül“ im Gegensatz zu etablierten Techniken ohne externe Kathode.



**Abbildung 2:** Experimentelle Ergebnisse. Oben: Elektronen-Impulsverteilungen aus „ausgerichteten“ (a) und „anti-ausgerichteten“ (b) Sauerstoff-Molekülen. Entsprechende Spektren für Stickstoff zeigen dazu keine sichtbaren Unterschiede. Die Skizzen deuten die jeweilige Verteilung der Molekülachsen an.

Mitte / Unten: „Normierte Differenzen“ (siehe Text) für Sauerstoff (c) bzw. Stickstoff (d). Unterschiede zwischen (c) und (d) im Bereich kleiner Transversalimpulse sind im Wesentlichen durch die verschiedenen Orbital-Symmetrien von N<sub>2</sub> und O<sub>2</sub> bedingt; Ähnlichkeiten bei höheren Impulsen lassen sich auf Elektronen-Beugung zurückführen.

[1] P. B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* 71, 1994 (1993).  
 [2] M. Meckel et al., *Science* 320, 1478 (2008).  
 [3] M. Meckel et al., *Physik in unserer Zeit* 39, 217 (2008).  
 [4] M. Meckel, *Diplomarbeit*, Institut für Kernphysik, J. W. Goethe-Uni Frankfurt 2006.  
 [5] M. Meckel et al., *IKF-Jahresbericht 2006/07*, S. 64.  
 [6] P.W. Dooley et al., *Phys. Rev. A* 68, 023406 (2003).  
 [7] J. Ullrich et al., *Rep. Prog. Phys.* 66, 1463 (2003).

## Ionisation von Argon und Neon Dimeren, Trimeren und Tetrameren in ultrakurzen intensiven Laser Feldern

B. Ulrich, T. Jahnke, A. Vredenberg, A. Malakzadeh, K. Cole, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

In den vergangenen Jahren waren Untersuchungen der Ionisationsmechanismen von kovalent gebundenen Molekülen und Atomen in intensiven ultrakurzen Laserfeldern Gegenstand zahlreicher experimenteller und theoretischer Arbeiten. Mit Hilfe der durchgeführten Experimente sollte herausgefunden werden, ob ähnliche Prozesse auch bei der Fragmentation von van-der-Waals gebundenen Clustern auftreten. Zur Untersuchung dieser Fragestellung wurde die einfachste Form eines Clusters, das Dimer, gewählt.

Die Besonderheit der van-der-Waals gebundenen Cluster liegt in ihrer tausendfach geringeren Bindungsenergie (im meV Bereich) verglichen mit kovalent gebundenen Molekülen und ihrem großen internuklearen Abstand (3.8 Å für Argon Dimere und 3.1 Å für Neon Dimere).

Bei der Untersuchung von Neon, Argon und Helium Dimeren mit Synchrotron Strahlung wurde bereits ein ganz neuartiger Ionisationsmechanismus, der so genannte Interatomic Coulombic Decay (ICD) gefunden [1,2].

Argon Dimere lassen sich erzeugen, indem Gas bei einem Vordruck von 2 bar durch eine 30 µm Düse in Vakuum expandiert wird, so dass es zu einer Überschallexpansion kommt. Für die Herstellung von Neon Dimeren wird aufgrund ihrer noch geringeren Bindungsenergie zusätzlich eine Kühlung der Düse mit flüssigem Stickstoff auf 163 K und ein höherer Vordruck von 8 bar erforderlich. In dem auf diese Weise erzeugten Gasjet wurden in etwa 1-2% Dimere und wenige Trimer und Tetramere erzeugt.

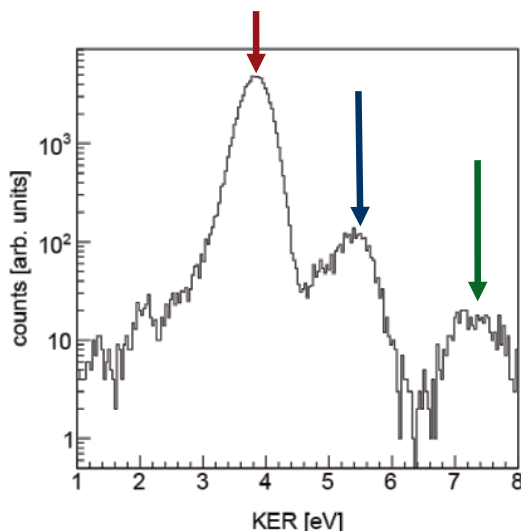


Abb.1 Kinetic Energy Release (KER) der Argon Dimer Fragmente bei linearer Polarisation und einer Intensität von etwa  $5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ . Der Plot zeigt deutlich, dass es drei Ionisationsmechanismen bei unterschiedlichen Energien gibt.

Zur Identifikation der Ionisationskanäle der Dimere, ist es hilfreich sich die Aufbruchenergie der beiden Dimer Fragmente, den so genannten Kinetic Energy Release (KER) anzuschauen. Um sicherzustellen, dass die beiden Fragmente wirklich von einem Dimer Aufbruch stammen und nicht aus dem Restgas, wird Impulserhaltung gefordert.

Abbildung 1 zeigt den KER für den Aufbruch der Argon Dimere bei linearer Polarisation und einer Intensität von etwa  $5 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ . Es ist deutlich zu erkennen, dass es drei unterschiedliche Ionisationsenergien bei etwa 3.8 eV, 5.5 eV und 7.4 eV gibt.

Aus dem KER und der Ladung der Fragmente lässt sich der Abstand der Argon Atome zum Zeitpunkt der Ionisation berechnen ( $R = q_1 \cdot q_2 / \text{KER}$  [a.u]). In Abbildung 2 wird deutlich, dass der größte Teil der Dimere bei einem interatomaren Abstand ionisiert wird, der dem Gleichgewichtsabstand des neutralen Argon Dimers (3.8 Å) entspricht.

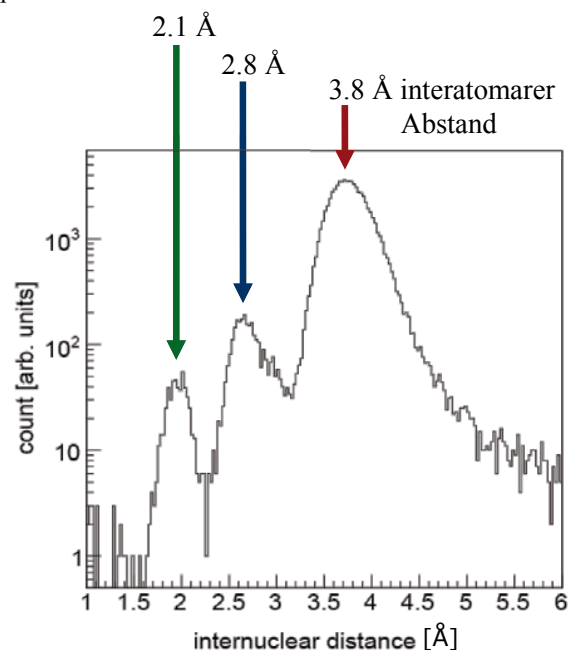


Abb.2 Abstandsverteilung des Dimers berechnet aus der kinetischen Energie der Fragmente. Der am stärksten vertretene Ionisationsmechanismus fragmentiert das Dimer bei einem Abstand, der genau der Gleichgewichtsverteilung im Grundzustand entspricht.

Dieser Prozess ist aller Voraussicht nach eine sequentielle Ionisation, d.h. das unabhängige Tunneln zweier Elektronen an je einem neutralen Argon Atom. Die beiden anderen Ionisationsmechanismen müssen über attraktive Potentialkurven verlaufen, da ihr Abstand im Vergleich zum Gleichgewichtsabstand kleiner ist und ihre Energie (KER) entsprechend größer.

In Experimenten an Atomen und Molekülen wurde auch ein nicht sequentieller Ionisationsmechanismus gefunden, bei

dem die Ionisationsschritte zur Doppelionisation voneinander abhängig sind.

Bei diesem so genannten Rescattering Prozess tunnelt zunächst ein Elektron durch die Potentialbarriere. Das geschieht wenn die Potentialbarriere durch das E-Feld des Laserpulses maximal verkippt wird. Das Elektron wird zunächst vom Mutterion wegbeschleunigt, bevor es durch das Feld wieder dorthin zurückgetrieben wird. Die zweite Ionisation kann erfolgen, wenn das Elektron mit einem anderen Elektron des Ions inelastisch stößt. Dieser Ionisationsprozess kommt nur in linear polarisiertem Licht vor, da bei zirkularer Polarisation, aufgrund des rotierenden E-Feld Vektors, das Elektron nicht zum Mutterion zurückgetrieben werden kann.

Tatsächlich verschwindet der energetischste Peak bei 7eV (bzw. 2.1 Å) bei Messungen mit zirkular polarisiertem Licht, während die anderen Ionisationsmechanismen unverändert bleiben. Das bestätigt, dass der Rescattering Prozess auch bei Dimeren auftritt.

Unklar bleibt bisher, wie der genaue Ionisationsprozess stattfindet und wie es vor der Coulomb Explosion des Dimers zu so extrem kleinen internuklearen Abständen kommen kann.

Bei der Analyse der Daten wurden auch ionisierte Trimere (N=3) und Tetramere (N=4) gefunden. Dabei stellte sich die Frage, wie sich die Atome in diesen Clustern anordnen und ob sich aus den Coulomb explodierten Fragmenten Rückschlüsse auf ihre Konfiguration ziehen lassen.

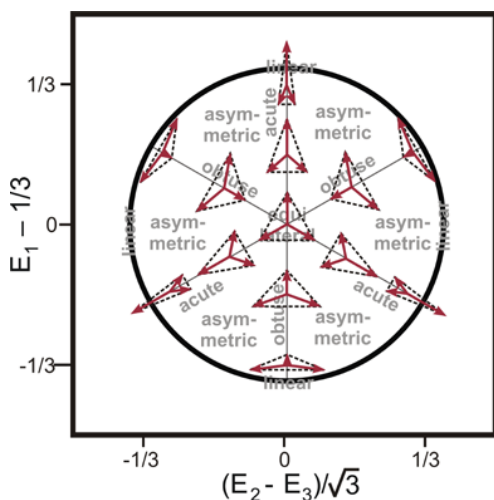


Abb.3 Schematische Darstellung des Dalitz Plots. Jeder Bereich des Plots kann einer Anordnung der Atome im Ortsraum zum Zeitpunkt der Ionisation zugeordnet werden.

Die geometrische Konfiguration von Trimeren verschiedener Edelgase (He<sub>3</sub>, Ne<sub>3</sub> und Ar<sub>3</sub>) wurde bereits von vielen Theoretikern berechnet [3,4,5]. Um aus den experimentellen Daten Rückschlüsse auf die Struktur des Trimers erhalten zu können, wird die Fragmentation in einem so genannten Dalitz Plot dargestellt.

Dieser Graph ist eine Darstellung der korrelierten Impulse des Dreiteilchenaufbruchs. Die Energie eines jeden Teilchens wird, normiert auf die Summenenergie aller drei Fragmente, als Höhe über je einer der Dreieckseiten aufgetragen.

Aufgrund der Energieerhaltung müssen die Energien der Argon Ionen innerhalb des Dreiecks liegen. Die geforderte Impulserhaltung beschränkt die Ereignisse zusätzlich auf den Innenkreis des Dreiecks.

In diesem Plot lässt sich, wie in Abbildung 3 angedeutet, an jedem Punkt die Anordnung der Atome zuordnen. In der Mitte befindet sich das gleichseitige Dreieck, das zu den Rändern des Kreises in die beiden Extremfälle eines spitzwinkligen und eines stumpfen Dreiecks übergeht.

In Abbildung 4 sind die Dalitz Plots für Argon Trimere (links) und Neon Trimere (rechts) dargestellt. Dabei ist deutlich erkennbar, dass Argon und Neon Trimere eine gleichseitige Dreieckstruktur besitzen. Allerdings wird auch sichtbar, dass Neon Trimere einen breiteren Konfigurationsbereich abdecken.

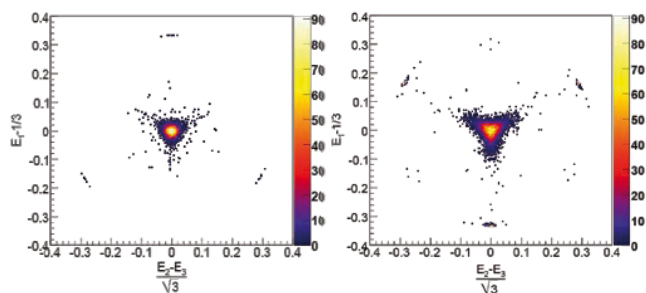


Abb.4 Dalitz Plots für Argon Trimere (links) und für Neon Trimer (rechts). Es ist deutlich erkennbar, dass das Neon Trimer einen breiteren Konfigurationsbereich abdeckt, als das Argon Trimer.

Dieses Ergebnis entspricht den theoretischen Berechnungen von González-Lezana *et al* [3]. Um eine qualitative Aussage machen zu können und die Theorie direkt mit unseren Daten zu vergleichen, werden die gemessenen Winkel zwischen den Atomen vom Impulsraum in den Ortsraum transformiert.

Das erfolgt in einem numerischen Modell, das mit einem gleichseitigen Dreieck im Ortsraum startet und aus den Abständen der Teilchen, Kräfte und Impulse berechnet. Durch Vergleich der berechneten und der gemessenen Impulse und iteratives Anpassen der Dreieckskonfiguration im Ortsraum, wird die Dreieckskonfiguration der Trimere zu den gemessenen Impulsen ermittelt.

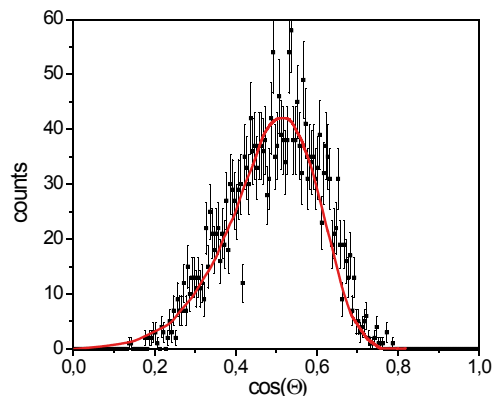


Abb.5 Kosinus des Winkels zwischen den Neon Atomen im Ortsraum (Theorie rote Kurve) verglichen mit den experimentellen Winkeln, die durch ein numerisches Modell in den Ortsraum transformiert wurden.

Abbildung 5 zeigt den Vergleich zwischen Theorie (rote Kurve) und Experiment (schwarze Kurve) für Neon. Dargestellt ist der Kosinus aller drei Winkel des von den Neon Atomen aufgespannten Dreiecks. Die Verteilung hat ihr Maximum bei etwa 0,5, was einem Zwischenwinkel von  $60^\circ$  entspricht, also einem gleichseitigen Dreieck. Für Neon Trimere stimmen die gemessenen Daten gut mit der Theorie überein.

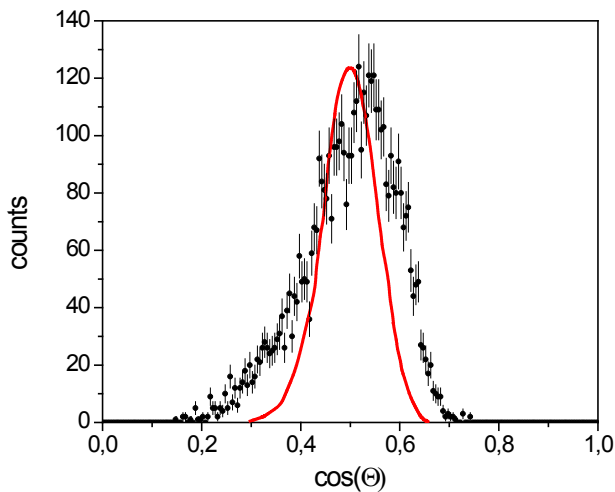


Abb.6 Kosinus des Zwischenwinkels zwischen den Argon Atomen im Ortsraum (Theorie rote Kurve) verglichen mit den experimentellen Winkeln, die durch ein numerisches Modell in den Ortsraum transformiert wurden.

In Abbildung 6 ist der gleiche Plot für Argon Trimere dargestellt. Hier weichen die experimentellen Ergebnisse deutlich von der theoretischen Kurve (rot) ab. Die gemessene Winkelverteilung ist deutlich breiter. Ein Grund für die Verbreiterung, könnte in der Anregung von Vibrationszuständen des Argon Trimers liegen, da der Gasjet für die Messung von Argon im Gegensatz zu Neon nicht gekühlt wurde. Für den ersten angeregten Vibrationszustand wäre nach [4] auch bis zu 32% der Konfigurationen gleichschenklige Dreiecke.

Die rote Theorie Kurve in Abbildung 6 ist dagegen nur für die Winkel des Trimers im Grundzustand berechnet.

Erwartungsgemäß ordnen sich die Argon bzw. Neon Atome in einem Trimer zumeist in Form eines gleichseitigen Dreiecks an. Für die Anordnung von vier Atomen in einem Cluster, wäre eine tetraedische Struktur zu erwarten, da sich so wieder alle Atome in gleichem Abstand voneinander befinden.

Um eine geeignete Darstellung für den Viertelchen Aufbruch zu finden, in der die Anordnung der Atome sichtbar wird, wurde ein sogenannter Newton Plot gewählt.

Abbildung 7 zeigt eine dreidimensionale Darstellung dieses Plots. Dabei werden die vier Impulsvektoren der Coulomb explodierten Argon / Neon Ionen so gedreht, dass das erste Teilchen aus der Ebene herausragt (roter Kreis). Durch plotten der verbleibenden drei Impulsvektoren, lässt sich die Struktur des Tetramers darstellen. Wie zu erwarten, sind die vier Atome Tetraeder förmig angeordnet. Dabei wurde der

Kugelradius in der Darstellung mit der Häufigkeit der Ereignisse skaliert. Die rote Kugel wurde zum besseren Verständnis ergänzt.

Wie der Trimer, so besitzt auch der Tetramer für Neon eine breitere Winkelverteilung.

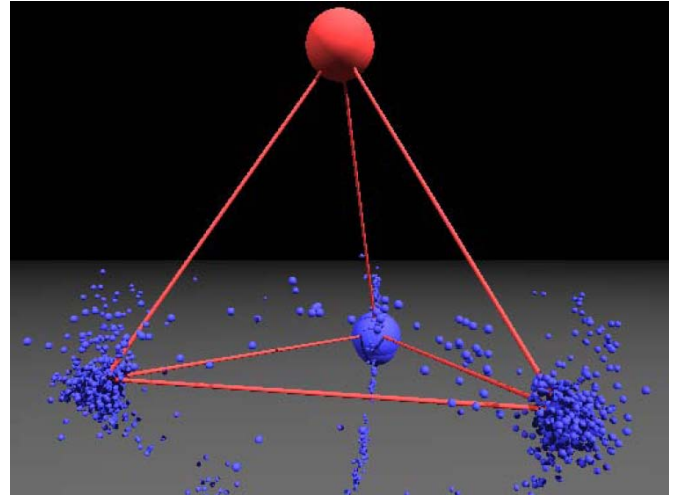


Abb.7 Dreidimensionale Darstellung der Struktur eines Argon Tetramers. Der Kugelradius ist mit der Häufigkeit der Ereignisse skaliert.

## Referenzen:

- [1] T. Jahnke, *Dissertation JWG Universität* (2005)
- [2] T. Havermeier, *et al., IKF Jahresbericht* (2007)
- [3] T. González-Lezana, *et al., J.Chem.Phys.*, 110, 9000 (1999)
- [4] A. R. Cooper, *et al., J.Chem.Phys.*, 98, 2160 (1993)
- [5] F. Karlický, *et al., J.Chem.Phys.*, 126, 174305 (2007)

## $H_2^+$ in intensiven Laserfeldern

M. Odenweller, K. Pahl, K. Cole, A. Vredenburg, A. Malakzadeh, L. Ph. H. Schmidt, S. Kirschner, J. Voigtsberger, H.-K. Kim, N. Neumann, J. Titze, T. Bauer, H. Sann, M. Meckel, F. Sturm, T. Havermeier, M. Waitz, D. Metz, A. Jung, H. Schmidt-Böcking und R. Dörner

$H_2^+$  ist das einfachste Molekül. Mit der bereits in [1] vorgestellten Messapparatur konnten nun erste Experimente zur Untersuchung an  $H_2^+$ -Ionen unter Einwirkung starker Laserfelder durchgeführt werden.

Die Ionen werden dabei vom Frankfurter Van-de-Graaff-Beschleuniger zur Verfügung gestellt und mit einem 780 nm Laserpuls gekreuzt. Um eine Überlappung des auf 0,5 mm x 0,5 mm auskollimierten  $H_2^+$ -Ionenstrahls mit dem Laserfokus ( $\varnothing \approx 23$  mm,  $l = 1$  mm) zu erreichen, wird ein Imaging-System innerhalb des Elektronenspektrometers benutzt. In Abb. 1 ist dieses Imaging-System schematisch dargestellt.

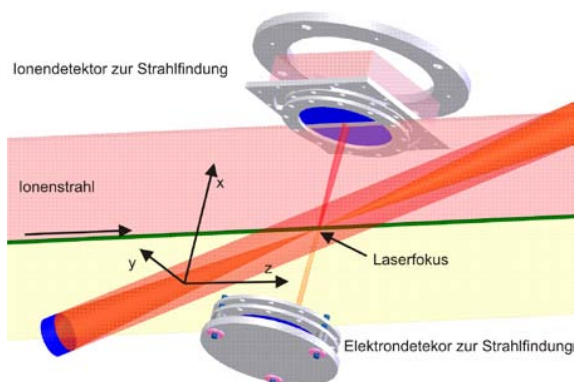


Abb. 1: Imaging-System zum gleichzeitigen Vermessen der Positionen des Ionenstrahls und des Laserfokusses.

Es stehen sich dabei ein ortsauflösender Ionendetektor und ein nicht-ortsauflösender Elektrondetektor gegenüber. Durch ein elektrisches Feld werden Elektron-Ion-Paare, die in Reaktionen mit dem Restgas erzeugt werden, auf die entsprechenden Detektoren gelenkt. Auf dem Ionendetektor entsteht so eine Projektion des Ionen- bzw. Laserstrahls. Aus den Flugzeitunterschieden zwischen Elektron und Ion lässt sich die verbleibende Raumkomponente bestimmen, sofern das elektrische Feld bekannt ist. Auf diese Art lässt sich die Position von Ionenstrahl und Laserfokus in allen Raumrichtungen bestimmen. (vgl. Abb. 2)

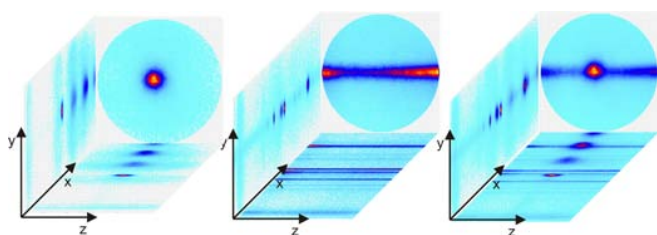
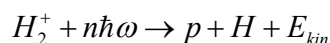


Abb. 2: Anwendung des Imaging-Systems. a) Laserfokus, b) Ionenstrahl, c) Laser und Ionenstrahl. In y-z-Richtung findet sich die Projektion auf den Ionendetektor. Die x-Richtung ist die Flugzeitrichtung der Ionen. Die unterschiedlichen Peaks stammen von Ionen mit unterschiedlichem  $q/m$  des Restgases.

Allerdings ist die Flugzeit auch von der Masse des erzeugten Ions abhängig. Da sich das Restgas im Allgemeinen aus verschiedenen Gassorten zusammensetzt, sind in Flugzeitrichtung diverse Peaks zu finden. Eine genaue Identifizierung ist durch einen gezielten Argon-Einlass zu erreichen.

Bei Reaktionen des Laserpulses mit den  $H_2^+$ -Ionen kann es zu verschiedenen Reaktionen kommen:

Im  $H_2^+$ -Ion ist lediglich der Grundzustand ( $1s\sigma_g$ ) gebunden. Bereits der erste angeregte Zustand ( $2p\sigma_u$ ) ist repulsiv. Durch den Laserpuls kann nun das Ion vom stabilen Grundzustand zum repulsiven ersten angeregten Zustand übergehen. Daraufhin dissoziiert es in ein Proton und ein neutrales Wasserstoffatom.



Die durch die Dissoziation frei werdende Energie befindet sich im Bereich bis etwa 0,5 eV pro Teilchen. Dies entspricht einem Impuls von bis zu 10 a.u.. Für weitergehende Informationen über den dissoziativen Prozess siehe [2].

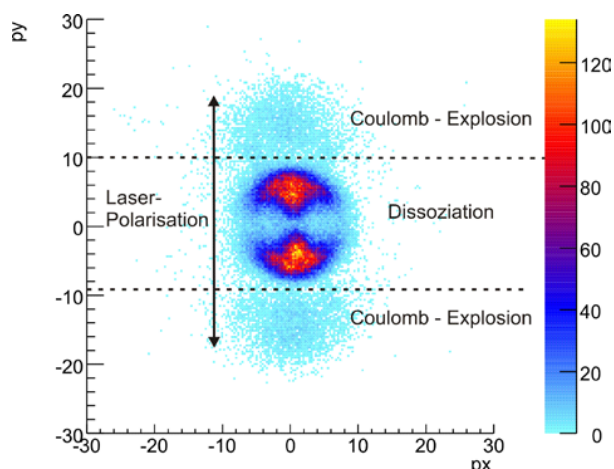
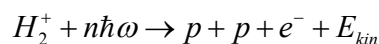


Abb. 3: x-y Impulsspektrum für linear polarisiertes Licht. Anhand der frei werdenden Protonenimpulse lassen sich die Prozesse der Dissoziation und Ionisation deutlich unterscheiden (vgl. dazu auch [3], [4]).

Abgesehen vom Dissoziationsprozess kann es aber auch zur Ionisation kommen:



In diesem Fall verbleiben nach der Ionisation zwei Protonen, die ohne das bindende Elektron eine Coulomb-Abstoßung durch das jeweils andere Proton erfahren. Dabei werden größere Protonenenergien erreicht, sodass sich beide Prozesse im Energie- bzw. Impulsspektrum gut trennen lassen. (Abb. 3) (vgl. auch [3] und [4]).

In einem weiteren Versuch wurde eine koinzidente Messung von Elektronen und Protonen bei zirkularer Polarisation des Laserfeldes durchgeführt. Die Peak-Intensität betrug dabei



$9 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$ , die Pulslänge etwa 40 fs. Wie bereits in Abb. 3 zu sehen ist, erfolgt eine Ionisation nahezu ausschließlich, wenn das Molekül entlang der Laserpolarisation ausgerichtet ist. Bei zirkularer Polarisation entspricht dies dem Winkel  $\theta_{\text{Molekül}}$  zwischen molekularer Achse und der Polarisationssebene. Gleiches gilt für die Elektronen: Nach dem Tunnelvorgang werden diese vom elektrischen Feld des Lasers beschleunigt. Betrachtet man ausschließlich den Einfluss des Laserfeldes, so ist der Geschwindigkeitsvektor, nach Abklingen des Laserpulses, gegenüber der Richtung des elektrischen Feldes zum Zeitpunkt der Ionisation um  $90^\circ$  in der Polarisationssebene verschoben. Da die Geschwindigkeit der Elektronen nahezu ausschließlich von der Beschleunigung durch das Laserfeld herrührt, ist es nicht verwunderlich, dass auch der Impulsvektor in einem engen Winkelbereich zur Polarisationssebene konzentriert ist. Andererseits konserviert die zirkuläre Polarisation im Wesentlichen die physikalischen Abhängigkeiten innerhalb der Polarisationssebene. Zum besseren Verständnis sind in Abb. 4 das verwendete Koordinatensystem bzw. die entsprechenden Winkel dargestellt. Abb. 6 zeigt die Winkelabhängigkeit  $\Delta\phi$  des Endimpulses des Elektrons gegenüber der molekularen Achse innerhalb der Polarisationssebene. Es wurde  $\theta_{\text{Molekül}} < 15^\circ$  und  $\theta_{\text{Elektron}} < 20^\circ$  gewählt.

Während die Endenergie der Elektronen im Wesentlichen von der elektrischen Feldstärke zum Zeitpunkt der Ionisation abhängt, liefert der „Kinetic Energy Release“ (KER) Informationen über den Kernabstand zum Ionisationszeitpunkt, bzw. den Prozess, der zur Ionisation führt. Ein KER-Elektronenergie-Spektrum ist in Abb. 5 dargestellt.

Da die notwendige Intensität für eine Anregung des  $\text{H}_2^+$ -Moleküls sehr viel kleiner ist, als die zur Ionisation notwendige Intensität, ist es naheliegend, dass der Ionisation eine Anregung und damit eine Dissoziation vorausgeht. Der KER besteht daher aus Beiträgen, die von der Dissoziation und der Ionisation herrühren, so dass derselbe KER auf verschiedenen Prozesspfaden erreicht werden kann, was zur Folge hat, dass dieser nur eine vage Aussage, über den Kernabstand zum Ionisationszeitpunkt zulässt. Dennoch lohnt es sich, die Winkelverteilungen in Abhängigkeit verschiedener Elektronenenergien und KERs zu betrachten (Abb. 6).

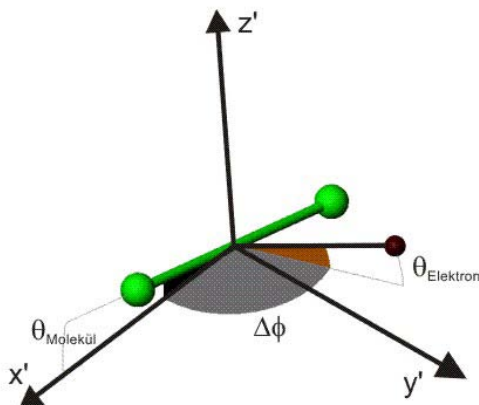


Abb 4: Veranschaulichung der relevanten Winkel für die Winkelverteilung. Die Polarisationssebene liegt in der  $x'$ - $y'$  Ebene.

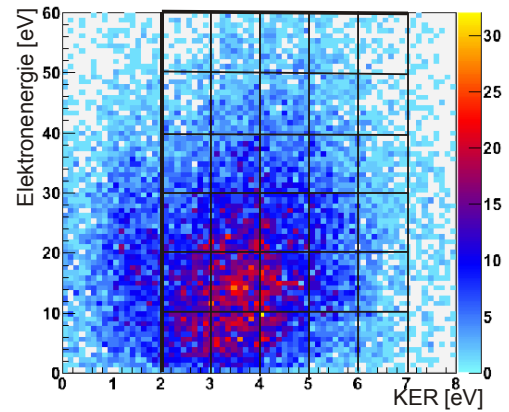


Abb 5: KER-Elektronenergie. Die eingezeichneten Rechtecke entsprechen den Spektren in Abb.6

In Abb. 6 fällt auf, dass mit wachsendem KER die Verteilungen nach links rotieren. Dieses Verhalten wurde bereits in [5] für die Doppelionisation von  $\text{H}_2$  beobachtet. Dort konnte allerdings nicht experimentell ermittelt werden, welches der beiden Elektronen detektiert wurde.

Des Weiteren fällt auf, dass bei höheren Elektronenenergien ab ca. 40 eV eine weitere Struktur auftritt, die für die höchsten gemessenen Elektronenenergien sogar dominiert. Die Bedeutung dieser Struktur ist allerdings bisher noch nicht bekannt.

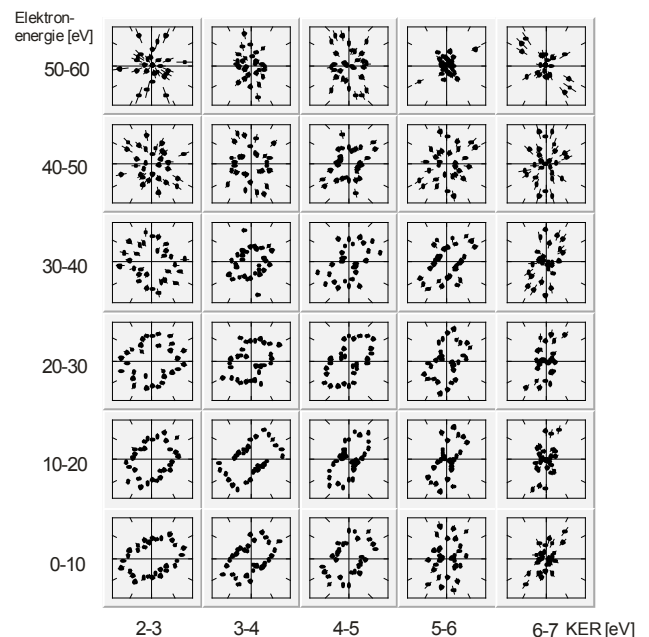


Abb. 6: Elektronenwinkelverteilung in der Polarisationssebene des Lasers. Aufgetragen ist der Zwischenwinkel von Elektron und molekularer Achse, die in  $x$ -Richtung festgehalten ist. Die einzelnen Spektren entsprechen unterschiedlichen Elektronenenergien und KERs. In Abb. 5. sind die entsprechenden Bereiche in einem KER-Elektronenergie-Spektrum eingezeichnet.

## Referenzen:

- [1] Odenweller et al, IKF-Jahresbericht 2006/2007
- [2] Pahl et al, IKF Jahresbericht 2008/2009
- [3] Pavičić et al, PRL 94, 163002, 2005
- [4] Pavičić et al, Eur. Phys. J. D 26, 39, 2003
- [5] Staudte, Dissertation, J.W.-Goethe Universität, Frankfurt 2005

# Dissoziation von $H_2^+$ in starken Laserfeldern

K. Pahl, M. Odenweller, K. Cole, A. Vredenburg und R. Dörner

Das einfach ionisierte Wasserstoffmolekül ist das einfachste vorkommende Molekül. Mit der in [1] vorgestellten Messapparatur kann das Zerbrechen der  $H_2^+$  Ionen unter Einwirkung eines 780 nm Laserpuls untersucht werden.

Das  $H_2^+$  Molekül ist nur im Grundzustand ( $1s\sigma_g$ ) gebunden. Durch den Laserpuls kann das Ion in den ersten angeregten Zustand übergehen ( $2p\sigma_u$ ). Dieser ist repulsiv und das Molekül dissoziiert in ein Proton und ein neutrales Wasserstoffatom.

Die durch diesen Prozess frei gesetzte Energie verteilt sich dabei auf beide Teilchen, mit bis zu 0,5 eV jeweils. Ebenfalls möglich ist eine Ionisierung durch den Laserpuls, wodurch das Elektron aus dem  $H_2^+$  Molekül geschlagen wird und die verbleibenden zwei Protonen sich gegenseitig Coulomb-Abstoßen. Die kinetische Energie die den beiden Protonen zugeführt wird, ist dabei größer als bei der Dissoziation, wodurch beide Prozesse im Impulsspektrum einfach getrennt werden können. (Abb.1)

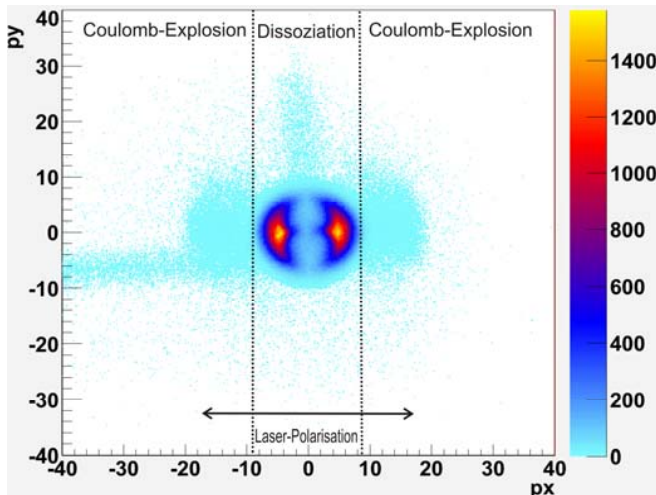


Abb. 1: Impulsspektrum für linear polarisiertes Licht in x- und y-Richtung. Mittels der frei werdenden Protonenimpulse lassen sich die beiden Prozesse leicht trennen (vgl. [2], [3])

Der Prozess der Dissoziation kann über mehrere Mechanismen ablaufen. Diese Mechanismen können anhand der frei werdenden Energie und ihrer Winkelverteilung unterschieden werden. Die bei dem gewählten Versuchsaufbau in Frage kommenden Mechanismen sind das *bond softening* und das *bond hardening*.

*Bond softening* ist stark abhängig von der Laserintensität und tritt daher nur in einem kleinen Winkelbereich um die Laserpolarisation herum auf. Dagegen tritt *bond hardening* bei größeren Winkeln auf, da in diesem Prozess ein Drehmoment erzeugt wird, das versucht das Molekül orthogonal zur Laserpolarisation auszurichten.

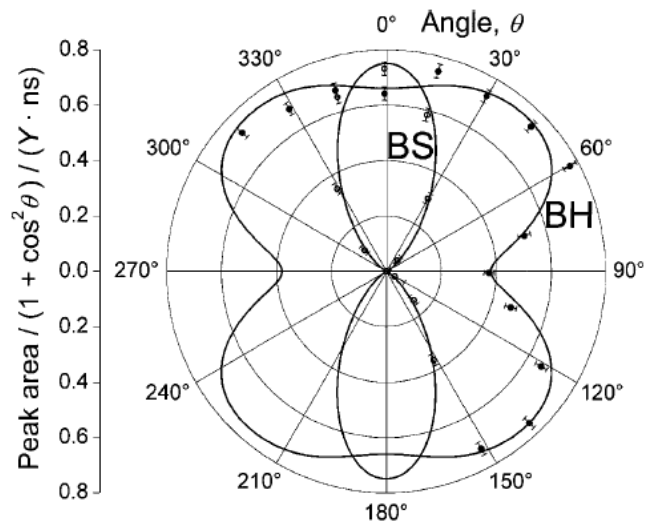


Abb. 2: Theoretische Winkelverteilung von *bond softening* (BS) und *bond hardening* (BH) zu der Laserpolarisation (Senkrecht) [4]

Die Winkelverteilung der Protonen relativ zur Laserpolarisation (Abb. 3) zeigt eine Überlagerung der beiden Prozesse. Bei niedrigeren Laserintensitäten verschwindet der Anteil des *bond softening*s und die Winkelverteilung der Messergebnisse nähern sich der Form der theoretischen Winkelverteilung des *bond hardening*s an.

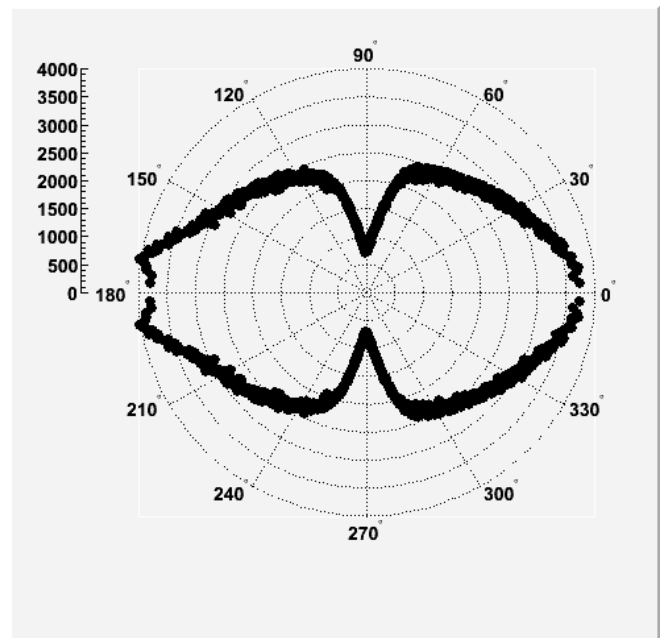


Abb. 3: Winkelverteilung der Protonen zur Laserpolarisation (Waagrecht)

## Referenzen:

- [1] Odenweller et al, IKF-Jahresbericht 2006/2007
- [2] Pavičić et al, PRL 94, 163002, 2005
- [3] Pavičić et al, Eur. Phys. J. D 26, 39, 2003
- [4] Frasinski et al, Phys. Rev. Lett. 86, 2541, 2001

## Heliumtröpfchen in starken Laserfeldern

R. A. Costa Fraga, A. Kalinin, A. Vredenburg, K. Cole, R. Dörner, R. E. Grisenti

Im Rahmen eines Forschungsprojekts der Helmholtz-Hochschul-Nachwuchsgruppe VH-NG-331 wurde die Wechselwirkung zwischen Heliumtröpfchen und hochintensiven, ultrakurzen Laserpuls untersucht. Das entsprechende Experiment wurde am Stern-Gerlach-Zentrum der Goethe Universität aufgebaut und durchgeführt. Es ist in den Bereich der Laser-Materie-Wechselwirkung einzuordnen, worin es speziell zum Gebiet der Laserplasmen gehört. Es sollen die dynamischen Prozesse studiert werden, die infolge der Wechselwirkung der Tröpfchen mit dem Laserpuls stattfinden. Für Cluster, die deutlich kleiner sind als Tröpfchen (bis zu einigen 10 nm im Durchmesser), wurden solche Untersuchungen bereits mehrfach gemacht und sind für den Fall der Coulombexplosion gut verstanden[1]. Bei Tröpfchen, die makroskopische Größen aufweisen (hier um 1000 nm), sind die Prozesse bisher experimentell nur wenig erforscht, und es gibt von der theoretischen Seite mehrere Modelle, die miteinander konkurrieren. Eine der wesentlichen Unterschiede zwischen Clustern und Tröpfchen besteht darin, dass ein Cluster ausreichend klein ist, um vom Laser vollständig durchdrungen zu werden, obwohl das entstehende Plasma aufgrund der hohen Plasmafrequenz intransparent für das Laserlicht ist. Bei den Tröpfchen mit ihrer größeren Ausdehnung ist das nicht der Fall, der Laserstrahl dringt nur bis zu einer gewissen Tiefe in das Tröpfchen ein. Dies wirkt sich entscheidend auf die dynamischen Prozesse aus.

Im Detail wurde im Experiment untersucht wie sich die maximale Ionenenergie und das zugehörige Energiespektrum in Abhängigkeit von der Tröpfchengröße verhält. Der verwendete Laser hat eine Wellenlänge von 800 nm und eine Pulslänge von 32fs. Die Laserintensität liegt zwischen  $3 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  und  $1 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Die verwendete Targetquelle mittels der die Tröpfchen durch die Fragmentation einer Flüssigkeit erzeugt werden, ermöglicht durch Änderung der Parameter Druck und Temperatur die mittlere Tröpfchengröße zu variieren. Der erzeugte Tröpfchenstrahl besteht jedoch nicht aus einzelnen Tröpfchen einer bestimmten Größe, sondern weist eine Verteilung der Tröpfchengröße auf. Um Kenntnis

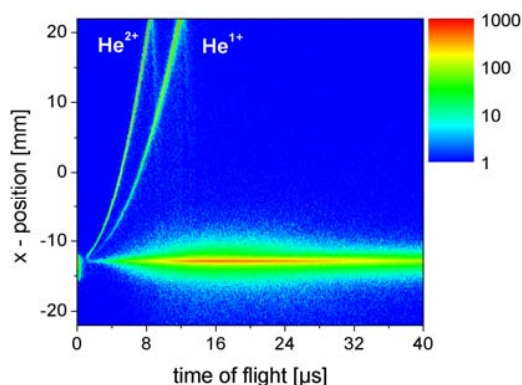


Abb. 1: Flugzeitspektrum aufgenommen mit einem ortsauflösenden MCP-Detektor. Die Flugzeit ist hier aufgetragen gegen die Ortsrichtung, in die die Ionen durch den Plattenkondensator abgelenkt werden, so dass man die einzelnen Spektren trennen kann.

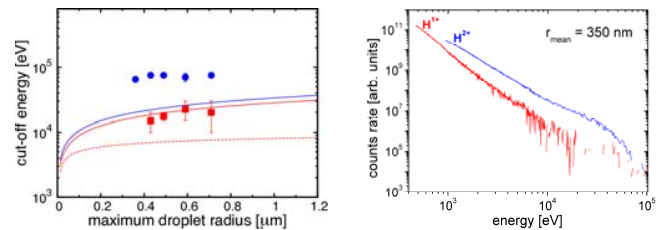


Abb. 2: (links) Darstellung der max. Ionenenergie gegen den max. Clusterradius (■:  $\text{He}^{1+}$ ; ●:  $\text{He}^{2+}$ ). Die rote und blaue Kurve gibt die vorhergesagte max. Ionenenergie nach „Peano et al“[1] wieder. Die rote Kurve steht für die minimale im Experiment vorkommende Intensität, die blaue für die maximale. Die gepunktete rote Kurve entspricht der Vorhersage eines anderen Modells. (rechts) Energiespektrum der Ionen bei einem mittleren Clusterradius von 350 nm.

über die Tröpfchengröße der verwendeten Quelle zu erlangen, wurde dazu ein weiteres Experiment durchgeführt. Dabei wurde die winkelabhängige Lichtstreuung an den Tröpfchen gemessen. Mit Hilfe der Rayleigh-Gans-Theorie und der Log-Normal-Verteilung als Verteilungsfunktion[2] konnte so die Tröpfchengrößenverteilung der Quelle bestimmt werden. Die beschleunigten Ionen werden mit einem MCP-Detektor mit ortsauflösender Anode registriert. Die Ortsauflösung ermöglicht die Detektierung der einzelnen Ionensorten, nachdem diese durch das elektrische Feld eines Plattenkondensators separiert wurden (Abb. 1).

Beim Vergleich der gemessenen Daten mit theoretischen Modellen zeigt sich, dass die maximale Energie der  $\text{He}^{1+}$ -Ionen bei den gegebenen experimentellen Parametern in etwa die Werte annehmen, die von dem Modell von „Peano et al“[3] vorhergesagt werden (Abb. 2). Die gemessene max. kinetische Energie der  $\text{He}^{2+}$ -Ionen verhält sich jedoch unerwartet. Betrachtet man das Energiespektrum der  $\text{He}^{2+}$ -Ionen, erkennt man, dass zur maximalen Ionenenergie hin ein schwacher Peak zu sehen ist, der bei den  $\text{He}^{1+}$ -Ionen nicht vorhanden ist. Dieser Peak wächst mit kleiner werdendem Tröpfchenradius und beeinflusst die max. Energie der  $\text{He}^{2+}$ -Ionen. Bisher konnte nicht geklärt werden wie dieser Peak zustande kommt. Dies zu verstehen ist eine der Aufgabenstellungen für die weitere Auswertung bzw. weitere Experimente.

[www.atom.uni-frankfurt.de/hhng-grisenti](http://www.atom.uni-frankfurt.de/hhng-grisenti)

### Referenzen:

- [1] Md. Ranaul Islam, Ulf Saalman, and Jan M. Rost, Phys. Rev. A **73**, 041201 (2006)
- [2] J. Eggers and E. Villermaux, Rep. Prog. Phys. **71**, 036601 (2008)
- [3] F. Peano, F. Peinetti, R. Mulas, G. Coppa and L. O. Silva, Phys. Ver. Lett. **96**, 175002 (2006)

# Kernabstandsabhängigkeit der Winkelverteilung von Photoelektronen

U. Lenz<sup>1</sup>, T. Jahnke<sup>1</sup>, M. S. Schöffler<sup>2</sup>, Th. Weber<sup>2</sup>, J. Titze<sup>1</sup>, N. Neumann<sup>1</sup>, H. Sann<sup>1</sup>, C. Stuck<sup>1</sup>, M. Jones<sup>4</sup>, Sankar De<sup>3</sup>, A. Belkacem<sup>2</sup>, A. L. Landers<sup>4</sup>, C. L. Cocke<sup>3</sup> and R. Dörner<sup>1</sup>

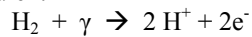
<sup>1</sup> Institut für Kernphysik, University of Frankfurt, Max-von-Laue-Str. 1, D-60438 Frankfurt, Germany

<sup>2</sup> Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley CA 94720

<sup>3</sup> Dept. of Physics, Kansas State University, Cardwell Hall, Manhattan KS 66506

<sup>4</sup> Department of Physics, Auburn University, Auburn AL-36849.

Der internukleare Abstand von diatomaren Molekülen oszilliert im Grundzustand um einen bestimmten Mittelwert. Ob und wie die Elektronenwinkelverteilung von dem Abstand beider Atome abhängt, wurde mit der COLd-Target-Recoil-Ion-Momentum-Spectroscopy– Methode[1] am Synchrotron des Lawrence Berkeley National Laboratory untersucht. Linear und zirkular polarisierte Photonen einer Energie von 150eV lösen beide Elektronen aus dem Molekülverbund von Wasserstoffmolekülen:



Interessant ist die Winkelverteilung des Summenimpulses beider Elektronen. In Abb.1 erkennt man ein typisches Interferenzmuster für (rechts) zirkular polarisierte Photonen (siehe auch [2]). Das Bild ist aufgrund des kreisenden elektrischen Feldvektors des Lichts leicht im Uhrzeigersinn gedreht.

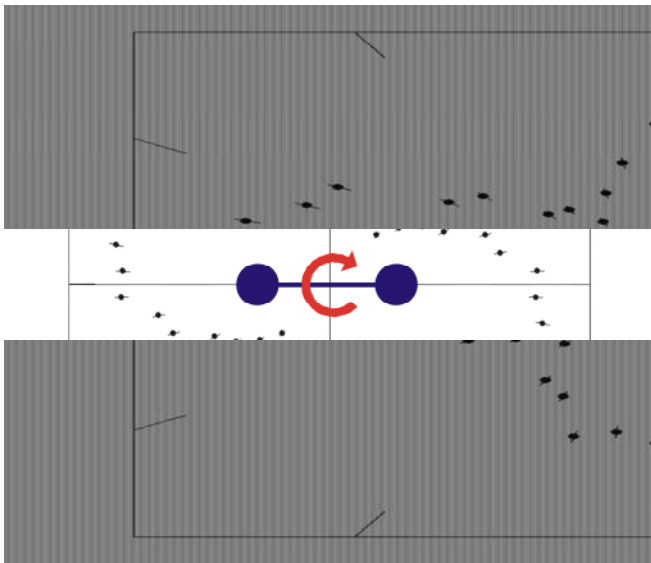


Abb.1: Winkelverteilung des Summenimpulses beider Elektronen bei der Photodoppelionisation von  $\text{H}_2$  mit rechtszirkular polarisierten Photonen. (Polarisationsvektor in rot, Molekülachse in blau.)

Nach der Emission der Elektronen fragmentiert das zweifach positiv geladene  $\text{H}_2$ -Ion in zwei Protonen. Der internukleare Abstand des Moleküls während der Reaktion ist antiproportional zur kinetischen Energie der Fragmente, dem KER[3]. Aus Abb.2 kann man ablesen, dass beide Elektronen das Molekül bei kleinen Kernabständen bevorzugt orthogonal und bei großen Abständen parallel zur Molekülachse verlassen.

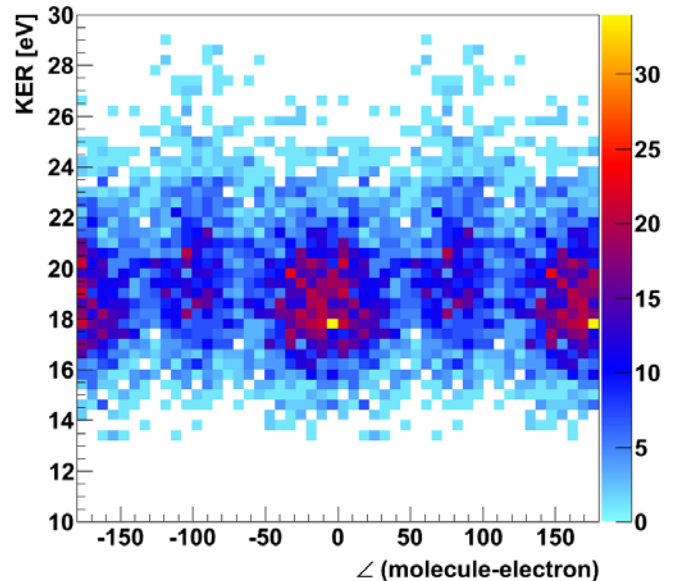


Abb.2 Winkelverteilung des Summenimpulses der Elektronen in Abhängigkeit vom Kinetic Energy Release (KER) mit rechtszirkular polarisierten Photonen.

Um dies genauer untersuchen zu können, wurde dasselbe Experiment mit linear polarisierten Photonen durchgeführt. Die Photoelektronen können das Molekül dann nur etwa parallel aber nicht orthogonal zum Feldvektor des Lichts verlassen. Man kann so die beiden Maxima aus Abb.1 getrennt voneinander betrachten und miteinander vergleichen, da der durch die Molekülachse vorgegebene Wirkungsquerschnitt mit dem des Polarisationsvektors der Photonen gefaltet wird[4]. Sind Feldvektor des Lichts und Molekülachse parallel, so erhält man nur die horizontalen Maxima, sind sie orthogonal, so bekommt man nur die vertikalen Maxima aus Abb.1:

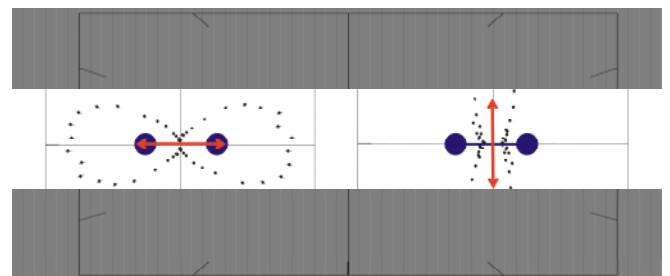


Abb.3: Winkelverteilung des Summenimpulses beider Elektronen bei der Photodoppelionisation von  $\text{H}_2$  mit linear polarisierten Photonen (links: horizontal, rechts: vertikal; Polarisationsvektor in rot, Molekülachse in blau).

Der Mittelwert des KERs für zirkular polarisierte Photonen beträgt 19,19eV, für horizontale und vertikale Polarisation hingegen 18,76eV und 19,60eV. Zusätzlich zu diesem signifikanten Unterschied kann man in Abb.3 noch erkennen, dass die Intensitäten bei den verwendeten 150eV-Photonen nicht gleich sind.

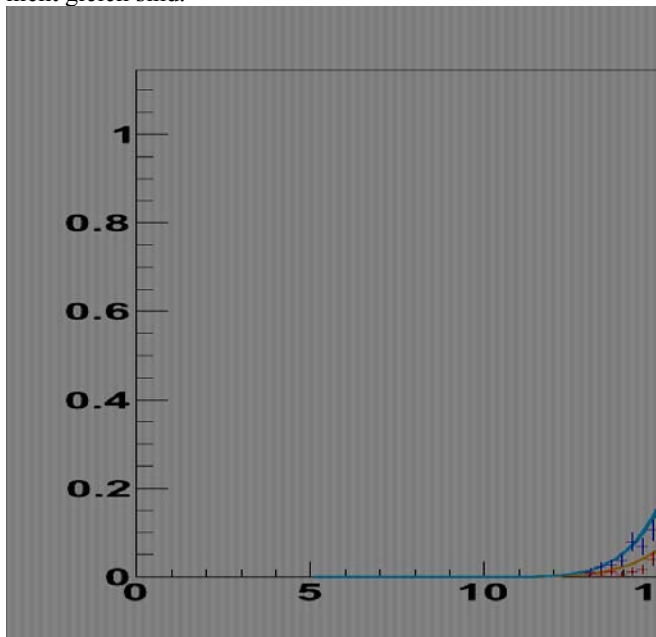


Abb.3: KER von H2 für horizontal (blau) und vertikal (rot) polarisierte Photonen, angenähert durch Gauß-Kurven.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Photoelektronen vom Winkel  $\vartheta$  zwischen linearem Polarisationsvektor des Lichts und Molekülachse kann man mit der Dipolapproximation beschreiben[5]. Hierzu verwendet man eine Linearkombination der Legendre-Polynome

$$P_0(\cos \vartheta) = 1 \text{ und } P_2(\cos \vartheta) = \left( \frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2} \right).$$

Dies ist mathematisch beschreibbar durch einen Beta-Parameter, der vom KER abhängt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left[ 1 + \beta \left( \frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2} \right) \right].$$

Experimentell erhält man  $\beta$  somit aus Abb.3 durch Vergleich der Intensitäten für horizontale ( $\vartheta=0$ ) und vertikale ( $\vartheta=90^\circ$ ) Polarisation.

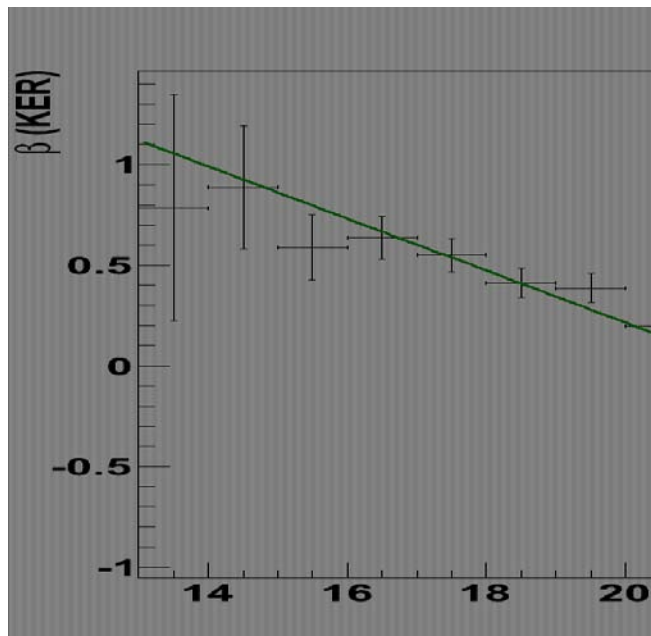


Abb.4: Beta-Parameter in Abhängigkeit vom KER mit linearer Regression in grün.

Referenzen:

- [1] R. Dörner et al., COLTRIMS: A ‘Momentum Microscope’ to View Atomic Collision Dynamics, 2000, Phys. Rep. 330 95-192
- [2] K. Kreidi et al., Interference in the Collective Electron Momentum in Double Photoionization of H2, Apr. 2008, PRL, 100:133005
- [3] T. Weber et al., Complete photo-fragmentation of the deuterium molecule, Sep. 2004, Nature, 431:437–440
- [4] M. S. Schöffler et al., Photo-double-ionization of H2, Jul. 2008, PRA 013414
- [5] V. Schmidt, Electron spectrometry of atoms using synchrotron radiation, 1997, Cambridge University Press

# Photodoppelionisation von Wasserstoff und Deuterium

U. Lenz<sup>1</sup>, T. Jahnke<sup>1</sup>, M. S. Schöffler<sup>2</sup>, Th. Weber<sup>2</sup>, S. Schössler<sup>1</sup>, M. Kühnel<sup>1</sup>, T. Havermeier<sup>1</sup>, F. Sturm<sup>1</sup>, T. Osipov<sup>2</sup>, S. Lee<sup>2</sup>, J. B. Williams<sup>4</sup>, A. Belkacem<sup>2</sup>, A. L. Landers<sup>4</sup>, C. L. Cocke<sup>3</sup> and R. Dörner<sup>1</sup>

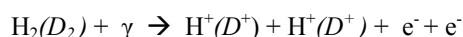
<sup>1</sup> Institut für Kernphysik, University of Frankfurt, Max-von-Laue-Str. 1, D-60438 Frankfurt, Germany

<sup>2</sup> Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley CA 94720

<sup>3</sup> Dept. of Physics, Kansas State University, Cardwell Hall, Manhattan KS 66506

<sup>4</sup> Department of Physics, Auburn University, Auburn AL-36849.

Das Wasserstoff- und das Deuteriummolekül unterscheiden sich nur in ihrer Masse. Ob sich diese auf die elektromagnetischen Eigenschaften des Systems bei der Photodoppelionisation auswirkt, wurde mit der COLd-Target-Recoil-Ion-Momentum-Spectroscopy– Methode[1] am Synchrotron des Lawrence Berkeley National Laboratory untersucht. Hierzu wurden mit linear polarisierten Photonen einer Energie von 160eV beide Elektronen aus dem Molekülverbund herausgelöst. Das zurückgebliebene Molekülion fragmentierte daraufhin in einer Coulombexplosion:



Gemessen wurden beide Ionen der Reaktion. Aufgrund des mittleren internuklearen Abstands von  $R=0.742\text{\AA}$  bei  $\text{H}_2$  und  $\text{D}_2$  erwartet man eine mittlere kinetische Energie der ionischen Fragmente von etwa 19.4eV.[2]

Durch ihre Nullpunktsenergie im Grundzustand schwingen die Moleküle und der internukleare Abstand oszilliert näherungsweise gemäß der Bewegungsgleichung eines harmonischen Oszillators mit einer Schwingungsfrequenz  $\omega \propto \sqrt{m^{-1}}$ , was zu einem Isotopeneffekt in der Breite der Energieverteilung führt.

Beides wurde experimentell beobachtet (siehe Abb.1).

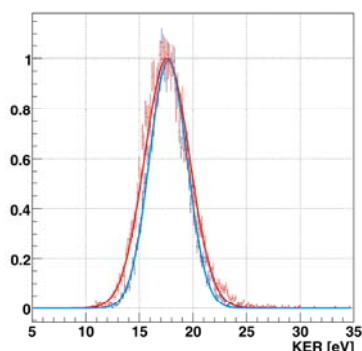


Abb.1: Kinetic Energy Release der Fragmente (KER) von Wasserstoff (rot) und Deuterium (blau), angenähert durch Gauß-Kurven; fwhm: 5.02eV ( $\text{H}_2$ ), 4.14eV ( $\text{D}_2$ ), Quotient: 1.21, näherungsweise erwartet:  $\sqrt{2} \approx 1.41$

Ein Photoelektron und die zwei Protonen eines Wasserstoffmoleküls stellen ein Analogon zum klassischen Doppelspaltexperiment dar. Hierbei wird im Falle der Photoionisation die Elektronenwelle von beiden Kernen gleichzeitig emittiert und man beobachtet für im Raum ausgerichtete Moleküle die für einen Doppelspalt üblichen Interferenzerscheinungen.[3]

Misst man den Summenimpuls beider Elektronen (die man als ein Teilchen, ein ‚Dielektron‘, zusammenfassen kann) bei der Photodoppelionisation von  $\text{H}_2/\text{D}_2$ , so ist dies wegen Impulserhaltung gleichzeitig der negative vom Schwerpunkt des Moleküls aufgenommene Impuls. Man erkennt im Winkelverteilungsbild des Dielektrons ebenfalls ein Interferenzbild.[4] Wenn man das Molekül theoretisch nicht als starren Doppelspalt, sondern als dynamisches System im Impulsraum betrachtet, ist die Winkelverteilung des Photodielektrons massenabhängig.[5]

Solch ein Isotopeneffekt konnte experimentell nicht bestätigt werden (Abb.2), allerdings wird dadurch das ‚einfache Doppelspaltbild‘ unterstützt und die Annahme der Massenunabhängigkeit der elektromagnetischen Wechselwirkung gestärkt.

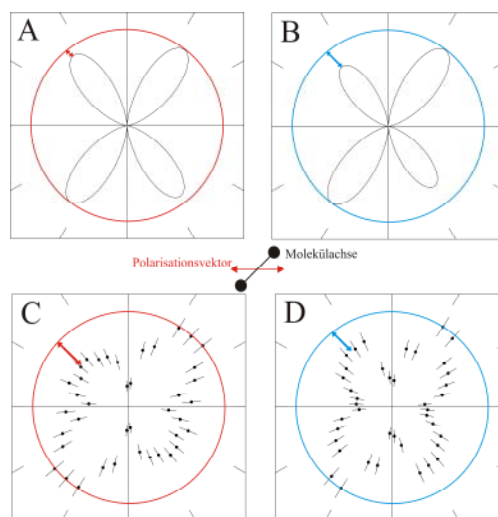


Abb.2: Winkelverteilung des Photodielektrons. Die Molekülachse ist unter einem Winkel von  $45^\circ(\pm 20^\circ)$  zur Polarisation des Lichts (und auf  $0^\circ \pm 20^\circ$  in der Ebene) festgehalten:  $\text{H}_2$  (A,C) und  $\text{D}_2$  (B,D). Der theoretisch vorhergesagte (A,B) massenabhängige Größenunterschied der Maxima [5] ist experimentell (C,D) nicht beobachtbar.

## Referenzen:

- [1] R. Dörner et al., COLTRIMS: A ‘Momentum Microscope’ to View Atomic Collision Dynamics, 2000, Phys. Rep. 330 95-192
- [2] T. Weber et al., Complete photo-fragmentation of the deuterium molecule, Sep. 2004, Nature, 431:437–440
- [3] D. Akoury et al., The Simplest Double Slit: Interference and Entanglement in Double Photoionization of  $\text{H}_2$ , Nov. 2007, Science, 318:949–952
- [4] K. Kreidi et al., Interference in the Collective Electron Momentum in Double Photoionization of  $\text{H}_2$ , Apr. 2008, PRL, 100:133005
- [5] James M. Feagin, private communication, 2008

## Photoionisation von Helium-Dimeren

T. Havermeier<sup>1</sup>, T. Jahnke<sup>1</sup>, K. Kreidi<sup>1</sup>, R. Wallauer<sup>1</sup>, S. Voss<sup>1</sup>, M. Schöffler<sup>1</sup>, S. Schössler<sup>1</sup>, L. Foucar<sup>1</sup>, N. Neumann<sup>1</sup>, J. Titze<sup>1</sup>, H. Sann<sup>1</sup>, M. Kühnel<sup>1</sup>, J. Voigtsberger<sup>1</sup>, A. Malakzadeh<sup>1</sup>, N. Sisourat<sup>2</sup>, W. Schöllkopf<sup>3</sup>, R. E. Grisenti<sup>1</sup>, Horst Schmidt-Böcking<sup>1</sup> und Reinhard Dörner<sup>1</sup>

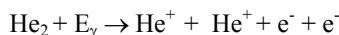
<sup>1</sup> Institut für Kernphysik, J.W. Goethe Universität, Max von Laue Str. 1, 60438 Frankfurt

<sup>2</sup> Institut für physikalische Chemie, Universität Heidelberg, Im Neuenheimer Feld 229, 69120 Heidelberg

<sup>3</sup> Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Faradayweg 4-6, 14195 Berlin

<sup>4</sup> GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH Planckstr. 1, 64291 Darmstadt

Helium Dimere gehören zu den am schwächsten gebundenen Systemen ( $10^{-7}$  neV) die in der Natur auftreten. Die beiden Atome in diesem Van-der-Waals Cluster sind mit nur etwa 95 neV gebunden [1,2]. Dadurch kann der internukleare Abstand dieser außergewöhnlichen Verbindung auf über 100 Atomdurchmesser anwachsen (Mittelwert 52 Å [3]). Die extrem fragilen Dimere können unter Normalbedingungen nicht existieren, da diese durch thermische Kräfte oder Stöße sofort vernichtet würden. Im hier vorgestellten Experiment wurde ein Überschallgasjet verwendet, der bei der Expansion von gasförmigen Helium durch eine gekühlte Düse (18 K, 5µm) ins Vakuum entsteht. Bei einem Vordruck von 1,8 bar konnte im Gasjet ein Dimeranteil von etwa 2 % erzeugt werden [4,5]. Dieser Gasjet wurde nun mit linear polarisierter Synchrotronstrahlung des BESSY II gekreuzt. Dabei konnten verschiedene Prozesse beobachtet werden, die zur Einfachionisation beider Heliumatome im Dimer führen.



Die Impulse aller geladenen Fragmente wurden mit einem COLTRIMS System detektiert [6]. Wenn zwei  $\text{He}^+$  Ionen aus der Coulomb-Explosion eines Dimers stammen, tragen sie entgegengesetzte Impulse. Diese eindeutige Signatur konnte bereits in den Rohdaten nachgewiesen werden. Mit einer weiteren Datenanalyse wurden schließlich zwei verschiedene Ionisationsprozesse identifiziert. Es konnte ein interatomarer Zweistufenprozess (TS1) beobachtet werden, der durch einen Stoß des Photoelektrons mit dem Nachbaratom erklärt werden kann. D.h. nachdem ein Atom im Dimer durch ein UV-Photon ionisiert worden ist, kann das emittierte Elektron am zweiten Atom streuen und dort ebenfalls ein Elektron auslösen (siehe Abb. 1). Der Stoßprozess des Elektrons an einem Heliumatom kann mit Experimenten verglichen werden, bei denen eine Elektronenkanone auf ein Heliumtarget gerichtet wurde (e, 2e).



Abb.1 Schematische Skizze des interatomaren Two-Step-Prozesses. Das Photoelektron streut am zweiten Atom und ionisiert dieses. Im Endzustand können dadurch zwei Helium-Ionen und zwei Elektronen detektiert werden.

Die Verteilung des Winkels zwischen der Dimerachse und Emissionsrichtung der (ununterscheidbaren) Elektronen stimmt beispielsweise hervorragend mit einer Theorie von Bray et al. [7] überein (siehe Abb. 2).

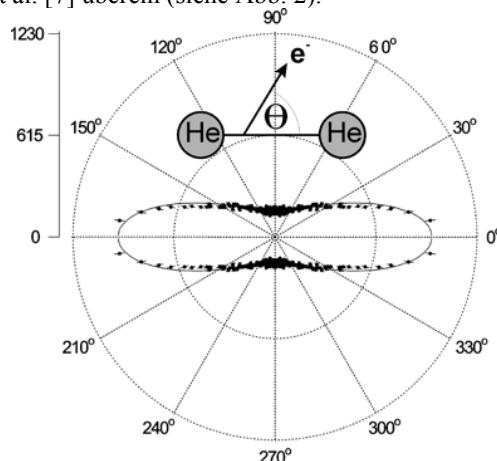


Abb.2 Verteilung des Winkels zwischen der Dimerachse und Emissionsrichtung der Elektronen. Eine CCC-Theorie von Bray et al. (durchgezogene Linie) kann die Messdaten gut beschreiben.

Zur Einfachionisation beider Atome im Dimer muss durch das Photon mindestens die Bindungsenergie aufgebracht werden ( $2 \times 24.6$  eV). Bei einer Photonenenergie von 63.9 eV verbleiben daher 14,7 eV, die in kinetische Energie der Reaktionsfragmente umgesetzt werden.

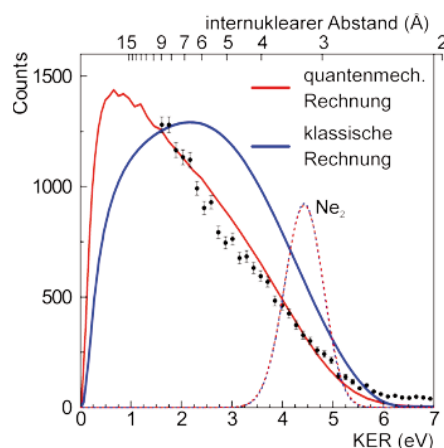


Abb. 3 Die gemessene KER Verteilung zeigt eine gute Übereinstimmung mit einer vollständig quantenmechanischen Rechnung (rot) von Sisourat et al. Die klassische Theorie (blau) versagt dagegen. Die obere (nichtlineare) Skala gibt zudem den internuklearen Abstand in Å an. Zum Vergleich sind hier außerdem zwei Rechnungen für das Neondimer eingezeichnet, die sich jedoch kaum voneinander unterscheiden.

Aus der gemessenen Ionenenergie (KER) ergibt sich in einer klassischen Theorie der Abstand zwischen beiden Atomen im Dimer (obere Skala in Abb. 2), da der KER durch das Potential der beiden Ionen beim Einsetzen der Coulomb-Explosion bestimmt wird. Die gemessene KER-Verteilung konnte jedoch deutliche Abweichungen zu einer klassischen Rechnung aufzeigen. Erst eine vollständig quantenmechanische Theorie von Sisourat et al. kann die Messdaten reproduzieren [8]. Die Abweichungen zwischen beiden Theorien sind auf die ausgedehnte Grundzustandswellenfunktion des Heliumdimers zurückzuführen. In fast allen anderen Systemen, wie z. B. dem Neondimer sind die Unterschiede vernachlässigbar klein.

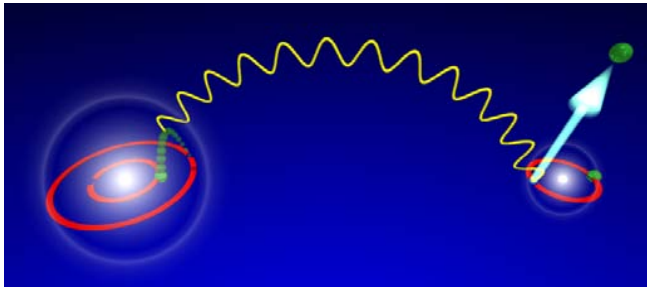


Abb.4 Schematische Skizze des ICD-Prozesses im Heliumdimer. Das angeregte Ion (links) kann seine Anregungsenergie durch ein virtuelles Photon an das Nachbaratom (rechts) übermitteln um dieses ebenfalls zu ionisieren.

Oberhalb einer Schwelle der Photonenenergie von 65,4 eV konnte ein sprunghafter Anstieg der Rate um einen Faktor von über 50 beobachtet werden. Dieses Verhalten kann durch einen weiteren Ionisationsprozess erklärt werden. Beim Interatomic Coulombic Decay (ICD) [9, 10] wird zunächst mit einem Photon ein Heliumatom ionisiert, während das daraus resultierende Ion in einem angeregten Zustand verbleibt ( $n=2$ ). Die Anregungsenergie kann dann im zweiten Schritt über ein virtuelles Photon zum benachbarten Atom im Dimer transportiert werden. Dadurch kann auch dieses Atom ionisiert werden (unter Aussendung des ICD Elektrons) und eine Coulomb-Explosion findet statt.

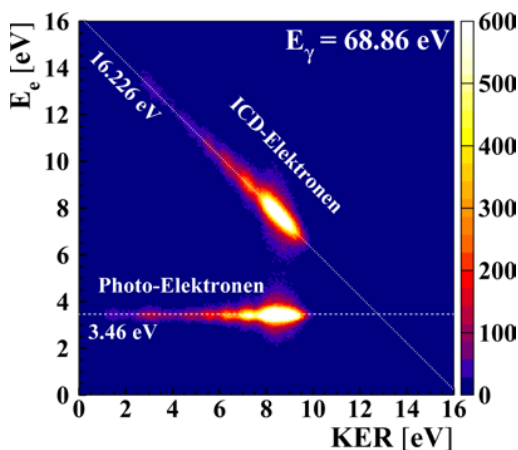


Abb.5 ICD Prozess bei 68,86 eV Photonenenergie. Während das Photoelektron eine konstante kinetische Energie von 3,6 eV aufweist, teilt sich die zur Verfügung stehende Anregungsenergie in KER und ICD-Elektronenenergie auf. Die beobachtete Diagonale bei 16,23 eV ist eine eindeutige Signatur für den ICD Prozess.

Bei einer Photonenenergie von 68,86 eV überträgt das virtuelle Photon 40,8 eV an das neutrale Atom. Dadurch verbleiben, abzüglich der Bindungsenergie, 16,2 eV Energie für KER und ICD-Elektron. Abb. 5 zeigt, dass sowohl Photoelektronen mit konstanter Energie von 3,6 eV, als auch ICD-Elektronen, dessen kinetische Energie eine Abhängigkeit vom KER aufweist, gemessen wurden. Dies ist eine eindeutige Signatur für den ICD-Prozess.

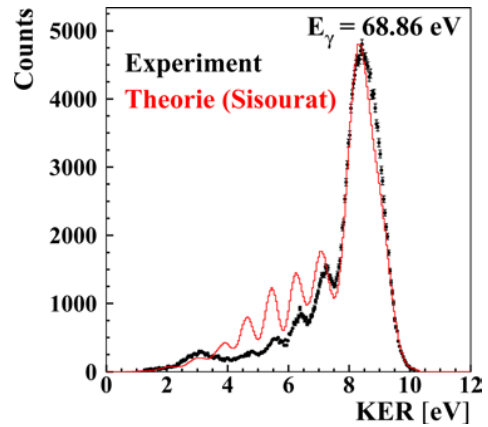


Abb.6 KER-Verteilung beim ICD Prozess. Die Minima in dieser Verteilung entsprechen den Knotenpunkten einzelner Vibrationswellenfunktionen. Eine Theorie von Sisourat et al. kann die Messdaten qualitativ gut reproduzieren.

In der KER-Verteilung aus diesem Prozess (Abb. 6) kann zudem eine ausgeprägte Struktur beobachtet werden. Diese resultiert aus Vibrationsanregungen im Zwischenzustand des einfach ionisierten  $\text{He}_2^+$ . Eine Theorie von Sisourat et al. [11] kann die Verteilung qualitativ gut beschreiben. Die auftretenden Minima in der KER-Verteilung sind demnach Knotenpunkte einzelner Vibrationswellen, die trotz der Überlagerung aller Zustände erhalten bleiben. Die Messung bietet demnach einen direkten Blick auf die Wellenfunktion eines quantenmechanischen Systems.

## Referenzen:

- [1] K. T. Tang, J. P. Toennies, and C. L. Yiu, Phys. Rev. Lett. **74**, 1546 (1995).
- [2] M. Lewerenz, J. Chem. Phys. **106**, 4596 (1997)
- [3] R. E. Grisenti, W. Schöllkopf, and J. P. Toennies, Phys. Rev. Lett. **85**, 2284 (2000).
- [4] L. W. Bruch W. Schöllkopf and J. P. Toennies, J. Chem. Phys. **117**, 1544 (2002).
- [5] R. Kariotis, L. W. Bruch and O. Kornilov, J. Chem. Phys. **121**, 3044 (2004)
- [6] R. Dörner et al., Phys. Rep. **330**, 95 (2000).
- [7] I. Bray, D. V. Fursa and A. T. Stelbovics, J. Phys. B **36**, 2211 (2003)
- [8] N. Sisourat, persönlicher Kontakt
- [9] Till Jahnke, Doktorarbeit (2005)
- [10] Cederbaum et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 4778 (1997)
- [11] N. Sisourat et al., Nature Physics, submitted



## ICD in Helium Neon Dimeren nach Photoionisation

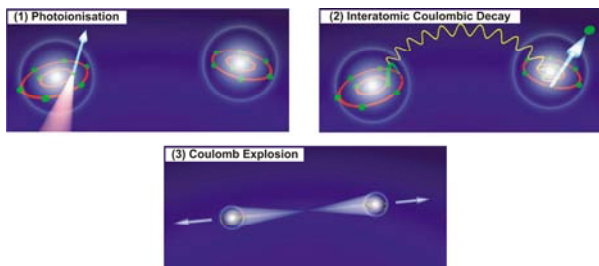
H. Sann<sup>1</sup>, T. Jahnke<sup>1</sup>, T. Havermeier<sup>1</sup>, F. Sturm<sup>2</sup>, H.-K. Kim<sup>1</sup>, M. Schöffler<sup>2</sup>, M. Waitz<sup>1</sup>, F. Trinter<sup>1</sup>, S. Zeller<sup>1</sup>, D. Haile<sup>1</sup>, M. Meckel<sup>1</sup>, R. Wallauer<sup>1</sup>, S. Voss<sup>1</sup>, D. Schneider<sup>1</sup>, T. Bauer<sup>1</sup>, B. Ulrich<sup>1</sup>, A. Czasch<sup>1</sup>, O. Jagutzki<sup>1</sup>, H. Schmidt-Böcking<sup>1</sup> and R. Dörner<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität, Max-von-Laue-Str. 1, 60438 Frankfurt

<sup>2</sup>Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley CA 94720

### Motivation

Das Ziel dieses Experiments war es, Interatomic Coulombic Decay (ICD) in Helium Neon Dimeren zu messen. Bei ICD wird zunächst eines der beiden schwach gebundenen Atome ionisiert und in einen angeregten Zustand versetzt. Wenn das angeregte Ion in seinen Grundzustand zerfällt, kann es ein virtuelles Photon aussenden, welches von dem zweiten Atom absorbiert wird. Dadurch kann in diesem Atom ein weiteres Elektron aus seinem gebundenen Zustand gelöst werden. Die beiden Ionen fliegen anschließend in einer Coulomb Explosion auseinander (s. Abb. 1).



+

**Abbildung 1:** Schematische Darstellung des ICD Prozesses.

Dieser Prozess wurde erstmals 1997 von Cederbaum et al. theoretisch vorhergesagt [1] und 2004 von Jahnke et al. in Neon Dimeren gemessen [2]. In der Folgezeit wurde er noch in weiteren Dimeren nachgewiesen, unter anderem auch in Dimeren aus Molekülen wie zum Beispiel dem Wassermolekül [3].

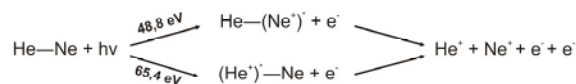
Die Besonderheit bei einem heterogenen Dimer wie HeNe ist, dass es einen Unterschied macht, welches der beiden Atome man zuerst ionisiert. Die beiden Fälle unterscheiden sich vor allem durch ihre Schwellenenergien. Für den Fall, dass Helium zuerst ionisiert wird, muss man das übrigbleibende Elektron in einen angeregten Zustand versetzen, damit ICD stattfinden kann. Die Energie, welche für Ionisation und gleichzeitige Anregung mindestens benötigt wird, beträgt 65,4 eV. Wenn man zunächst das Neon Atom ionisiert, beträgt die Schwellenenergie für ICD 48,4 eV. Das ist die Energie, welche vonnöten ist, um eine 2s-Vakanz zu erzeugen.

### Experiment

Das Experiment wurde mittels Synchrotronstrahlung am Elektronenspeicherring BESSY II in Berlin durchgeführt.

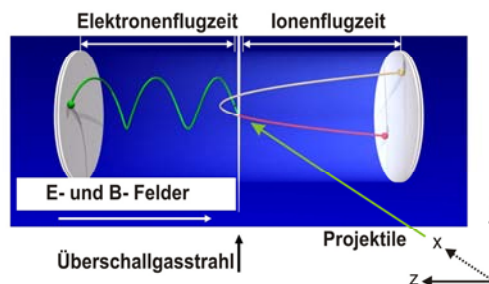
Es wurden zwei Messungen bei verschiedenen Photonenenergien vorgenommen. Einmal bei 55,5 eV,

also unterhalb der Schwellenenergie für die L-Schalen-Anregung des Heliums, und einmal oberhalb dieser bei 72 eV.



**Abbildung 2:** Reaktionsgleichungen der im HeNe möglichen ICD Prozesse mit zugehörigen Schwellenenergien.

Mit der verwendeten COLTRIMS Messtechnik konnten alle vier Reaktionsteilchen koizident gemessen werden. Die Elektronen und Ionen werden hier mittels eines elektrischen und eines magnetischen Feldes auf zwei ortsauflösende Delayline Detektoren gelenkt. Durch Messung der Auftrefforte und der Flugzeiten ist es möglich die dreidimensionalen Impulsvektoren der Teilchen nach der Reaktion zu berechnen [4].



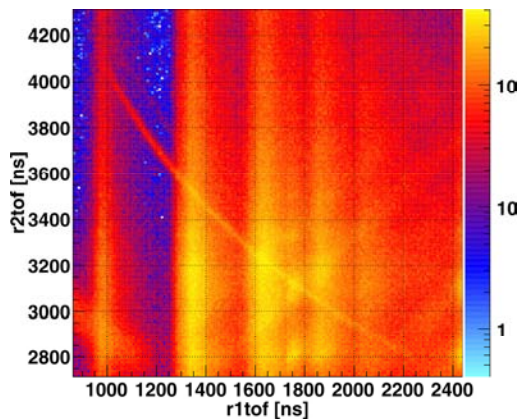
**Abbildung 3:** Funktionsprinzip eines COLTRIMS-Reaktionsmikroskops.

### Ergebnisse

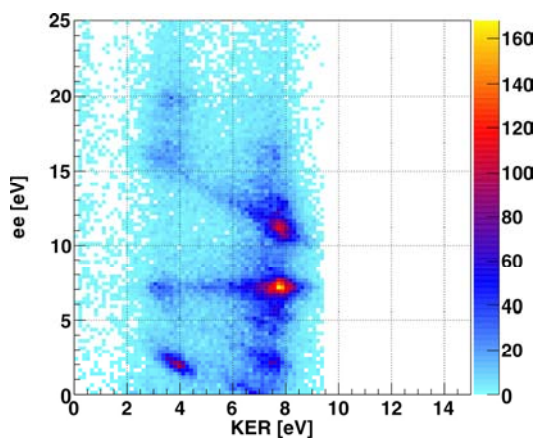
In Abbildung 4 ist die Flugzeit des ersten Ions gegen die Flugzeit des zweiten aufgetragen. Aufgrund der Coulomb Explosion entsteht hier eine Linie.

In Abbildung 5 und 6 ist für beide Messungen jeweils der Kinetic Energy Release der Ionen gegen die Elektronenenergie aufgetragen. Da bei ICD gilt, dass die Summe aus KER und Energie der ICD-Elektronen konstant sein muss, liegen die ICD-Elektronen auf einer absteigenden Diagonale. Die Photoelektronen, deren Energie nur von der Photonenenergie abhängt ( $E_\gamma = h\nu - E_B$ ), liegen auf horizontalen Linien.

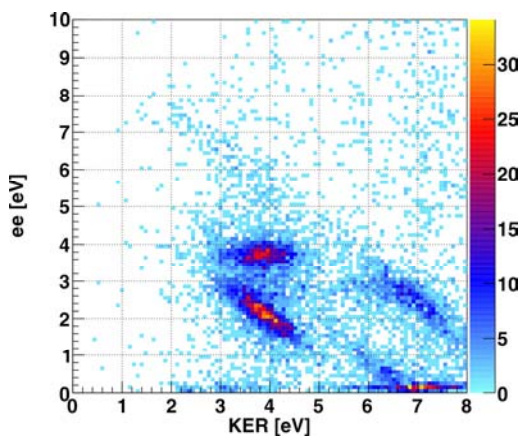
In Abbildung 5 sieht man, dass der Prozess, bei welchem Helium zuerst ionisiert wird und dessen Photoelektron für 72 eV Photonenenergie bei ca. 7 eV liegt, der Hauptzerfallskanal ist.



**Abbildung 4:** Die Flugzeit des ersten Ions aufgetragen gegen die Flugzeit des zweiten Ions.



**Abbildung 5:** Der KER aufgetragen gegen die Elektronenenergie für die Messung bei 72 eV.

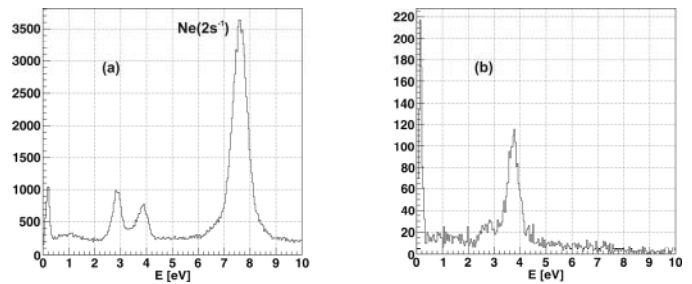


**Abbildung 6:** Der KER aufgetragen gegen die Elektronenenergie für die Messung bei 55,5 eV.

In Abbildung 6 ist dieser Zerfall nicht mehr zu sehen, sondern nur noch solche, bei denen Neon photoionisiert wird. Man sieht, dass es mehrere Zerfallskanäle gibt.

Für eine 2s-Ionisation würden wir bei 55,5 eV Photonenenergie ein Photoelektron mit ebenfalls ca. 7 eV erwarten. Wie man sieht, fehlt dieses aber vollständig. Dieser Zustand trägt also nicht zu ICD bei. In Abbildung 7 ist dies noch mal verdeutlicht. Hier

wird das Photoelektronenspektrum des Neon Atoms mit dem des HeNe Dimers nach ICD verglichen.



**Abbildung 7** Die Energie der Photoelektronen für (a) das Ne Atom und (b) das HeNe Dimer nach ICD.

### Zusammenfassung

In diesem Experiment konnte ICD in HeNe nach Photoionisation eindeutig nachgewiesen werden. Hauptzerfallskanal ist, falls energetisch erlaubt, der Prozess, bei welchem das Helium Atom zunächst ionisiert wird. Bei dem Prozess, bei welchem Neon zuerst ionisiert wird, ist auffällig, dass der Hauptionisationskanal des Neons unterdrückt ist und nur noch Satellitenlinien im Photoelektronenspektrum des Dimers auftauchen.

### Literatur

[1] Cederbaum, L. S., Zobeley, J. & Tarantelli, F. Giant intermolecular decay and fragmentation of clusters. *Phys. Rev. Lett.* 79, 47784781 (1997).

[2] Jahnke, T. et al. Experimental observation of interatomic coulombic decay in neon dimers. *Phys. Rev. Lett.* 93, 163401 (2004).

[3] Jahnke T., et al., Ultrafast Energy Transfer between Water Molecules, *Nature Physics* (2010)

[4] Dörner R. et al., Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A 'Momentum Microscope' To View Atomic Collision Dynamics, *Physics Reports* 330 95-192 (2000)

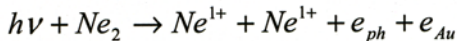
## Interatomare Relaxationsprozesse im Anschluss an die $1s$ Photoionisation von $\text{Ne}_2$

K. Kreidi, T. Jahnke, Th. Weber, T. Havermeier, R. E. Grisenti, X. Liu, Y. Morisita, S. Schössler, L. Ph. H. Schmidt, M. Schöffler, M. Odenweller, N. Neumann, L. Foucar, J. Titze, B. Ulrich, F. Sturm, C. Stuck, R. Wallauer, S. Voss, I. Lauter, H. K. Kim, M. Rudloff, H. Fukuzawa, G. Prümper, N. Saito, K. Ueda, A. Czasch, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, S. K. Semenov, N. A. Cherepkov and R. Dörner

Mit Hilfe der COLTRIMS-Technik wurde im März 2007 die  $1s$  Photoionisation von Neondimeren mit einer Photonenenergie 10 eV über der  $1s$  Schwelle von Neon durchgeführt. Die Messung wurde am IKF vorbereitet und an der Beamline UE56/1 SGM am BESSY durchgeführt. Das hauptsächliche Ziel dieses Experimentes war die Untersuchung der Lokalisierung oder Delokalisierung der Vakanzen in  $\text{Ne}_2$ . Anhand der Elektronenwinkelverteilungen wurde dabei sowohl für die  $1s$  Vakanzen als auch für die in den ICD Prozessen entstehenden Vakanzen der Valenzschale die Lokalisierung dieser gezeigt [1].

Im Rahmen dieser Untersuchung konnten außerdem alle im Anschluss an die Photoionisation stattfindenden Relaxationsmechanismen identifiziert werden [2], wobei die Mechanismen der Hauptzerfallskanäle nun hier vorgestellt werden sollen.

Die verschiedenen intra- und interatomaren Relaxationsprozesse des Neondimers führen dabei zu einer Emission von zwei oder drei Elektronen. Anschließend stehen sich die Neonionen positiv geladen gegenüber, sodass das Dimer mit einer Wahrscheinlichkeit von 3:1 in einer ladungssymmetrischen ( $\text{Ne}^{1+} + \text{Ne}^{1+}$ ) oder -asymmetrischen ( $\text{Ne}^{2+} + \text{Ne}^{1+}$ ) Coulomb-Explosion unter  $180^\circ$  fragmentiert:



Die Identifizierung der verschiedenen Zerfälle geschieht dabei über die kinetische Energie der in der Reaktion entstehenden Elektronen und Ionen. Dabei können mit Hilfe der koinzidenten Messung der Teilchen die Fragmente eines Ereignisses einander zugeordnet werden. In Abb. 1 ist somit für beide Ladungsaufbrüche die kinetische Energie der Elektronen ( $E_e$ ) in Abhängigkeit der kinetischen Energie der Ionen (KER) dargestellt, wobei der KER den internuklearen Abstand  $R$  des Dimers zum Zeitpunkt der Coulomb-Explosion wiedergibt. In atomaren Einheiten gilt dabei für zwei einfach geladene Ionen:  $\text{KER} = 1/R$ . Die Kanäle A) bis F), welche verschiedene Bereiche des KER abdecken, zerfallen demnach bei unterschiedlichen mittleren internuklearen Abständen  $R$ . Die insgesamt mit einer Rate von etwa 10 % auftretenden und damit weitaus schwächeren Kanäle ( $\alpha_n$ ) bis ( $\delta_n$ ), welche entweder durch die Population

von Satellitenzuständen der Form  $\text{Ne}^{1+*} / \text{Ne}^{1+}$  oder durch Doppel-Augerzerfälle entstehen, sind ebenfalls in Abb. 1 zu erkennen. Auf diese kann hier jedoch nicht näher

eingegangen werden. Die in den Zerfällen emittierten hochenergetischen Augerelektronen ( $\sim 800$  eV) bzw., im Fall von Kanal A) die hochenergetischen  $2s$  Photoelektronen, wurden lediglich mit einem Raumwinkel von  $\pm 3^\circ$  gemessen und sind in Abb. 1 nicht dargestellt.

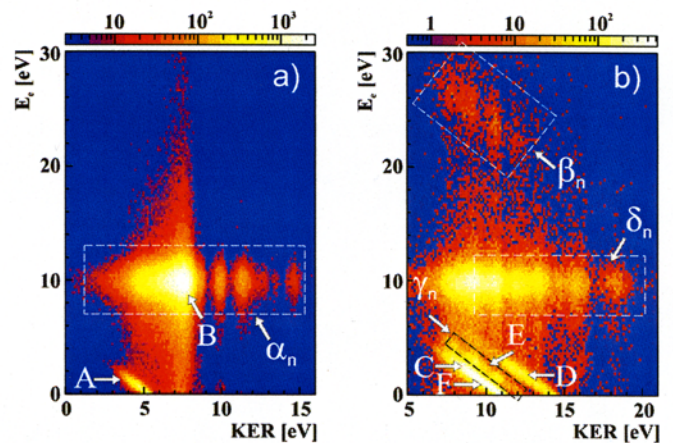
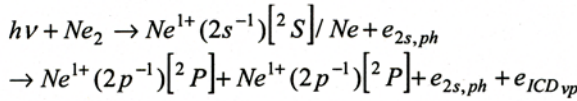


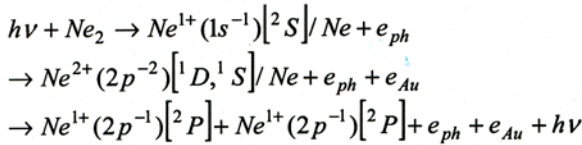
Abb.1: Darstellung der kinetischen Energie der Elektronen  $E_e$  in Abhängigkeit der kinetischen Energie der Ionen (KER) für a) den symmetrischen Ladungsaufbruch  $\text{Ne}^{1+} + \text{Ne}^{1+}$  und für b) den asymmetrischen Ladungsaufbruch  $\text{Ne}^{2+} + \text{Ne}^{1+}$ . A) bis F) repräsentieren die Hauptzerfallskanäle,  $\alpha_n$  bis  $\delta_n$  die insgesamt mit einer Rate von etwa 10 % auftretenden schwächeren Zerfallskanäle.

Kanal A) resultiert aus der  $2s$  Photoionisation des Neondimers, welche mit einer Wahrscheinlichkeit von 3 % trotz einer Photonenenergie 10 eV über der  $1s$  Schwelle von Neon auftritt. Im Anschluss an die  $2s$  Photoionisation relaxiert das Neondimer dann durch einen Interatomic Coulombic Decay (ICD). Dieser Relaxationsmechanismus wurde 1997 als ein in Clustern dominanter Prozess von Cederbaum *et al.* vorausgesagt [3] und 2004 in einer koinzidenten Messung eindeutig am Beispiel des Neondimers von Jahnke *et al.* nachgewiesen [4]. Bei diesem schnellen ( $\sim 100$  fs) Relaxationsprozess füllt ein Elektron der  $2p$  Schale des ionisierten Neonatoms (Atom 1) die  $2s$  Schale auf. Da die Anregungsenergie nun nicht ausreicht, um ein weiteres Elektron aus Atom 1 zu emittieren, wird die Energie durch ein virtuelles Photon zu dem neutralen Nachbaratom des Neondimers (Atom 2) transferiert, und aus Atom 2 wird ein  $2p$  Elektron, das ICD Elektron, emittiert. Die Reaktionsgleichung ist somit:



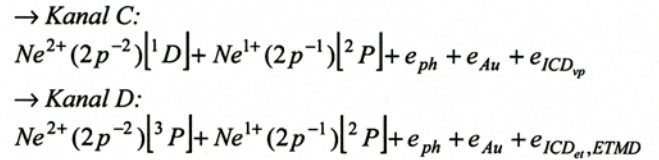
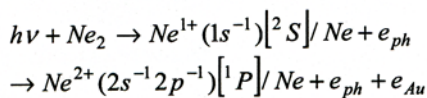
Da die Summe der kinetischen Energie des ICD Elektrons und des KER immer eine Konstante ist, lässt sich der ICD Prozess in Abb. 1a) anhand der Diagonalen der Steigung  $-45^\circ$  erkennen.

90 % des symmetrischen Ladungsaufbruchs resultieren aus einem Radiative Charge Transfer (RCT). Bei diesem findet im Anschluss an die  $1s$  Photoionisation und einen  $KL_{2,3}L_{2,3}$ -Augerzerfall ein Ladungstransfer unter Aussendung eines Photons statt:

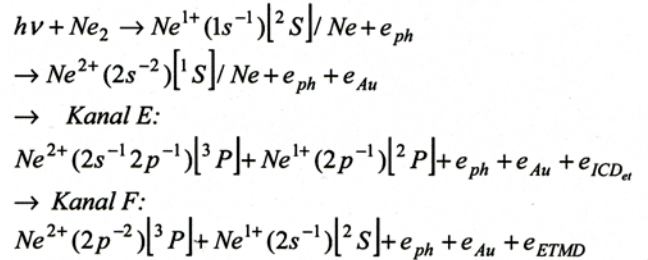


Die Zwischenzustände  $Ne^{2+}(2p^{-2})[{}^1D]/Ne$  und  $Ne^{2+}(2p^{-2})[{}^1S]/Ne$  können dabei energetisch nicht voneinander getrennt werden, da die Auflösung im hochenergetischen Bereich des Augerelektrons nicht ausreicht. Hier kann lediglich festgehalten werden, dass die Populationswahrscheinlichkeiten der beiden Zustände in einem Augerzerfall ein Verhältnis von 7:1 aufweisen [5] und somit der Zwischenzustand  $Ne^{2+}(2p^{-2})[{}^1D]/Ne$  der bevorzugte ist. Die Dauer dieses intermolekularen, strahlenden Zerfalls beträgt etwa 100 ps. In dieser Zeit schrumpft der internukleare Abstand des Neondimers um etwa  $1 \text{ \AA}$  gegenüber dem Gleichgewichtsstand  $R_0$  des Grundzustands von  $3.1 \text{ \AA}$ , bevor der RCT stattfindet. Dies spiegelt sich in dem großen KER von etwa 7 eV wider, welcher gerade einem R von etwa  $2 \text{ \AA}$  entspricht. An dieser Stelle ist in Abb. 1a) das  $1s$  Photoelektron mit einer Energie von 10 eV zu finden.

Die 4 Reaktionskanäle C) bis F) repräsentieren insgesamt etwa 90 % des asymmetrischen Ladungsaufbruchs. In diesen Kanälen findet ein ICD oder ein Electron Transfer Mediated Decay (ETMD) statt, wobei die verschiedenen Anteile des ICD, der ICD durch Austausch eines virtuellen Photons ( $ICD_{vp}$ ) und der ICD durch Elektronentransfer ( $ICD_{et}$ ), in den experimentellen Daten unterschieden werden können. Entgegen dem für Kanal A) beschriebenen  $ICD_{vp}$  wird bei einem  $ICD_{et}$  bzw. bei einem ETMD die  $2s$  Vakanze durch ein Elektron des neutralen Nachbaratoms aufgefüllt und daraufhin ein weiteres Elektron des aufgefüllten ( $ICD_{et}$ ) bzw. des auffüllenden (ETMD) Neonatoms emittiert. Die Reaktionsgleichungen von Kanal C) und D) im Anschluss an einen  $KL_1L_{2,3}$ -Augerzerfall sind dabei:



Die Reaktionsgleichungen von Kanal E) und F) im Anschluss an einen  $KL_1L_1$ -Augerzerfall sind:



In Abb. 1b) ist für alle Kanäle C) bis F) im Bereich von  $E_e = 10 \text{ eV}$  das  $1s$  Photoelektron zu sehen. Im Bereich kleinerer Elektronenenergien ist dann jeweils eine Diagonale zu erkennen, welche den ICD bzw. ETMD Prozess indiziert. Anhand der verschiedenen KER-Bereiche, welche durch die ICD Diagonalen abgedeckt werden, wird deutlich, dass die verschiedenen Anteile des ICD und des ETMD bei verschiedenen internuklearen Abständen des Neondimers stattfinden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass für einen  $ICD_{et}$  und einen ETMD ein Überlapp der am Zerfall beteiligten Orbitale notwendig ist. Die Wahrscheinlichkeit für diese Prozesse fällt also exponentiell mit R ab und stirbt somit für große R aus. Dagegen weist die Wahrscheinlichkeit des auf der Dipol-Dipol-Wechselwirkung basierenden  $ICD_{vp}$  eine  $1/R^6$ -Abhängigkeit auf, sodass dieser Anteil auch für große R überlebt. So ist Kanal C, in welchem ein  $ICD_{vp}$  stattfindet, bei einem mittleren KER von 9.5 eV entsprechend einem R von

$3.1 \text{ \AA}$  zu erkennen. Dieser Zerfall findet somit im Bereich von  $R_0$  des Grundzustands von  $Ne_2$  statt. Dagegen beträgt der mittlere KER von Kanal D) und E), in welchen ein  $ICD_{et}$  bzw. ein ETMD stattfindet, 12. eV bzw. 11 eV entsprechend einem R von  $2.3 \text{ \AA}$  und  $2.6 \text{ \AA}$ . In diesen beiden Fällen schrumpft also das Dimer entlang der Potentialkurve des Zwischenzustands  $Ne^{2+}/Ne$  zu kleineren internuklearen Abständen, bevor es in einem  $ICD_{et}$  oder einem ETMD zerfallen kann. Die Inselstruktur entlang der ICD Diagonalen von Kanal E) ist Kanal  $\gamma_n$  zuzuordnen, welcher aus dem Zerfall der Satellitenzustände  $Ne^{1+*}/Ne^{1+}$  resultiert. Der auch in [5] vorausgesagte Kanal F) kann in den experimentellen Daten energetisch nicht von dem weitaus dominanteren Kanal C) getrennt werden.

Mit Hilfe der in [5] vorausgesagten Wahrscheinlichkeiten der in den verschiedenen Augerprozessen populierte Zwischenzustände konnten für die einzelnen Kanäle B) bis F) folgende Raten für die im Anschluss an die  $1s$  Photoionisation stattfindenden Relaxationsmechanismen abgeschätzt werden: Kanal B): 67.5 %, Kanal C): 13.5 %, Kanal D): 4.5 %, Kanal E): 3.5 % und F): 2.5 %.

Zusätzlich wurden die Energieverteilungen der ICD-Elektronen, welche in den verschiedenen Kanälen A), C), D) und E) emittiert wurden, untersucht. Diese sind in Abb. 2 dargestellt. Dabei weist die Energieverteilung aus Kanal A) sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten von Jahnke *et al.* [4] auf, welche theoretisch durch eine

Zerfallsbreite von 1.5 meV bei  $R = 3.2 \text{ \AA}$  sehr gut widergegeben werden [6]. Eine theoretische Vorhersage für die Energieverteilung der ICD-Elektronen aus Kanal C) ist in Abb. 3) dargestellt. Mit einer in der Theorie angenommenen

Zerfallsbreite von 8.2 meV bei  $R = 3.2 \text{ \AA}$  entspricht diese sehr gut den experimentellen Daten [7]. Die leichten Abweichungen sind zum größten Teil auf die ETMD-Elektronen aus Kanal F), welche Kanal C) mit einer Rate von etwa 16 % überlagern, zurückzuführen. Es ist also davon auszugehen, dass die Zerfallszeit für Kanal C) etwa 5 mal kürzer ist als die Zerfallszeit für Kanal A), wobei dieser Unterschied weniger aus unterschiedlichen elektronischen Zerfallsraten als aus den verschiedenen Kernwellenfunktionen der jeweils in A) und C) populierte Anfangs- und Endzuständen resultiert.

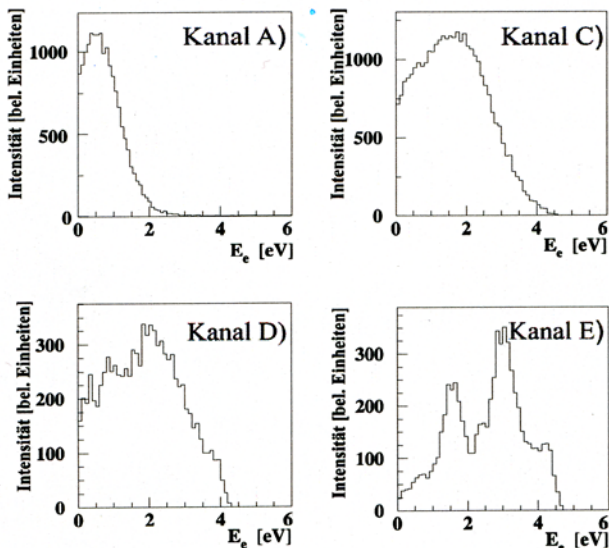


Abb.2: Kinetische Energie der ICD Elektronen aus Kanal A), C), D) und E). Die Verteilung aus Kanal C) wird mit einem Anteil von etwa 16 % durch Kanal F) überlagert. Die Struktur in der Verteilung aus Kanal E) resultiert aus der Überlagerung durch Kanal  $\gamma_n$ .

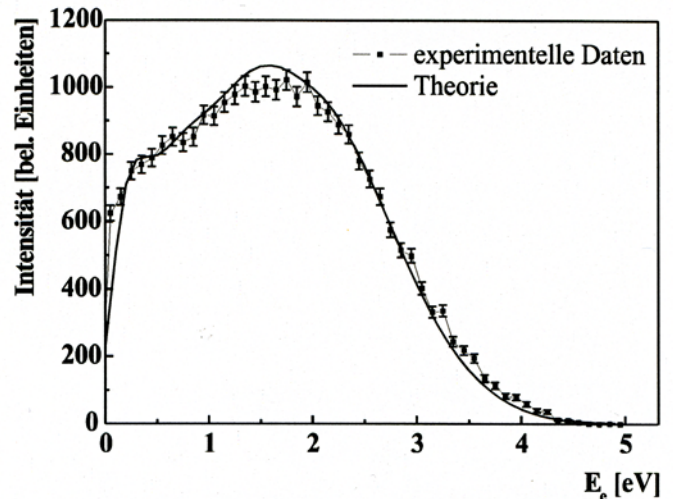


Abb.3: Vergleich der experimentell gemessenen Energieverteilung der ICD-Elektronen aus Kanal C) mit der Theorie, welche auf einer angenommenen Zerfallsbreite von 8.2 meV bei  $R = 3.2 \text{ \AA}$  basiert.

- [1] Kreidi *et al.* J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. (2008) 41, 101002.
- [2] Kreidi *et al.* Phys. Rev. A (2008) 78, 043422.
- [3] Cederbaum *et al.*, Phys. Rev. Lett. (1997) 79, 4778.
- [4] Jahnke *et al.* Phys. Rev. Lett. (2004) 93, 163401.
- [5] S. D. Stoychev *et al.*, J. Chem. Phys. (2008) 129, 074307.
- [6] Scheit *et al.*, J. Chem. Phys. (2004) 121, 8393.
- [7] Demekhin *et al.*, Phys. Rev. A (2008) 78, 043421.

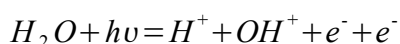
## Photoionisation von H<sub>2</sub>O-Molekülen

H.Sann<sup>1</sup>, T. Jahnke<sup>1</sup>, T. Havermeier<sup>1</sup>, K. Kreidi<sup>1</sup>, C. Stuck<sup>1</sup>, M. Meckel<sup>1</sup>, M. Schöffler<sup>2</sup>,  
N. Neumann<sup>1</sup>, R. Wallauer<sup>1</sup>, S. Voss<sup>1</sup>, A. Czasch<sup>1</sup>, H. Schmidt-Böcking<sup>1</sup> and R. Dörner<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe-Universität, Max-von-Laue-Str. 1, 60438 Frankfurt

<sup>2</sup>Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley CA 94720

Das Ziel unserer Messungen war es, H<sub>2</sub>O-Moleküle zweifach zu photoionisieren. Der hauptsächliche Reaktionskanal ist dann der Aufbruch in H<sup>+</sup> und OH<sup>+</sup>, dieser sollte gemessen werden. Die genaue Reaktionsgleichung für diesen Aufbruch lautet:



Das Double Ionization Potential (DIP) von H<sub>2</sub>O liegt bei 41,25 eV, daher wurde das Experiment mittels Synchrotronstrahlung mit einer Photonenenergie von 43 eV, also knapp oberhalb des DIP, am Elektronenbeschleuniger BESSY II in Berlin durchgeführt.

Als Target wurde ein Überschallgasjet aus verdampften Wasser verwendet [1].

Zur Detektion aller vier bei der Reaktion entstehenden geladenen Teilchen in Koinzidenz, wurde ein COLTRIMS-Reaktionsmikroskop verwendet [2]. Um beide Elektronen messen zu können, wurde als Elektronendetektor ein dreilagiger Delay-Line-Detektor verwendet, welcher auch kurz aufeinander folgende Teilchen detektieren kann [3].

Man kann die Flugzeiten der beiden koinzident gemessenen Ionen im so genannten PIPICO (Photoion-Photoion-Coincidence)-Spektrum gegeneinander auftragen. Die beiden Ionen fliegen aufgrund ihrer gleichartigen Ladung in einer Coulomb-Explosion auseinander. Im PIPICO-Spektrum kann man sie als Linie erkennen (Abb. 1).

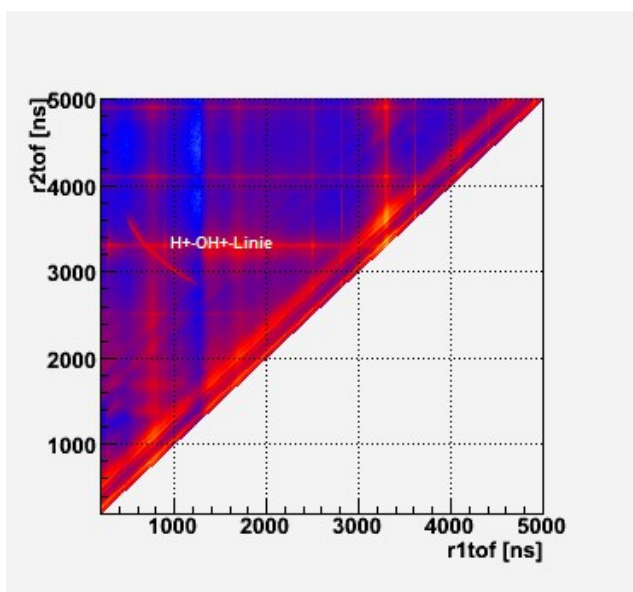


Abbildung 1: PIPICO-Spektrum mit H<sup>+</sup>-OH<sup>+</sup>-Linie

Die Analyse der Messdaten ist zum momentanen Zeitpunkt noch nicht abgeschlossen. Wir können aber bereits sagen, dass wir es mit zwei verschiedenen Zerfallsprozessen zu tun haben.

Diese beiden Prozesse kann man gut voneinander trennen, wenn man den Kinetic Energy Release (KER) gegen die Gesamtenergie aufträgt (Abb. 2).

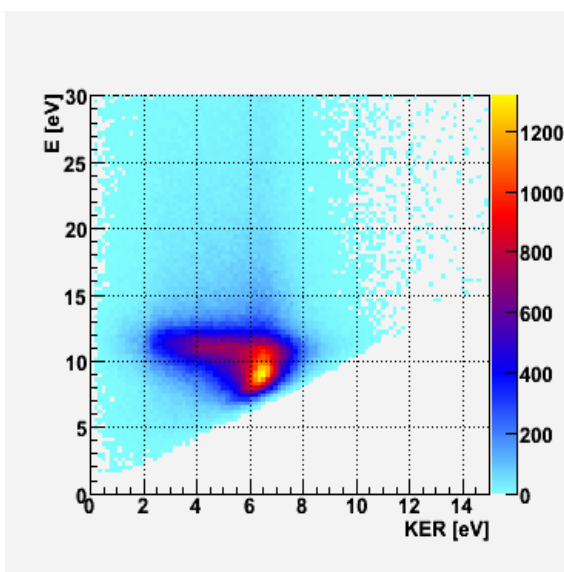


Abbildung 2: KER aufgetragen gegen die Gesamtenergie

Man sieht dort im Bereich von 7,5 – 10 eV Gesamtenergie einen Peak mit einem KER von ca. 6 – 8 eV und im Bereich von 10 – 12 eV Gesamtenergie ein breiteres Maximum, welches sich über einen KER von ca. 2 – 8 eV erstreckt.

Wenn man sich nun die Elektronenenergie, aufgetragen gegen den KER, für diese beiden Bereiche getrennt anschaut (Abb. 3 und 5) und zusätzlich die Energien der beiden koinzidenten Elektronen gegeneinander aufträgt (Abb. 4 und 6), sieht man, dass es sich bei dem ersten Prozess wohl um direkte Doppelionisation handelt, bei dem die Energie kontinuierlich auf beide Elektronen verteilt ist.

Bei dem zweiten Prozess scheint es sich um einen Two-Step-Prozess zu handeln, bei dem zuerst ein Photoelektron mit sehr niedriger Energie ausgelöst wird und dann über einen Auger-Zerfall ein zweites Elektron. Dabei ist die Energie des Photoelektrons abhängig vom KER, während die Energie des Auger-Elektrons konstant bleibt.

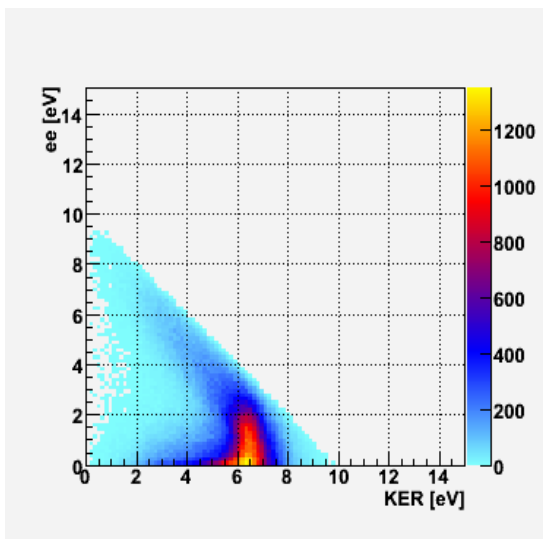


Abbildung 3: KER gegen Elektronenenergie für den Bereich von 7,5 bis 10 eV Gesamtenergie

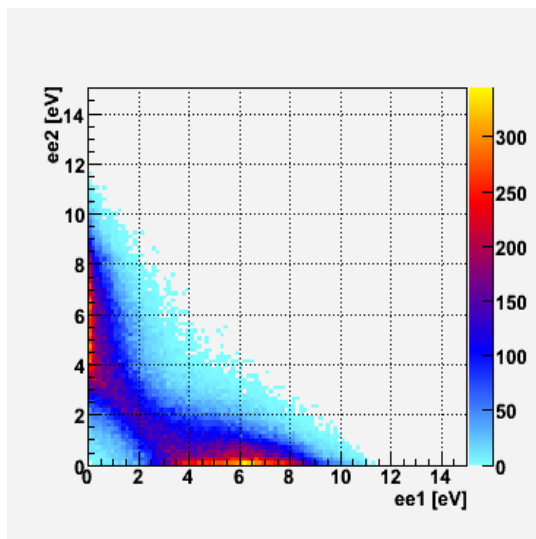


Abbildung 6: Die Energien des ersten und zweiten Elektrons gegeneinander aufgetragen für den Bereich von 10 bis 12 eV Gesamtenergie

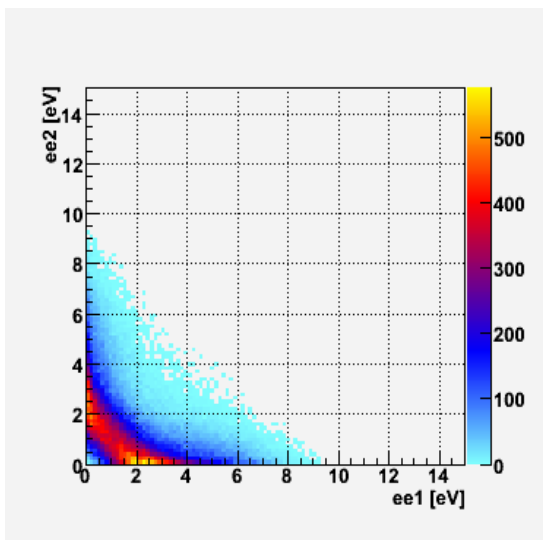


Abbildung 4: Die Energien des ersten und zweiten Elektrons gegeneinander aufgetragen für den Bereich von 7,5 bis 10 eV Gesamtenergie

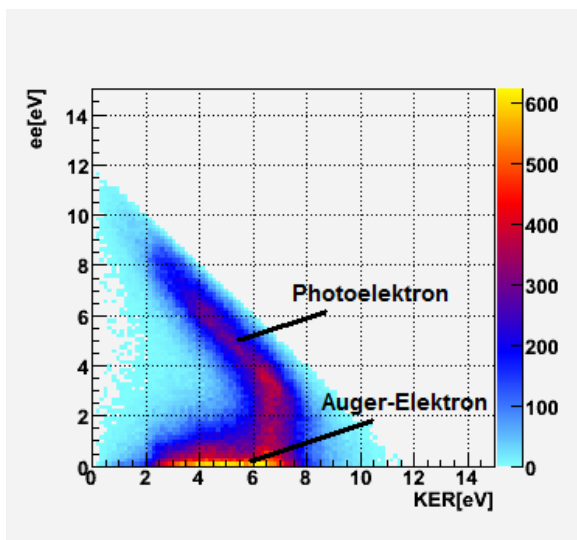


Abbildung 5: KER gegen Elektronenenergie für den Bereich von 10 bis 12 eV Gesamtenergie

Bei den vorhergegangenen Abbildungen ist zu beachten, dass es uns bis jetzt noch nicht gelungen ist, die beiden Bereiche für direkte Doppelionisation und Auger-Zerfall vollständig voneinander zu separieren und man daher immer noch Reste des anderen Zerfallskanal in den Spektren sieht.

**Referenzen:**

- [1] T.Jahnke, Interatomic Coulombic Decay, Dissertation, Goethe-Universität Frankfurt am Main (2005)
- [2] R. Dörner et al., Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A 'Momentum Microscope' To View Atomic Collision Dynamics, Physics Reports 330 95-192 (2000)
- [3] O. Jagutzki et al., Multiple Hit Readout of a Microchannel Plate Detector With a Three-Layer Delay-Line Anode, IEEE Transact. on Nucl. Science, 49(2002) 247

# Photoelektron- und Augerelektron-Winkelverteilungen in raumfesten CO<sub>2</sub>-Molekülen

F.P. Sturm<sup>1,2</sup>, M. Schöffler<sup>1,2</sup>, S. Lee<sup>2</sup>, T. Osipov<sup>2</sup>, N. Neumann<sup>1</sup>, H.-K. Kim<sup>1</sup>, S. Kirschner<sup>1</sup>, B. Rudek<sup>1</sup>, J.B. Williams<sup>3</sup>, J.D. Daughhete<sup>3</sup>, C.L. Cocke<sup>4</sup>, K. Ueda<sup>5</sup>, A.L. Landers<sup>3</sup>, Th. Weber<sup>2</sup>, M.H. Prior<sup>2</sup>, A. Belkacem<sup>2</sup> und R. Dörner<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt, Max-von-Laue Str. 1, D-60438 Frankfurt, Germany

<sup>2</sup>Chemical Sciences Division, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720, USA

<sup>3</sup>Department of Physics, Auburn University, Auburn, Alabama 36849, USA

<sup>4</sup>Department of Physics, Kansas State University, Cardwell Hall, Manhattan, Kansas 66506, USA

<sup>5</sup>Institute of Multidisciplinary Research for Advanced Materials, Tohoku University, Sendai 980-8577, Japan

In einem Experiment am LBNL in Berkeley (CA) wurde eine vormalig beobachtete [1] überraschende Asymmetrie in der Winkelverteilung von Photoelektronen untersucht und deren Ursache ermittelt werden. Hierbei wurden CO<sub>2</sub>-Moleküle mit linear polarisierten Photonen ionisiert und die Fragmente gemessen (siehe Bericht 2008 und [2]).

Im Vibrations-Grundzustand ist CO<sub>2</sub> ein lineares Molekül in welchem sich das Kohlenstoffatom im Zentrum befindet und die Sauerstoffatome dazu in gleichem Abstand angeordnet sind. Gleichsam weist das Orbital der beiden Elektronen in der K-Schale des Kohlenstoffs radiale Symmetrie zum Zentrum des Moleküls auf. Es war daher äußerst überraschend, dass die Winkelverteilung der Photoelektronen die aus diesem Orbital emittiert wurden, je nach Energie, eine erhöhte Emissionswahrscheinlichkeit in Richtung eines der beiden Ionen (CO<sup>+</sup> und O<sup>+</sup>) zeigte. Drei Prozesse wurden als mögliche Ursachen hierfür diskutiert:

Der hochangeregte Zustand des einfach ionisierten CO<sub>2</sub><sup>+</sup>-Ions zerfällt unter Emission eines weiteren Elektrons (sog. Augerelektron). In der Vergangenheit wurde eine Wechselwirkung mit dem vorher emittierten Photoelektron festgestellt (Post-Collision-Interaction (PCI) [2]). Daher wurde spekuliert, ob dieser Prozess die ursprünglich symmetrische Photoelektronenemission verändert. Eine weitere mögliche Ursache stellt eine Korrelation von Photo- und Augerelektron im Anfangszustand dar, wie sie in einem Experiment mit N<sub>2</sub>-Molekülen [3] festgestellt wurde. Hierbei zeigten sich unterschiedliche Photoelektronen-Winkelverteilungen, abhängig von der Richtung der Augerelektronenemission.

Als letzte Möglichkeit wurde angenommen, dass die Photoelektronen tatsächlich nur im Mittel ein symmetrisches molekulares Potential erfahren, dagegen die lineare Vibration der CO<sub>2</sub>-Moleküle temporär für unterschiedliche Abstände des Kohlenstoffs zu den Sauerstoffatomen und damit für ein asymmetrisches Potential sorgt.

Mit Hilfe der COLTRIMS Technik wurden Photoelektronen, sowie die ionischen Fragmente auf Detektoren gemessen und deren Anfangsimpulse errechnet. Die Impulse der Augerelektronen konnten aus ihrem Rückstoß auf den Schwerpunkt der Fragmente bestimmt werden.

Mithilfe dieser Daten und einer besonders hohen Auflösung der Photoelektronen konnten die ersten beiden Hypothesen als Ursachen für die beobachtete Asymmetrie ausgeschlossen werden. Die Augerelektronen zeigten keine auffällige Abhängigkeit mit den Photoelektronen. Der PCI-Effekt wurde beobachtet, konnte dagegen nicht der Verursacher der Asymmetrie sein, da auch bei einem Winkel von 90°

zwischen Photo- und Augerelektronenemission, bei dem kein PCI stattfindet, die Asymmetrie beobachtet wurde. Dagegen zeigten die Daten übereinstimmend mit numerischen Berechnungen [4] eine Abhängigkeit der Asymmetrie von der Aufbruchenergie der Ionen (KER), was als deutliches Zeichen für eine Abstandsabhängigkeit des Effekts gedeutet werden kann.

Daher kann davon ausgegangen werden, dass Photoelektronen ein durch molekulare Vibration verändertes asymmetrisches Potential erfahren. Diese molekulare Asymmetrie wird durch den schnellen Zerfall des CO<sub>2</sub><sup>+</sup>-Ions in den Photoelektronen-Winkelverteilungen abgebildet.

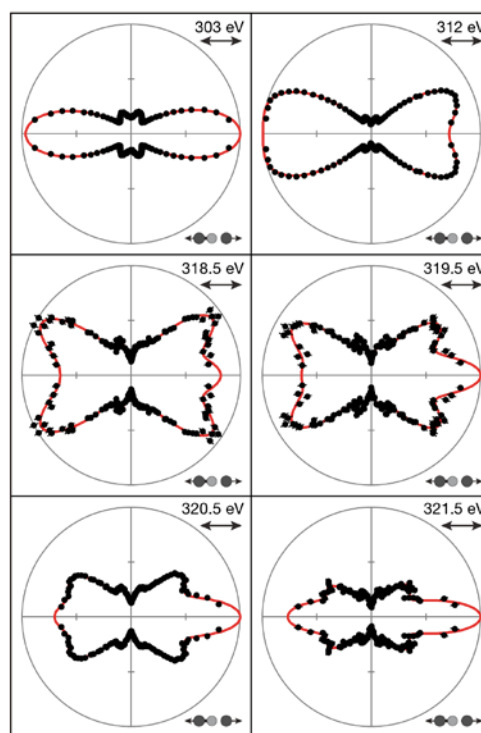


Bild: Photoelektronen-Winkelverteilungen bei verschiedenen Energien und horizontaler Anordnung der Molekülachse, sowie der Polarisationsrichtung. Die Emissionswahrscheinlichkeiten sind zumeist asymmetrisch entlang der Molekülachse und variieren mit der Photonenenergie.

## Referenzen:

- [1] Liu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 083001 (2008)
- [2] Sturm *et al.*, Phys. Rev. A **80**, 032506 (2009)
- [3] Landers *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 223001 (2009)
- [4] Schöffler *et al.*, Science **320**, 920 (2008)
- [5] Miyabe *et al.*, Phys. Rev. A **79**, 053401 (2009)



## Vektorkorrelation von Auger- und Photoelektron nach Ionisation von CO<sub>2</sub>

Felix Sturm<sup>1</sup>, Sophie Kirschner<sup>1</sup>, Markus Schöffler<sup>2</sup>, Till Jahnke<sup>1</sup>, Sun Lee<sup>2</sup>,  
 Nadine Neumann<sup>1</sup>, Hong-Keun Kim<sup>1</sup>, Benedikt Rudek<sup>1</sup>, Timur Osipov<sup>2</sup>,  
 Joshua Williams<sup>3</sup>, Jacob Daughhete<sup>3</sup>, Lew Cocke<sup>4</sup>, Allen Landers<sup>3</sup>,  
 Ali Belkacem<sup>2</sup>, Thorsten Weber<sup>2</sup>, Reinhard Dörner<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe Universität Frankfurt, Max-von-Laue Str. 1, D-60438 Frankfurt, Deutschland

<sup>2</sup>Lawrence Berkeley National Laboratory, USA, Berkeley, CA 94720, USA

<sup>3</sup>Department of Physics, Auburn University, USA, Auburn, AL 36849, USA

<sup>4</sup>Department of Physics, Kansas State University, Cardwell Hall, Manhattan, KS 66506 USA

Mit einem Experiment am ALS Synchrotron in Berkeley, CA, wurden Photoelektron und Augerelektron Winkelverteilungen von raumfesten CO<sub>2</sub> Molekülen ermittelt. Es wurden Messungen bei verschiedenen Photonenenergien oberhalb der K-Schalen Schwelle des Kohlenstoffs, sowie der des Sauerstoffs durchgeführt. Das Experiment war motiviert durch Messungen zur Lokalität, Verschränkung und Interferenz an N<sub>2</sub> [1] und CO [2], sowie CO<sub>2</sub> [3]

Mittels der COLTRIMS Technik wurden die Impulsvektoren des Photoelektrons und der CO<sup>+</sup>- und O<sup>+</sup>- Fragmente in Koinzidenz gemessen. Eine Besonderheit war hierbei die Bestimmung des Impulsvektors des Augerelektrons aus dessen Impulsübertrag auf die Ionen.

### Ergebnisse

#### C1s Photoionisation

Es wurde mit linear polarisiertem Licht bei Energien von 303eV, 312eV, 318.5, 319.5, 320.5, 321.5 und 322.5, sowie mit zirkularer Polarisation bei 312eV gemessen.

Dabei konnte die von Liu *et al.* [3] festgestellte Asymmetrie in den Photoelektron Winkelverteilungen bei den Energien um die Shape Resonanzen bei 312eV sowie 320eV bestätigt werden.

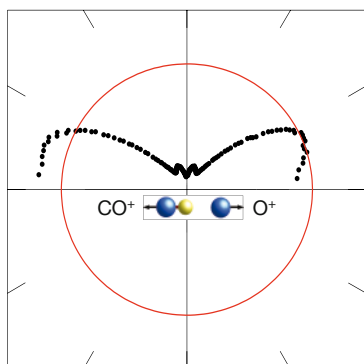


Abbildung 1: Photoelektron Winkelverteilung bei 312eV und horizontaler Polarisation, Molekülachse ebenfalls horizontal

Des Weiteren konnte eine Abhängigkeit von Beiträgen höherer Drehimpulse vom Kinetik Energy Release (KER) festgestellt werden (Im Bild die kleinen Peaks/Nasen). Für das Augerelektron konnte bislang kein direkter Zusammenhang zur beobachteten Asymmetrie nachgewiesen werden. Der

Einfluss des Augerelektrons auf das Photoelektron bei Post Collision Interaction (PCI) wurde beobachtet, konnte aber als Ursache für die Asymmetrie im Photoelektron ausgeschlossen werden.

#### O1s Photoionisation

Es wurde die Vektorkorrelation von Photoelektron, Augerelektron und Molekülachse nach Sauerstoff 1s Photoionisation von CO<sub>2</sub> mit zirkular polarisiertem Licht bei 555eV, 565eV, 575eV und 590eV Photonenenergie untersucht. Folgende Ergebnisse können bislang festgehalten werden:

- Photo- und Augerelektron sind nicht quantenmechanisch verschränkt und es kann keine zweizentrierten Interferenz der Elektronen-Winkelverteilungen nachgewiesen werden.
- Das Photoelektron ist lokalisiert, was die Ergebnisse von Saito *et al.* [4] bestätigt.
- Das Augerelektron wird isotrop zum Molekül emittiert.
- Die Lokalität des Augerelektronenimpulses kann festgestellt werden. Dies wurde von Cederbaum *et al.* [5] vorhergesagt und von Kuk *et al.* [6] bestätigt. Wir zeigen den Impulsübertrag auf die Ionfragmente mit der Verschiebung des KERs (Abb. 2).

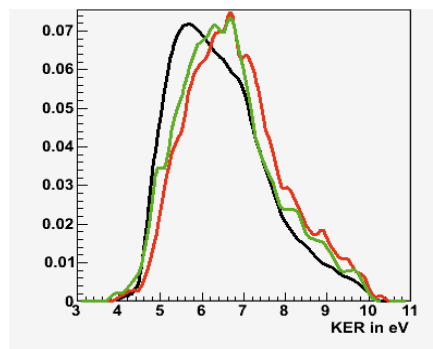


Abbildung 2: KER für verschiedene Emissionsrichtungen der beiden Elektronen bei 590eV Photonenenergie. Schwarz: senkrecht zum Molekül, rot: in Richtung des O<sup>+</sup>, grün: in Richtung des CO<sup>+</sup>

#### Referenzen:

- [1] Schöffler *et al.*, Science Vol 320 no. 5878 (2009)
- [2] Jahnke *et al.*, PRL 88 (2002) 073002
- [3] Liu *et al.*, PRL **101**, 083001 (2008)
- [4] Saito *et al.*, J. Phys. B **38**, L277 (2005)
- [5] Cederbaum *et al.*, PRL **79**, 4778 (1997)
- [6] E. Kuk *et al.*, PRL **95**, 133001 (2005)

# Doppelphotoemission an Hochtemperatursupraleitern

D. Schneider<sup>1</sup>, R.Wallauer<sup>1</sup>, S.Voss<sup>1</sup>, T.Bauer<sup>1</sup>, T. Jahnke<sup>1</sup>, B.Ulrich<sup>1</sup>, M. Waitz<sup>1</sup>, D. Haile<sup>1</sup>, G.Berner<sup>2</sup>, A.Kanigel<sup>3</sup>, M.Schöffler<sup>4</sup>, H.Schmidt-Böcking<sup>1</sup>, R.Dörner<sup>1</sup>

[1] Institut für Kernphysik, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt am Main

[2] Physikalisches Institut, Julian-Maximilians-Universität Würzburg

[3] Technion, Haifa, Israel

[4] ALS, Berkeley, USA

Die bestehende Vakuumkammer für die Photoemissionsmessung an Oberflächen wurde in Zusammenarbeit mit AG Claessen (Würzburg) um ein neues Probentransfersystem und eine zusätzliche Kammer, in der mithilfe eines angebrachten Vakuumschleusensystems Proben nacheinander präpariert und analysiert (LEED) werden können, erweitert.

Das Transfersystem, s. Abb. 1, besteht im Wesentlichen aus drei Teilen, einer Basis, die fest mit dem Kryostaten verbunden ist, eine Schublade auf der die jeweilige Probe montiert ist und einem Werkzeug, mit dem die Schublade auf die Basis auf und wieder abgeschraubt werden kann.



**Abb.1:** Transfersystem bestehend aus 3 Teilen. Basis, Schublade mit Probe und Tool, um Schublade auf Basis im Vakuum festzuschrauben.

Der große Vorteil mit diesem Aufbau ist, dass zum Probenwechsel die Hauptkammer nicht mehr geöffnet werden muss, es können also unterschiedliche Proben in einer Strahlzeit untersucht werden. Mittels des Werkzeugs lassen sich die Proben von der Präparationskammer in die Hauptkammer transferieren. Eine Bajonettsschraube dient zur Sicherung der Probe, dass diese beim Transfer nicht verloren geht.

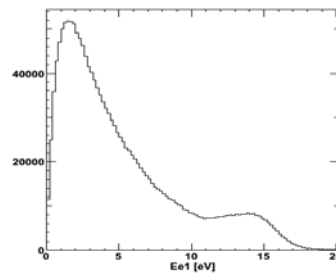
Das System wurde bereits erfolgreich bei einer Strahlzeit am BESSY getestet.

Die untersuchten Proben waren verschiedene Hochtemperatursupraleiter. Die Messungen wurden sowohl bei Zimmertemperatur als auch unterhalb der Sprungtemperatur, also in der supraleitenden Phase durchgeführt.

Gemessen wurde wie schon im Bericht zuvor beschrieben wieder im single bunch modus. Die verwendete Energie war 21.22 eV.

Erste Resultate sehen recht viel versprechend aus. In Abb.2 ist die kinetische Energie der Elektronen aus einer LSCO Probe in Richtung der Oberflächennormalen aufgetragen.

Der Fermikante liegt wie erwartet bei ca. 17 eV und der Peak bei 14 eV ist CuO zuordbar.

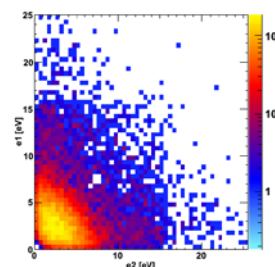


**Abb.2** Singelspektrum von LSCO: kinetische Energie der Elektronen bei 21.22 eV Photonen.

Das Setup ermöglicht zwei korrelierte Elektronen zu messen. Interessant sind dabei zwei Elektronen die von demselben Photon ausgelöst wurden.

Mit diesem Hintergrund erscheint es möglich Cooper Paare, da es sich um stark korrelierte Elektronen handelt, zu detektieren. Daher werden die Messungen an Supraleitern durchgeführt.

Erste Ergebnisse zur Doppelphotonenemission von Photonen mit 21.22 eV Energie sieht man in Abb.3. Aufgetragen ist die kinetische Energie der beiden Elektronen. Über der 13 eV Diagonalen sollte aufgrund der Energieerhaltung keine Intensität mehr vorhanden sein. Hier handelt es sich also um unechte Paare.



**Abb.3** Koinzidentspektrum von LSCO: kinetischen Energien der beiden Elektronen für Ereignisse, bei denen zwei Elektronen erzeugt wurden.

## Doppelphotoemission von Bleioberflächen

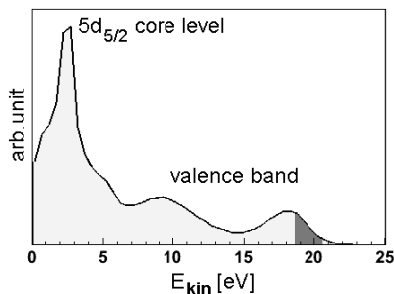
R.Wallauer<sup>1</sup>, S.Voss<sup>1</sup>, T. Jahnke<sup>1</sup>, L.Foucar<sup>1</sup>, B.Ulrich<sup>1</sup>, K.Kreidi<sup>1</sup>, N.Neumann<sup>1</sup>, J.Titze<sup>1</sup>, T.Havemeier<sup>1</sup>, H.-K.Kim<sup>1</sup>, S. Kirschner<sup>1</sup>, M.Schöffler<sup>1</sup>, F.Sturm<sup>1</sup>, J.Voigtsberger<sup>1</sup>, H.Sann<sup>1</sup>, O.Jagutzki<sup>1</sup>, L.Schmidt<sup>1</sup>, S. Tabor<sup>2</sup>, M.Sing<sup>2</sup>, J.C.Campuzano<sup>3</sup>, H.Schmidt-Böcking<sup>1</sup>, R.Dörner<sup>1</sup>

[1] Institut für Kernphysik, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt am Main

[2] Physikalisches Institut, Julian-Maximilians-Universität Würzburg

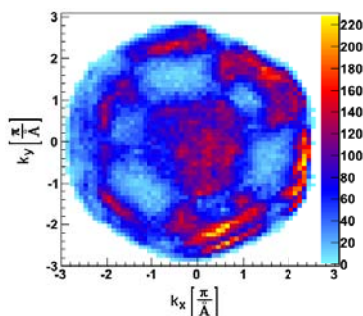
[3] Dept. Of Physics, University of Illinois at Chicago

Die bestehende Vakuumkammer für die Photoemissionsmessung an Oberflächen wurde hinsichtlich des Vakuums, Spektrometers und der Probenpräparation sowie -kühlung verbessert, so dass erfolgreiche Messungen an Blei sowohl bei Zimmertemperatur als auch in der supraleitenden Phase bei BESSY durchgeführt werden konnten.



**Abb.1:** kinetische Energie der Elektronen bei 25 eV Photonen. Dunkel eingefärbt der Bereich aus dem Abb. 2 gewonnen wurde. Außerdem ist das 5d-Core-Level zu erkennen.

Zur Messung an den gepulsten Synchrotronstrahlquellen (single bunch mode) wurde ein zeit- und ortsauflösender Multihitdetektor verwendet, ähnlich dem bei den Gasphasenexperimenten genutzten COLTRIMS. Auf ihn wurde mittels eines elektrischen und z.T. auch magnetischen Feldes der gewählte Impulsraum (bis zu  $2\pi$ ) projiziert.



**Abb.2:** Fermifläche bei 25 eV Photonenenergie.

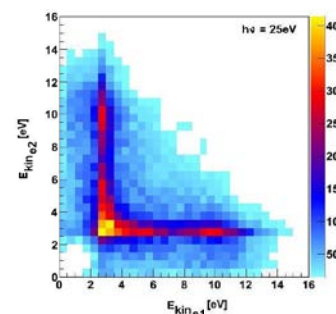
Um sicherzustellen, dass zwei auf dem Detektor auftreffende Elektronen von einem Photon erzeugt wurden, muss die Intensität der Photonen so stark verringert werden, dass nur etwa jedes Tausendste Photonenpaket Elektronen erzeugt.

Die Ergebnisse der Ein-Photonenemission sind in Abbildung 1+2 dargestellt. Abbildung 1 zeigt die

kinetische Energie der Elektronen in Richtung der Oberflächennormalen. Gut zu erkennen ist das Core-Level bei 3 eV, und das Valenzband bis zur Fermikante bei 20,5 eV. Abbildung 2 zeigt die Parallelimpulse der Elektronen, die bis 2eV unter der Fermienergie liegen. Deutlich zu erkennen ist die sechsfache Symmetrie des Kristalls. Die Spektren zeigen große Übereinstimmung mit theoretischen Berechnungen von Fermiflächen.

Die Multihitfähigkeit des Detektors ermöglicht dabei zwei korrelierte Elektronen, die durch eine Einphotonanregung emittiert werden, wie z.B. Cooper-Paare bei einem Festkörper in der supraleitenden Phase unterhalb der Sprungtemperatur ( $T_c$ ) zu messen und deren Impulse zu berechnen.

Ergebnisse für Blei bei einer Photonenenergie von 25 eV sind in Abbildung 3 dargestellt. Aufgetragen wurden die kinetischen Energien der beiden Elektronen. Die diagonale Grenze bei einer Summenenergie von 16 eV zeigt, dass es sich um einen Prozess handelt, bei dem zwei Elektronen von einem Photon erzeugt wurde.



**Abb.3:** Koinzidenzspektrum von Blei bei 25eV Photonenenergie. Aufgetragen sind die kinetischen Energien der beiden Elektronen für Ereignisse, bei denen zwei Elektronen erzeugt wurden.

Die scharfe Linie bei 3 eV deutet auf einen Augerzerfall hin. Dieser ist der dominante Prozess bei der Entstehung von zwei Elektronen oberhalb der Schwelle von ca. 22,5 eV, an der Elektronen aus der O-Schale emittiert werden können. Dies deckt sich mit Untersuchungen der Wirkungsquerschnitte für Doppelphotoionisation an atomarem Blei.

# Dissoziative Elektronenanlagerung (DEA) an Wasser

B. Rudek<sup>1,2</sup>, H. Adaniya<sup>2</sup>, T. Osipov<sup>2</sup>, A. Belkacem<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Frankfurt, <sup>2</sup>Lawrence Berkeley National Lab, Berkeley, USA

Die Schädlichkeit niederenergetischer Elektronen wurde seit der Jahrtausendwende in mehreren Veröffentlichungen betont [1]. Dabei sind die Energien dieser Elektronen oftmals unterhalb der Ionisationsenergie. Ein Prozess der zur schädlichen Dissoziation von Biomolekülen bis hin zur DNA führt ist die Elektronenanlagerung. Als Hauptbestandteil vieler Biomoleküle ist die DEA an Wasser von besonderem Interesse.

Während meines einjährigen Aufenthalts am LBNL in Berkeley habe zusammen mit dem Doktoranden Hidehito Adaniya DEA an Wasser sowie schwerem Wasser in einem Reaktionsmikroskop untersucht. Eine Elektronenkanone lieferte Elektronen mit Energien von 5eV bis 15eV. Sie trafen auf einen H<sub>2</sub>O Gasjet und produzierten über DEA negative Wasserstoff- oder Sauerstoff-Ionen, die über ein ort- und zeitfokussierendes Spektrometer zu ortsauflösenden Delay Line Detektoren abgesaugt wurden. Aus Zeit- und Ortsinformation konnte auf die kinetische Energie und die Impulsverteilung der Ionen geschlossen werden.

DEA an Wasser geschieht über sogenannte Feshbach Resonanzen, bei denen ein Elektron des Elektronenstrahls an das LUMO 4a<sub>1</sub> anlagert und ein gebundenes Elektron aus einer der tiefer liegenden Schalen in dieses Molekül - Orbital gehoben wird. Dies wurde für drei Bindungsmoleküle beobachtet. Die Nomenklatur der Resonanzen folgt dabei der Gruppensymmetrie:

$$1a_1^2 2a_1^2 1b_2^2 3a_1^2 1b_1^4 4a_1^2 \quad {}^2B_1 \quad (\sim 6.5 \text{ eV})$$

$$1a_1^2 2a_1^2 1b_2^2 3a_1^1 1b_1^2 4a_1^2 \quad {}^2A_1 \quad (\sim 9.0 \text{ eV})$$

$$1a_1^2 2a_1^2 1b_2^1 3a_1^2 1b_1^2 4a_1^2 \quad {}^2B_2 \quad (\sim 12.0 \text{ eV})$$

Im Energiespektrum (Abb.1) können die Dissoziationskanäle ermittelt werden, die bei der jeweiligen Resonanz auftreten können. Die Schwellenwerte jedes Kanals sind als Gerade eingezeichnet.

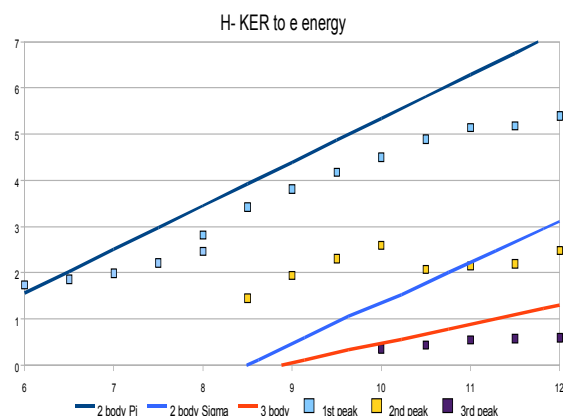
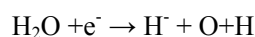
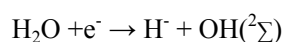
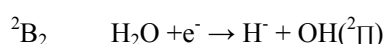
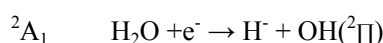
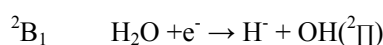


Abb.1 Energiespektrum von H von 6ev bis 12Ev

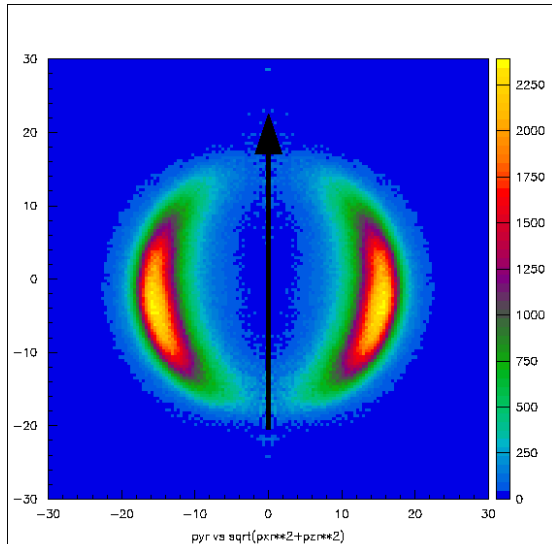
Danach ergibt sich für die drei Resonanzen:



Das heißt, dass in allen drei Resonanzen Dissoziation in ein Wasserstoffion und ein Hydroxyl-Radikal im Grundzustand  ${}^2\Pi$  vorkommt und in  ${}^2B_2$  auch der Kanal mit OH im angeregten  ${}^2\Sigma$  Zustand sowie Dreikörperaufbruch. In  ${}^2A_1$  sehen wir zusätzlich niederenergetische Wasserstoffionen, bei denen die Restenergie des Targetelektrons in Vibrationsenergie des Hydroxyl-Radikals aufgeht.

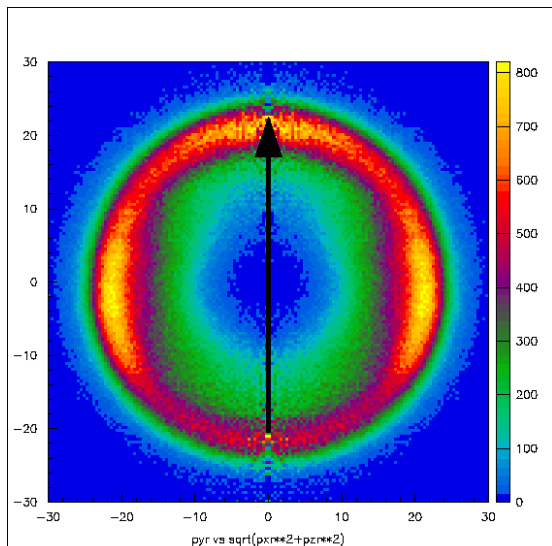
Die folgenden Winkelverteilungen zeigen den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die Elektronenstrahlrichtung ist durch Pfeile markiert.

Für  ${}^2B_1$  ergab sich eine Winkelverteilung mit einem klaren Maximum bei gut 100°, wobei der Winkel zum Elektronenstrahlrichtung angegeben wird.


 Abb.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt  ${}^2B_1$ 

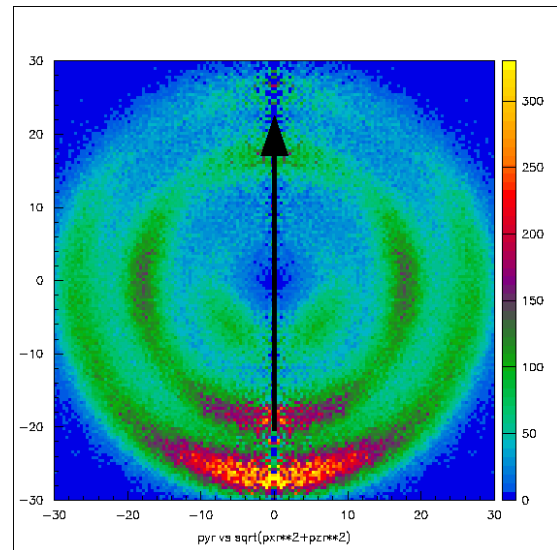
Vorangegangene Messungen und theoretische Abhandlungen hatten bisher nur verlässliche Daten für die erste Resonanz geliefert. Für diese stimmen unsere Messungen bestens überein. [2]

Für  ${}^2A_1$  sind die Wasserstoffionen hauptsächlich bei knapp  $100^\circ$  zu finden, aber auch in Vorwärtsrichtung. Um  $90^\circ$  zeigt sich eine breite Verteilung, die auf erhöhte Vibrationsanregung von OH zurück zu führen ist.


 Abb.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt  ${}^2A_1$ 

Für  ${}^2B_2$  ergibt sich schließlich das komplizierteste Bild. Für die drei Prozesse wurden gänzlich unterschiedliche Verteilungen

registriert, die zudem innerhalb der Resonanz an Intensität variieren.


 Abb.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt  ${}^2B_2$ 

Die Winkelverteilungen werden durch zwei Faktoren bestimmt:

1. den wahrscheinlichsten Winkel der Elektronenanlagerung
2. der nuklearen Dynamik, sprich der Änderung des Bindungswinkels

Für  ${}^2B_1$ ,  ${}^2A_1$  beziehungsweise  ${}^2B_2$  lagern die Elektronen zirka  $50^\circ$  zur  $H_2O$  Ebene, zwischen den OH Bindungen beziehungsweise entlang der OH Bindungen an.

In der ersten Resonanz ändert sich der Bindungswinkel von  $104^\circ$  nicht wesentlich, für die zweite vergrößert er sich zu  $120^\circ$  bis  $180^\circ$ , bei der letzten schrumpft er Richtung  $70^\circ$ .

Hinzu kommt, dass zwischen  ${}^2B_1$  und  ${}^2A_1$  bei  $180^\circ$  ein Renner-Teller Übergang vorliegt und dass die die Potentialflächen von  ${}^2A_1$  und  ${}^2B_2$  über eine sogenannte „conical intersection“ verbunden sind. [3]

[1] B. Boudaiffa et al., *Science* 287, 1658 (2000)

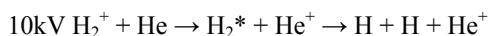
[2] N.B. Ram et al., *JPCS* 80, 012017 (2007)

[3] D. Haxton et al., *Phys. Rev. A* 73, 062724 (2006)

## Doppelspalt-Interferenz beim dissoziativen Elektroneneinfang

Sven Schöblier, Lothar Ph. H. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, Reinhard Dörner

Bei Stößen von Atomen an Molekülen können Interferenzefekte ganz ähnlich wie beim klassischen Doppelspaltexperiment beobachtet werden. An der Implantationsanlage des IKF [1] wurde hierzu die Elektroneneinfang-Reaktion



bei langsamen Stößen (Projektilgeschwindigkeit 0,45 a.u.) kinematisch vollständig untersucht.

Das He-Target ist in Form eines Überschall-Gasjets aufgebaut. Das Molekül fängt aus dem Target ein Elektron ein. In einem zweiten Reaktionsschritt kann das dann neutrale H<sub>2</sub>-Molekül dissoziieren und die beiden Fragmente werden von einem multihitfähigen Multichannelplate-Detektor mit hexagonaler Delayline-Anode nachgewiesen. Die Messung des He<sup>+</sup> erfolgt mit der COLTRIMS-Technik. Durch die Messung der Streuwinkel und Flugzeiten sämtlicher Teilchen können alle Impulse im Endzustand bestimmt werden.

Aus den Impulsen der H-Atome lässt sich zum einen (im Rahmen der Axial Recoil Approximation) die Orientierung der Molekülachse zum Stoßzeitpunkt bestimmen, zum anderen die bei der Dissoziation freigesetzte kinetische Energie (Kinetic Energy Release, KER). Die Messung des im Stoß auf das He<sup>+</sup> übertragenen Impulses erlaubt die Bestimmung des *Q*-Wertes, der die Änderung der Kinetischen Energie des Projektils beim Elektronentransfer angibt.

Anhand von KER und *Q*-Wert lassen sich verschiedene Reaktionskanäle unterscheiden, welche in Abb. 1 als deutlich getrennte Bereiche zu erkennen sind. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [4]. Im folgenden wird lediglich der Bereich der mit „a“ gekennzeichneten Linie für einen KER von etwa 0 bis 8 eV betrachtet (verdeutlicht durch den grünen Kasten). Er entspricht dem direkten Übergang in den dissoziativen Grundzustand  $b^3\Sigma_u^+$  des H<sub>2</sub>-Moleküls.

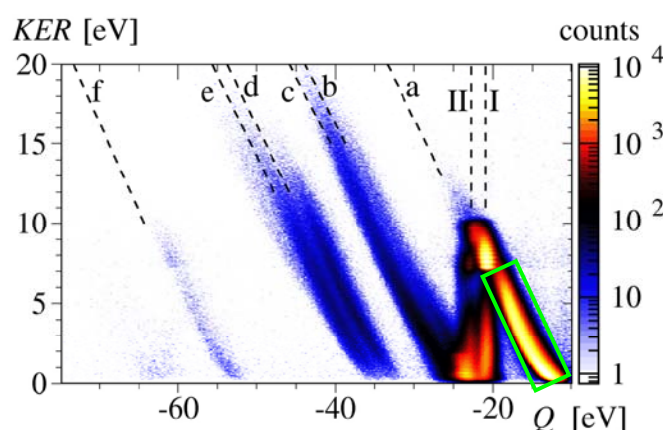


Abb. 1 Unterschiedliche Reaktionskanäle lassen sich anhand des Kinetic Energy Release (KER) und der Änderung der kinetischen Energie (*Q*) während der Reaktion unterscheiden (siehe [3]). Der grüne Kasten kennzeichnet den Reaktionskanal, bei dem sich nach dem Elektronentransfer sowohl Projektil als auch Target im elektronischen Grundzustand befinden.

Für diesen Reaktionskanal werden die Daten in inverser Kinematik bei festgehaltener Molekülachse betrachtet. In diesem Bild streut dann ein schnelles He-Atom an einem quasi ruhenden H<sub>2</sub><sup>+</sup>-Molekül. Im Molekülsystem lässt sich das He als eine ebene Welle beschreiben, die an den beiden Kernen des Moleküls streut. Von diesen beiden Streuzentren starten Kugelwellen, die miteinander interferieren und in der He<sup>+</sup>-Streuwinkelverteilung zu einem deutlichen Streifenmuster ähnlich wie beim optischen Doppelspalt führen. Dieses ist stark abhängig von der Ausrichtung der Molekülachse zum Zeitpunkt des Stoßes.

Abb. 2 (d) zeigt das verwendete Koordinatensystem: die Molekülachse wird in der x'z'-Ebene festgehalten, der Winkel zur Strahlachse ist  $\theta$ .

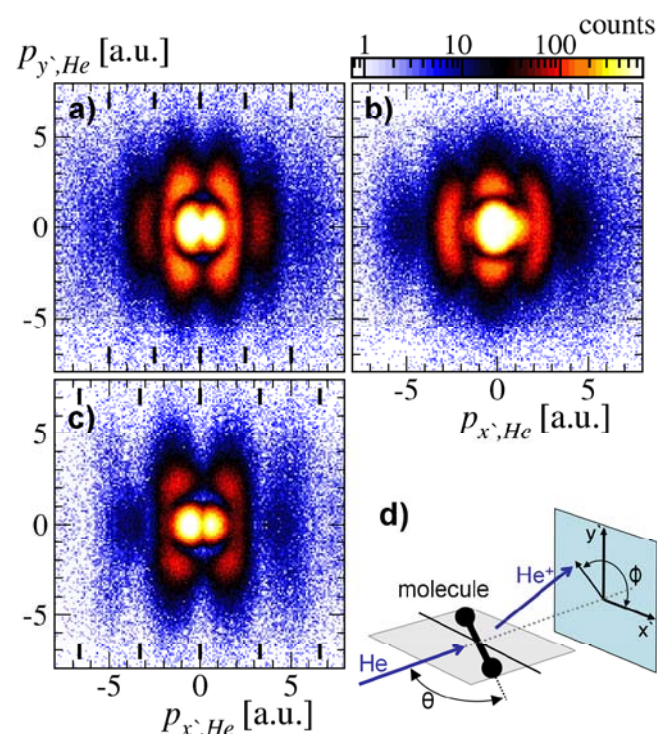


Abb. 2 (a-c) Transversaler Impulsübertrag auf das He-Target in inverser Kinematik, (d) Koordinatensystem. Siehe Text.

Das Streubild zeigt sich in den He<sup>+</sup>-Impulsen in der x'y'-Ebene. Abb. 2 (a)-(c) zeigt dafür drei Beispiele. In (a) und (c) steht das Molekül senkrecht zur Strahlrichtung ( $\theta=90^\circ$ ). Im ersten Fall beträgt der KER 1-2 eV, im zweiten 3-4 eV. Dies entspricht einem Kernabstand *R* im Molekül zum Zeitpunkt der Reaktion von 2,9-2,3 a.u. bzw. 2,0-1,7 a.u. Der Abstand der Interferenzstreifen wird mit abnehmendem Kernabstand größer. Dasselbe wäre beim optischen Doppelspalt mit abnehmendem Spaltabstand zu erwarten. Die kurzen dicken Linien am oberen und unteren Rand der Spektren zeigen die Positionen der Maxima, die aufgrund der De Broglie Wellenlänge  $\lambda_{\text{He}}=h/(m_{\text{He}} v_p)$  zu erwarten wären.

Es fällt auf, dass die Abstände übereinstimmen (also die Analogie zum Doppelspalt stimmt), jedoch die Positionen der Minima und Maxima vertauscht sind. Dies wird durch den Einfang in den ungeraden Zustand  $b^3\Sigma_u^+$  verursacht, was zu einer Phasendifferenz von  $\pi$  zwischen beiden Reaktionswegen führt.

Wird das Molekül gegenüber der Strahlachse verdreht, so wandern die Interferenzstreifen zur Seite. Abb. 2 (b) zeigt die experimentellen Daten für  $50^\circ < \theta < 60^\circ$  und  $1 \text{ eV} < \text{KER} < 2 \text{ eV}$ . Diese Verschiebung deutet auf eine zusätzliche Phasenverschiebung hin, die beim optischen Analogon nicht auftritt.

Die auftretende Phasenverschiebung lässt sich wie folgt theoretisch beschreiben: Um die zeitabhängige Wellenfunktion  $\Psi(\vec{r}, t)$  eines bewegten quantenmechanischen Teilchens zu erhalten, multipliziert man die stationäre Lösung  $\Psi(\vec{r})$  mit einem sogenannten Translationsfaktor [2]:

$$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r} - \vec{v}t) \cdot \exp\left(\frac{i}{\hbar} \vec{p} \cdot \vec{r} - i(\varepsilon + E_{kin})t\right)$$

Die Integration dieser Translationsfaktoren über eine bestimmte Wegstrecke führt zu einem Phasenfaktor, und der Vergleich dieser Faktoren für die beiden Reaktionswege ergibt folgende Phasendifferenz  $\beta$ :

$$\beta = \pi + \vec{R} \cdot \Delta\vec{p}_{He} \hbar^{-1} + \Delta E \Delta t \hbar^{-1} \quad (1)$$

Der erste Term,  $\pi$ , wurde dabei ergänzt, um die oben erwähnte ungerade Molekülsymmetrie zu berücksichtigen. Der zweite Term beschreibt die Phasenänderung aufgrund der Änderung der De Broglie Wellenlänge, die durch die Impulsänderung  $\Delta\vec{p}_{He}$  verursacht wird. Das Skalarprodukt lässt sich im beschriebenen Koordinatensystem berechnen zu:

$$\vec{R} \cdot \Delta\vec{p}_{He} = p_{z',He} R \cos(\theta) + p_{r',He} R \sin(\theta) \cos(\phi)$$

wobei  $p_{r',He}$  der Impuls in der  $x'y'$  Ebene ist (Details in [4]).

Der dritte Term,  $\Delta E \Delta t \hbar^{-1}$ , beinhaltet zum einen die Zeitdifferenz  $\Delta t = R \cos(\theta) / v_p$  mit der die einlaufende ebene Welle (sofern  $\theta \neq 90^\circ$ ) die beiden Streuzentren erreicht. Zum anderen berücksichtigt sie die Energiedifferenz  $\Delta E$ , die sich aus der Änderung der Bindungsenergie und der kinetischen Energie beim Stoß zusammensetzt:  $\Delta E = \Delta\varepsilon + \Delta E_{kin}$ . Insgesamt ergibt sich ein zusätzlicher Phasenschub  $\Delta E \Delta t \hbar^{-1}$ , der die Interferenzstreifen wegen der  $\cos(\theta)$ -Abhängigkeit mit sinkendem  $\theta < 90^\circ$  zur Seite wandern lässt.

Aus  $\beta$  lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma dp_{r',He} d\phi = \text{const} p_{r',He}^{-3} \cos^2(\beta/2)$  berechnen. Abb. 3 zeigt gemessene Daten (blaue Punkte), verglichen mit der Rechnung nach Gleichung (1). Die schwarze Linie berücksichtigt alle drei Terme von  $\beta$ , für die rote Linie wurde hingegen  $\Delta E \Delta t \hbar^{-1}$  vernachlässigt. Die drei Spalten stehen für unterschiedliche Molekülorientierungen, die drei Zeilen zeigen verschiedene Impulsüberträge und Kernabstände (siehe Bild).

In der linken Spalte ( $\theta = 85-90^\circ$ ) sind beide theoretischen Kurven quasi identisch, da hier  $\Delta t$  verschwindet. Mit zunehmender Verdrehung des Moleküls gegenüber der Strahlachse (mittlere und rechte Spalte) zeigt sich, dass die experimentellen Daten nur unter Einbeziehung von  $\Delta E \Delta t$  (schwarze Kurve) gut reproduziert werden können.

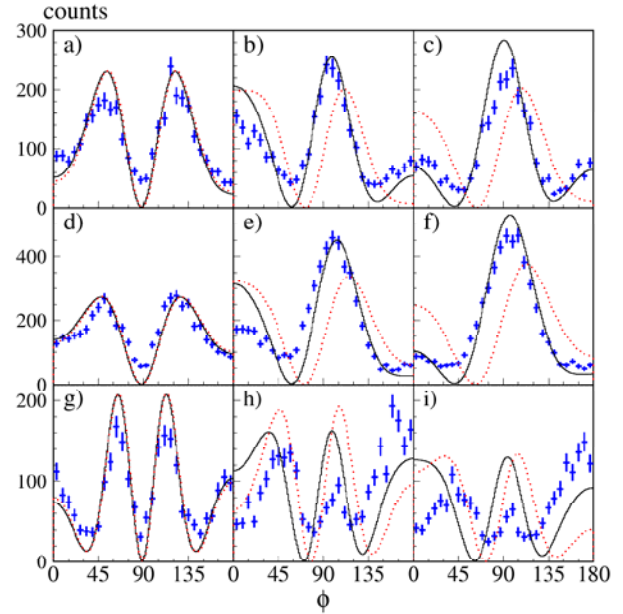


Abb. 3 Experimentellen Daten und Theorie nach Glg. (1). Spalten: links  $\theta = 85-90^\circ$ , Mitte  $55-60^\circ$ , rechts  $45-50^\circ$ . Zeilen: - oben  $2,2 \text{ a.u.} < p_{r',He} < 2,4 \text{ a.u.}$  und  $1,5 \text{ eV} < \text{KER} < 2 \text{ eV}$ . - Mitte  $2,2 \text{ a.u.} < p_{r',He} < 2,4 \text{ a.u.}$  und  $2 \text{ eV} < \text{KER} < 3 \text{ eV}$ . - Unten  $3,5 \text{ a.u.} < p_{r',He} < 3,4 \text{ a.u.}$  und  $2 \text{ eV} < \text{KER} < 3 \text{ eV}$ .

Eine Vergleichsmessung mit  $\text{HD}^+$  Projektilen ( $\text{KER} = 1-2 \text{ eV}$ ,  $\theta = 80-90^\circ$ ,  $v_p = 0,63 \text{ a.u.}$ ) zeigt Abb. 4. Die Interferenzstreifen sind hier deutlich nach rechts verbogen. Hier gilt die Axial Recoil Approximation nicht mehr, so dass sich aus dem Vektor zwischen den beiden Fragmenten nicht mehr direkt auf die Stellung der Molekülachse während der Reaktion schließen lässt. Der Grund hierfür ist, dass sich der beim Stoß auf das Molekül übertragene Impuls gleichmäßig auf beide Atome verteilt. Im Fall von heteronuklearen Molekülen wie HD führt jedoch der gleiche Impuls für verschieden schwere Atome zu unterschiedlichen Geschwindigkeiten, was eine Rotation um den Massenschwerpunkt bewirkt.

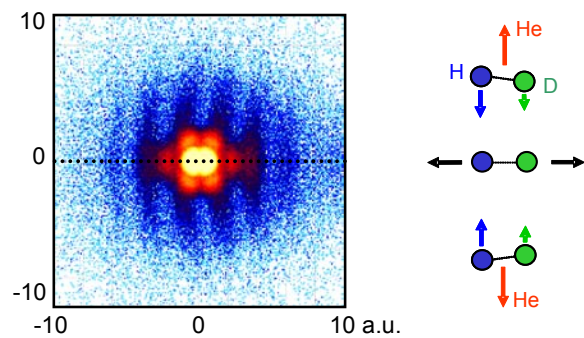


Abb. 4 Links:  $\text{He}^+$ -Transversalimpulse nach dem Stoß mit  $\text{HD}^+$ . Rechts ist gezeigt, wie das Molekül bei verschiedenen Streurichtungen des He zum Zeitpunkt der Reaktion stand. Der beobachtete Aufbruchimpuls ist immer horizontal.

#### Referenzen:

- [1] L.Ph.H. Schmidt et al., IKF-Jahresbericht 2004/05, p. 83
- [2] Shingal et al., Phys.Rev.A 40, 3 (1989)
- [3] W. Wu, M.H. Prior, H. Bräuning, Phys.Rev.A 57, R5 (1998)
- [4] L.Ph.H. Schmidt et al., Phys.Rev.Lett. 101, 173202 (2008)

# Untersuchung dreiatomiger Moleküle mithilfe des dissoziativen Elektroneneinfangs

Lothar Ph. H. Schmidt, Sven Schößler und Reinhard Dörner

An der Implantationsanlage des IKF wurde seit 2004 eine COLTRIMS-Apparatur für die kinematisch vollständige Vermessung des dissoziativen Elektronentransfers in einfach geladene molekulare Projektile aufgebaut. Das Elektron wird aus einem intern kalten Überschall-Gasstrahl eingefangen. In der Regel verwenden wir Helium als Targetgas. Mit einem Rückstoßionenspektrometer wird das bei der Reaktion entstehende  $\text{He}^+$  in Koinzidenz mit allen neutralen Fragmenten des Projektils nachgewiesen.

Typischerweise treffen diese innerhalb von einigen 10 ns auf dem Detektor. Mit einer hexagonalen Delay-Line-Anode können trotzdem auch für mehrere Fragmente Ort und Zeit bestimmt werden. Für die Reaktion  $10 \text{ kV } \text{H}_2^+ + \text{He} \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{He}^+$  konnten so Interferenzen in der Streuverteilung nachgewiesen werden, welche auf die Zweizentrenstruktur des Wasserstoffmoleküls zurückzuführen sind [1].

Obwohl der Detektor keine Information über die Art des auftreffenden Teilchens liefert, ist es möglich, die Masse der Fragmente aus den kinematischen Erhaltungsgrößen der Reaktion zu bestimmen. Als erster Test zur Untersuchung von angeregten Zuständen heteronuclearer dreiatomiger Moleküle wurde der dissoziative Elektronentransfer beim Stoßsystem  $\text{D}_2\text{O}^+ + \text{He}$  vermessen.

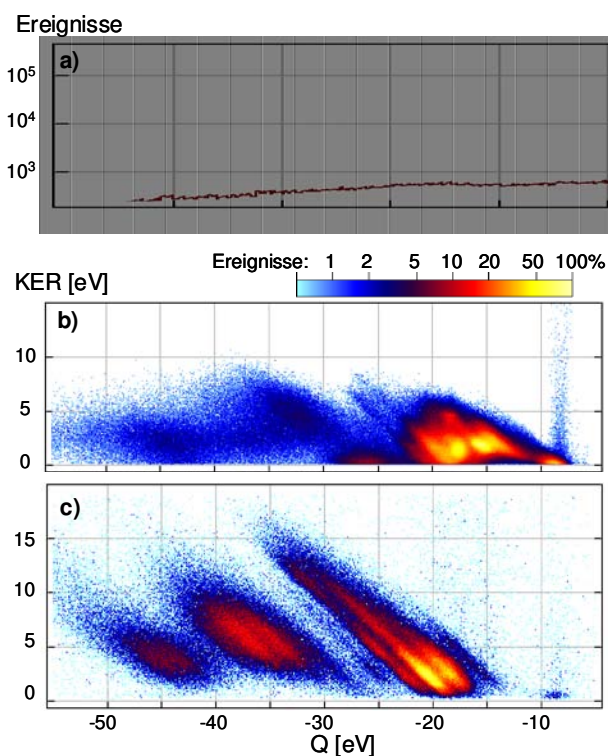


Abbildung 1: Energiediagramme der Reaktionen a)  $\text{D}_2\text{O}^+ + \text{He} \rightarrow \text{D}_2\text{O} + \text{He}^+$  b)  $\text{D}_2\text{O}^+ + \text{He} \rightarrow \text{DO} + \text{D} + \text{He}^+$  c)  $\text{D}_2\text{O}^+ + \text{He} \rightarrow \text{D} + \text{D} + \text{O} + \text{He}^+$ . Horizontal ist die Änderung der kinetischen Projektilenergie aufgetragen (Q-Wert der Reaktion) und bei den dissoziativen Kanälen vertikal die kinetische Energie der Molekülfragmente in Bezug zu ihrem Schwerpunkt (KER). Die Zahl der Ereignisse ist auf einer logarithmischen Skala dargestellt, wobei das Maximum in c) zehn mal weniger Ereignisse enthält als das in b).

Abb. 1 zeigt ein Energiediagramm, welches die der kinetischen Energie des Projektils entnommene Energie (Q) und, falls eine Fragmentation stattfindet, die Energie der molekularen Fragmente in Bezug zum Schwerpunkt des Moleküls (KER = kinetic energy release) darstellt.

Bei der vollständigen Fragmentation in  $\text{D} + \text{D} + \text{O}$  (Abb. 1c) erkennt man mehrere diagonale Linien mit konstanter Summe  $Q + \text{KER}$ , die verschiedenen elektronischen Anregungszuständen der Fragmente zugeordnet werden können. Die Anregung eines D in die L-Schale erfordert 10 eV, was dem Abstand der Liniengruppen entspricht. Die Breite der Linien von ca. 1.5 eV resultiert aus einer Vibrationsanregung des  $\text{D}_2\text{O}^+$  im Anfangszustand. Bei dem wesentlich wahrscheinlicheren Aufbruch in  $\text{D} + \text{DO}$  (Abb. 1b) trägt zusätzlich noch die Vibrationsenergie des molekularen Fragments zur Verbreiterung der Linien bei.

Zur Darstellung des Drei-Teilchen-Aufbruchs kann man den Dalitz-Plot verwenden (siehe z.B. [2]). In diesem werden die Quadrate der Fragmentimpulse in Bezug zum Molekülschwerpunkt (siehe Abb. 2) aufgetragen. Jedem Punkt ist dabei ein bestimmter Winkel zwischen den Fragmenten zugeordnet (Abb. 2d). Die Symmetrie in Bezug zur vertikalen Achse resultiert aus der Ununterscheidbarkeit der beiden D. Man erkennt, dass das Fragmentationsmuster sich ändert, wenn man verschiedene Q und KER selektiert, denn davon hängt ab, auf welcher Potentialfläche des Moleküls die Dissoziation stattgefunden hat.

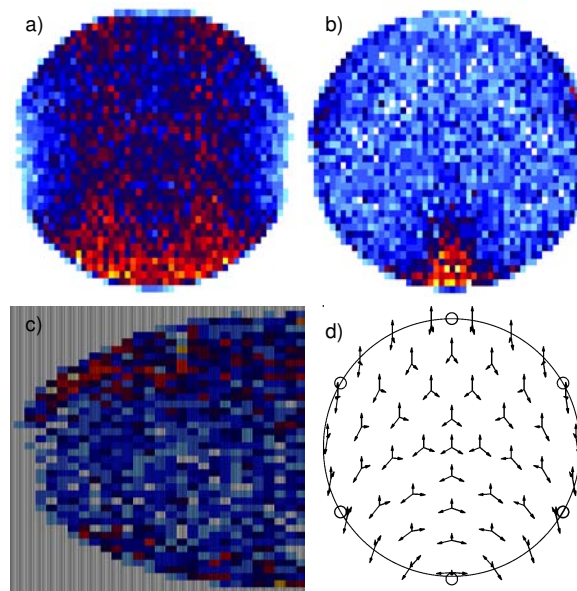


Abbildung 2: Dalitz-Plot der Fragmentation in  $\text{D} + \text{D} + \text{O}$ . Die O-Impulse sind senkrecht aufgetragen. Aus dem Energiediagramm wurden verschiedene Bereiche selektiert: a)  $Q = -20 \text{ eV}$ ,  $\text{KER} = 2 \text{ eV}$  b)  $Q = -24 \text{ eV}$ ,  $\text{KER} = 6 \text{ eV}$  c)  $Q = -23.5 \text{ eV}$ ,  $\text{KER} = 3 \text{ eV}$ . Die Beschränkung der Verteilungen auf einen runden Bereich resultiert aus der Impulserhaltung.

## Referenz:

- [1] L. Ph. H. Schmidt et al., Phys. Rev. Lett. 101, 173202 (2008)
- [2] I. Nevo et al., Phys. Rev. A 76, 022713 (2007)



## Kinematisch vollständige Abbildung des 3-Teilchen Aufbruchs von CO<sub>2</sub> in Stößen mit langsamen, hochgeladenen Ar<sup>8+</sup> Ionen

N Neumann, D Hant, T Jahnke, L Ph Schmidt, J Titze, H-K Kim, K Kreidi, B Ulrich, R Wallauer, MS Schöffler\*, A Czasch<sup>†</sup>, O Jagutzki<sup>†</sup>, H Schmidt-Böcking and R Dörner

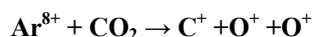
\* Lawrence Berkeley National Laboratory, 1 Cyclotron Road, Berkeley, CA-94720, USA

<sup>†</sup> RoentDek Handels GmbH, www.roentdek.de

Das Entfernen von einem oder mehreren Elektronen aus neutralen Molekülen führt aufgrund der abstoßenden Coulombkraft der ionischen Kerne zu einer Fragmentation des Moleküls. Ein besseres Verständnis über den Ablauf einer solchen Fragmentation ist zum Beispiel für die atmosphärische Chemie von großem Interesse. Da die Energie und auch die Ladungszustände während dieser Form der Dissoziation umverteilt werden können, endet diese in einer Vielzahl von Reaktionskanälen. Ein oft verwendetes Dissoziationsmodell ist die direkte Coulombexplosion, bei welcher die Molekülbindungen simultan brechen und die ionischen Fragmente sich aufgrund der Coulombwechselwirkung voneinander entfernen. Eine solche direkte Fragmentation beschreibt erfolgreich Molekülfragmentationen hervorgerufen durch Wechselwirkungen mit starken Laserfeldern. Neben direkten Prozessen können auch sogenannte "2-Stufen"-Prozesse, z.B. sequentielle Zerfallsprozesse, zur Fragmentation des Moleküls führen. Hierbei brechen die Bindungen nacheinander auf und die ionischen Fragmente haben zwischen den Aufbrüchen genügend Zeit für Rotationen oder Geometrieänderungen.

Erste Untersuchungen zur Dissoziation von kleineren Molekülen wie CO<sub>2</sub><sup>9+</sup> wurden bereits in den frühen 60er Jahren durch Dorman *et al* [1] gemacht und konnten in den darauffolgenden Jahren durch verbesserte experimentelle Techniken in verschiedenen Experimenten weiter verfolgt werden. Die ersten Experimente zur Fragmentation von CO<sub>2</sub><sup>3+</sup> wurden jedoch erst 1998 von Tian *et al* [2] durchgeführt und bis zum heutigen Tag gibt es nur wenige weitere Berichte zur Untersuchung des 3-Teilchen Aufbruchs von CO<sub>2</sub><sup>3+</sup>.

Am 120°-Strahlrohr der Elektron Zyklotron Resonanz (EZR) Ionenquelle haben wir die folgende Reaktion



kinematisch vollständig vermessen. Die CO<sub>2</sub>-Moleküle werden in Form eines Überschall-Gasjets als Target zur Verfügung gestellt. Die anschließende Messung aller am Experiment teilgenommenen Reaktionspartner erfolgt mit der COLTRIMS-

Technik und multihitfähigen Multikanalplatten-Detektoren [3-4].

Zum Darstellen eines 3-Teilchen Aufbruchs eignet sich ein sogenannter Dalitzplot [5], in welchem die Wahrscheinlichkeitsdichten der verschiedenen Molekülstrukturen in Abhängigkeit der Impulsvektoren der Ionen gezeigt sind. Jeder Punkt innerhalb des Dalitzplots entspricht einer Konfiguration des Moleküls zum Zeitpunkt des Aufbruchs und kann mit einer allgemeinen Abbildung (siehe Abb. 1a) dargestellt werden. In Abbildung 1b) ist ein solcher Dalitzplot für den 3-Teilchen Aufbruch von CO<sub>2</sub><sup>3+</sup> → C<sup>+</sup> + O<sup>+</sup> + O<sup>+</sup> gezeigt. Die y-Achse ist durch die normierten Schwerpunktsimpulse der C<sup>+</sup> Ionen und die x-Achse durch eine Kombination der normierten Schwerpunktsimpulse der O<sup>+</sup> Ionen definiert. Es ist deutlich zu erkennen, dass ein großer Anteil der CO<sub>2</sub><sup>3+</sup> Ionen als lineares Molekül fragmentieren, markiert durch den schwarzen Kreis im unteren Teil des Dalitzplots.

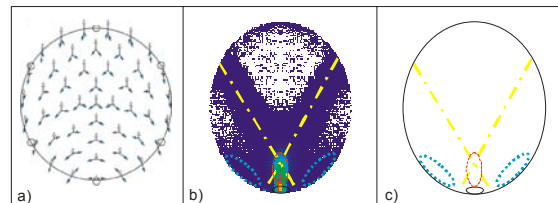


Abb.1: a) Charakteristische Impulsverteilung für bestimmte Punkte im Dalitzplot. b)+c) Ereignisse im Bereich der gelben Linien (strich-punktiert) können dem sequentiellen Mechanismus und Ereignisse innerhalb des schwarzen Kreises dem direkten Mechanismus zugeordnet werden. Auch Ereignisse aus asynchronen Fragmentationen, z.B. durch asymmetrisches Strecken der CO-Bindungen (blau-gepunktet) oder der Winkeländerung zwischen den CO-Bindungen (rot-gestrichelt) können im Dalitzplot beobachtet werden.

Um den Mechanismus, der zu diesen Aufbruch führt, noch deutlicher zu ergründen, wurden die Daten für die Fragmentation des linearen CO<sub>2</sub> Moleküls in einem Newtondiagramm dargestellt (siehe Abb. 2a)). Die x-Achse wird hier durch den Impuls eines der O<sup>+</sup> Ionen bestimmt. Die Impulse des anderen O<sup>+</sup> Ions liegen in der unteren Halbebene und die Impulse der C<sup>+</sup> Ionen in der oberen Halbebene des Diagramms.

# Die Untersuchung von Transferionisations- und Elektroneneinfangreaktionen an Helium-Dimeren

J. Titze, M. Schöffler, H. Kim, N. Neumann, F. Trinter, M. Waitz, S. Kirschner, J. Voigtsberger, L. Foucar, T. Havermeier, K. Kreidi, M. Odenweller, B. Ulrich, R. Wallauer, L. Ph. H. Schmidt, T. Jahnke, A. Czasch, O. Jagutzki, R. Grisenti, R. Dörner and H. Schmidt-Böcking

Dimere sind die einfachsten van-de-Waals gebundenen Systeme. Sie besitzen meist größere Bindungslängen als Moleküle und haben Bindungsenergien von einigen Millielektronenvolt oder kleiner. Mit einer mittleren Bindungslänge von etwa  $52 \text{ \AA}$  [7] und eine Bindungsenergie von nur  $90 \text{ neV}$  [1,2,3] stellt das Heliumdimer das größte und schwächst gebundenen diatomare System dar. Nach theoretischen Vorhersagen reicht die Abstandsverteilung des Grundzustandes bis über  $200 \text{ Angström}$ . Seine winzige Bindungsenergie machte es in der Vergangenheit schwierig, überhaupt seine Existenz nachzuweisen, was sich an der Tatsache ablesen lässt, dass zwischen der ersten theoretischen Vorhersage bis zum experimentellen Nachweis von Heliumdimeren im Jahr 1994 fast 60 Jahre vergingen. Auch heute stellen Experimente, insbesondere Streuexperimente, mit Heliumdimeren eine große Herausforderung dar. Andererseits ermöglichen seine besonderen Eigenschaften neue Wege, die Wechselwirkung über lange Reichweiten zu untersuchen.

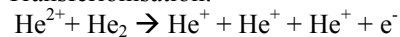
Für Ionenstoßexperimente eröffnet der riesige Abstand zwischen den atomaren Zentren eine weitere Möglichkeit: Durch den Stoß mit einem Ion können Atome ein Elektron verlieren. Dies geschieht entweder durch eine einfache Ionisation, wo das Elektron ins Kontinuum emittiert wird, oder durch einen Einfang des Elektrons ins Projektil. Wenn ein Projektilion mit einem Heliumdimer wechselwirkt, so ist es möglich, durch den Stoß am ersten Atom des Dimers ein Elektron auszulösen, wodurch ein  $\text{He}_2^+$ -Ion steht. In einem zweiten Schritt kann mit der Wechselwirkung mit dem zweiten atomaren Streuzentrum dort ebenfalls ein Elektron ausgelöst werden, was zur Folge hat, dass das Dimerion in zwei einfach geladenen Heliumionen fragmentiert.

Ziel unserer Messung war es daher, zu untersuchen, ob es genau diesen Zwei-Zentren-Prozess tatsächlich gibt. Die verwendete Messtechnik (ColTRIMS, Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) gab uns die Möglichkeit, die Impulse aller Fragmente eines Ereignisses (Ionen und auch eventuelles Elektronen) zu messen. Die Impulsvektoren, die die beiden Ionen eines Dimerions durch die Coulombabstoßung erhalten, sind betragsmäßig gleich, haben allerdings die genau entgegengesetzte Richtung. Dadurch war es uns möglich, durch Impulserhaltung die  $(\text{He}^+ \text{He}^+)$ -

Aufbrüche von zufälligen Koinzidenzen unabhängiger  $\text{He}^+$ -Ionen zu trennen. Zudem wurden aus den Beträgen der Impulse die kinetische Energie der Ionen (Kinetic Energy Release) berechnet, während aus direkt die Stellung der Dimerachse zum Zeitpunkt des Aufbruchs ermittelt werden konnte.

Die Messung wurde am van de Graaff Beschleuniger des Instituts für Kernphysik durchgeführt. Die Heliumdimere wurden durch den Einsatz eines zusätzlich gekühlten Überschall-Düsentrahls erzeugt [2,4,5,6], der mit einem Ionenstrahl gekreuzt wurde. Als Projektile dienten Alphateilchen mit einer Energie von  $150 \text{ keV/u}$ . Die beiden Reaktionsmechanismen, die gleichzeitig in einer Messung untersucht wurden, waren

die Transferionisation:



und der doppelte Elektroneneinfang:



Eine elektrostatische Ablenkheit nach der Reaktion ermöglichte eine Aufspaltung der Projektile nach ihrer Ladung, wodurch die Ionen des Primärstrahls von den umgeladenen Ionen aus den obigen Reaktionen getrennt werden konnten. Zudem war es möglich, die beiden Reaktionen voneinander zu unterscheiden.

Abb. 1 zeigt die Verteilung der kinetischen Energie der ionischen Fragmente (Kinetic Energy Release = KER). Die Verteilung weist für die Transferionisation drei Maxima auf, während die KER-Verteilung beim Elektroneneinfang nur zwei Maxima zeigt. Zwei der Maxima, die für die Transferionisation zu beobachten sind, liegen an der gleichen Stelle (1,2) wie beim doppelten Elektroneneinfang. Das Maximum bei  $8 \text{ eV}$  ist in der KER-Verteilung für den doppelten Elektroneneinfang nicht zu sehen, woraus sich schließen lässt, dass hier das freie Elektron von großer Wichtigkeit ist.

Aus der kinetischen Energie der ionischen Fragmente lässt sich in der klassischen Näherung der internukleare Abstand in atomaren Einheiten einfach berechnen:

$$R = \frac{q_1 q_2}{KER}$$

wobei  $q_1$  und  $q_2$  die Ladung der beiden ionischen Fragmente ist. Auch wenn Untersuchungen in letzter Zeit

gezeigt haben, dass die klassische Näherung eigentlich keine guten Näherung für das Heliumdimer ist, gibt sie dennoch einen Anhaltspunkt für die Abstände zum Zeitpunkt des Aufbruchs und wird deshalb im Folgenden verwendet.

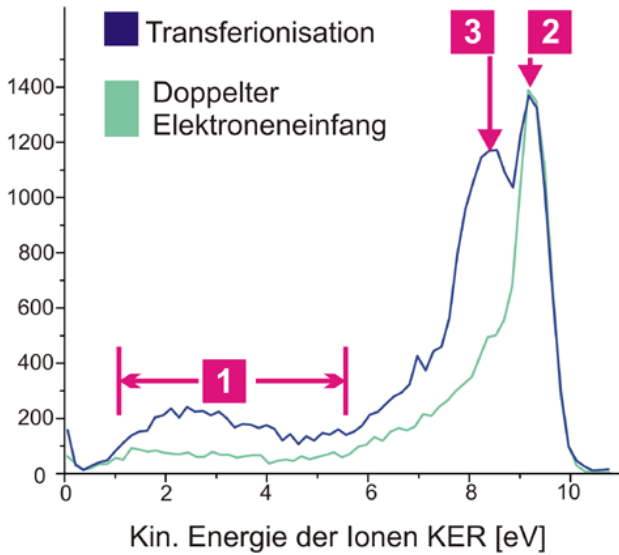


Abbildung 1: Verteilung der kinetischen Energie der Ionen für den Fall der Transferionisation und des doppelten Elektroneneinfangs. Für beide Reaktionen gibt es 2 Maxima, die an der gleichen Stelle liegen, beziffert durch die Zahlen 1 und 2. Für die Transferionsiation zeigt sich noch ein zusätzliches Maximum bei 8 eV (beziffert durch 3).

In Abbildung 2 ist für das Maximum zwischen 1 und 5 eV die Winkelverteilung der Dimerachse bezüglich der Projekttilstrahlachse zu sehen. Die Winkelverteilung zeigt eine klare Ausrichtung gegenüber der Ausbreitungsrichtung des Projekttils. Dieses Ergebnis ist nur mit dem 2-Stufen-Prozess zu erklären, indem das Projekttil nacheinander erst mit dem einen dann mit dem anderen Atom des Dimers stößt: Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Prozess stattfindet, ist mit dem (geometrischen) Wirkungsquerschnitt verbunden. Dies ist in Abbildung 3 angedeutet durch eine Kreisfläche um das Projekttil. Damit das Projekttil mit beiden atomaren Zentren wechselwirken kann, müssen sie beide innerhalb dieser Fläche liegen, wodurch nur Dimere, deren Achse innerhalb eines bestimmten Winkelbereichs um die Projekttilachse liegen, ausgewählt werden.

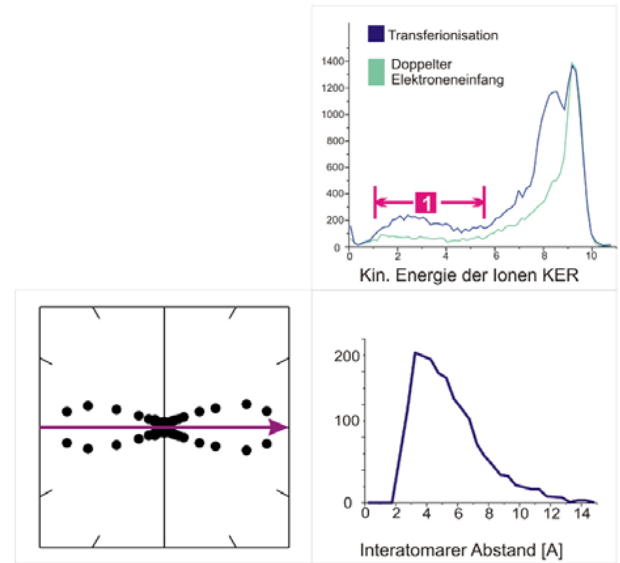
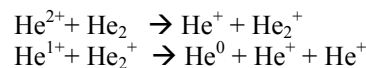


Abbildung 2: oben: KER-Verteilung für Transferionsitation und doppelten Elektroneneinfang, die pinken Pfeile zeigen an, auf welchen KER-Bereich die Bedingung für die unteren Bilde liegt. unten links: Winkelverteilung der Dimerachse bezüglich der Projekttilachse für einen KER zwischen 1 und 5 eV für die Transferionisation. Die Ausbreitungsrichtung des Projekttils wird angedeutet durch den Pfeil. unten rechts: Verteilung des Abstands zwischen den beiden Heliumionen zum Zeitpunkt des Aufbruchs in Angström entsprechend einen KER zwischen 1 und 5 eV für die Transferionisation. Für den doppelte Elektroneneinfang weisen die Spektren die gleiche Tendenz auf.

Die breite Abstandsverteilung, die man entsprechend für den Bereich zwischen 1 und 5 eV aus der klassischen Näherung erhält, unterstützt dies ebenfalls. Die Verteilung reicht bis 14 Å und ist damit deutlich größer als in einem üblichen diatomaren Molekül von 1-2 Angström. Das spricht dafür, dass durch den Prozess ein „Schnappschuss“ des Grundzustandes des Dimers gemacht wurde. Da das Projekttil mit 2.45 a.u. Geschwindigkeit hinreichend schnell ist, um von einem zum anderen Zentrum zu gelangen, wird durch den Abstand der beiden Ionen zum Zeitpunkt der Fragmentation auch der Abstand des Dimers im Grundzustand abgebildet. Der doppelte Elektroneneinfang findet beim 2-Stufen-Prozess also in zwei (einfach) Einfangreaktionen statt:



, wobei hier die Abfolge der Prozesse klar vorgegeben ist.

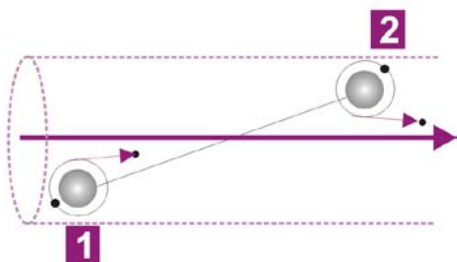
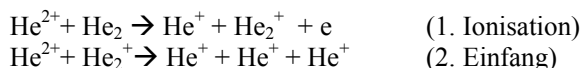
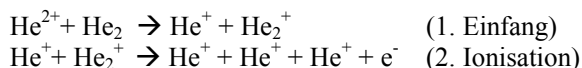


Abbildung 3: schematische Darstellung des 2-Stufenprozesses: Das Projektil wechselwirkt in 2 Schritten mit dem Dimer. Es löst zunächst ein Elektron am ersten Atom aus (1), danach am zweiten (2). Je nach Reaktion wird das Elektron ins Kontinuum emittiert (Einfachionisation) oder vom Projektil eingefangen.

Bei der Transferionisation kann im ersten Schritt sowohl ein Einfang als auch eine Ionisation erfolgen. Abhängig davon kann die Ionisation mit einem einfach oder zweifach geladenen Heliumion stattfinden:



In unserer Messung sind beide Reaktionswege nicht zu unterscheiden.

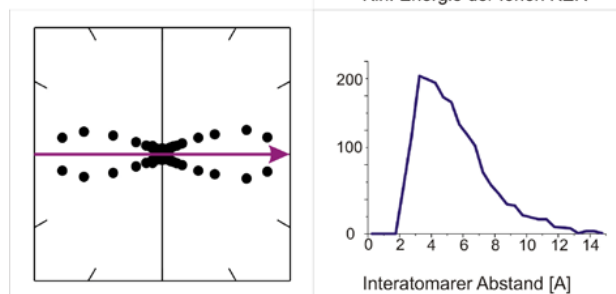
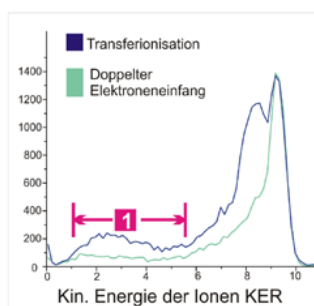


Abbildung 4 oben: KER-Verteilung für Transferionisation und doppelten Elektroneneinfang, der pinke Pfeil macht deutlich, auf welchen KER-Bereich die Bedingung für die unteren Bilde liegt. Unten links: Winkelverteilung der Dimerachse bezüglich der Projektilachse für einen KER zwischen

8,5 und 10 eV mit einer Bedingung auf die Transferionisation  $V$ . Die Ausbreitungsrichtung des Projektils wird angedeutet durch den Pfeil. unten rechts: Verteilung des Abstands zwischen den beiden Heliumionen zum Zeitpunkt des Aufbruchs in Angström entsprechend einen KER zwischen 8,5 und 10 eV. Für den doppelten Elektroneneinfang zeigen die Verteilungen das gleiche Ergebnis.

In Abbildung 4 ist die Winkelverteilung und Abstandsverteilung für das Maximum in der KER-Verteilung bei 9 eV zu sehen. Im Gegensatz zum vorher besprochenen Prozess ist hier die Winkelverteilung der Dimerachse um die Projektilstrahlrichtung isotrop. Der internukleare Abstand hat entsprechend der kinetischen Energie der Ionen das Maximum bei etwa 1.7 Å und kommt damit einem typischen Molekülabstand sehr nahe.

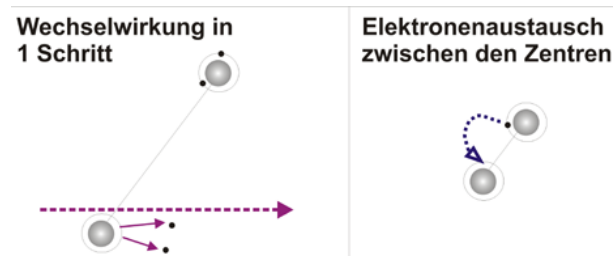


Abbildung 5: schematische Darstellung des 1-Stufenprozesses. Durch die Wechselwirkung mit dem Projektil verliert ein Atom des Dimers beide Elektronen. In einem nachfolgenden Prozess wird zwischen den beiden Zentren ein Elektron ausgetauscht. Nach diesem Austausch fragmentiert das Dimerion in zwei einfach geladenen Heliumionen.

Dies lässt sich nur verstehen, wenn man annimmt, dass das Projektil nur in einem Schritt mit einem Atom des Dimers wechselwirkt, wodurch dieses zwei Elektronen verliert. Bei einem sehr kleinen Abstand, bei dem sich anschaulich gesprochen die Orbitale der beiden Bindungspartner überlappen, kommt es zu einem Elektronenaustausch zwischen beiden Partnern (Charge Transfer), so dass beide Heliumatome schließlich einfach geladen sind. Dieser Übergang ist allerdings nur in einem Bild zu erklären, in dem die Dynamik der Kerne mit einbezogen wird. In der Born-Oppenheimer-Näherung sind die Potenzialkurven des  $(\text{He}^{2+} \text{He}^0)$ -Zustands und des  $(\text{He}^+ \text{He}^+)$ -Endzustand entsprechend den Bindungsenergie der Elektronen energetisch klar voneinander getrennt, die Drehimpulserhaltung erlaubt ebenfalls keinen Dipolübergang durch ein Photon. Erst durch die Berücksichtigung der Kernbewegung wird dieser möglich: Zwischen dem  $\text{He}^{2+}$  Ion und dem neutralen He-Atom herrscht ein attraktives Potenzial, was zur Folge hat, dass sich beide Zentren nach der Wechselwirkung mit

dem Projektil aufeinander zubewegen; der Schwerpunkt bewegt sich. Ebenso wie in einem langsamen Ion-Atom-Stoß koppeln die beiden Zustände ( $\text{He}^{2+} \text{He}^0$ ) und ( $\text{He}^+ \text{He}^+$ ) miteinander, was einen Übergang ermöglicht.

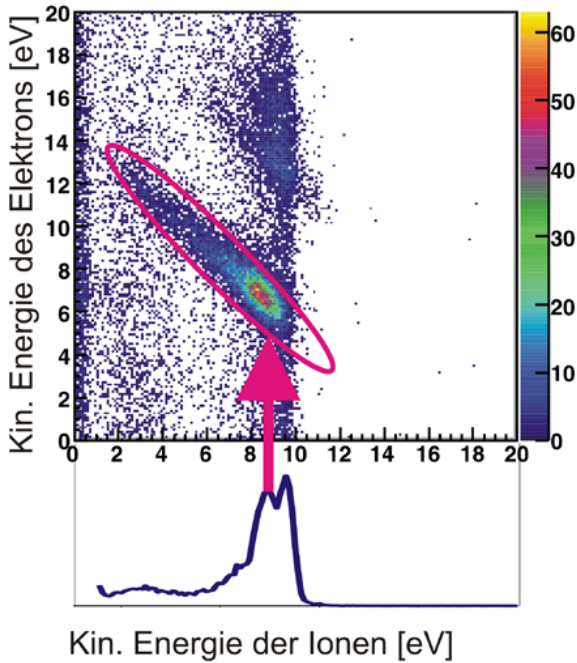


Abbildung 6 : zweidimensionale Energieverteilung des gemessenen Elektrons und der Ionen. Auf der x-Achse ist die kinetische Energie der ionischen Fragmente (KER) in eV aufgetragen, während auf der y-Achse die kinetische Energie des emittierten Elektrons aufgetragen ist. Es zeigt sich eine diagonale Struktur, deren Maximum bei 8 eV liegt. Diese Struktur ist typisch für einen Interatomic Coulombic Decay (ICD).

In Abbildung 6 erkennt man, dass bei einem KER von 8 eV das Maximum zu einer diagonalen Struktur gehört. Sie lässt darauf schließen, dass die Summe aus beiden Energien konstant ist. Diese Struktur ist aus Synchrotron-Experimenten mit Dimeren anderer Atome sehr wohl bekannt und wird einem Prozess namens Interatomic Coulombic Decay (ICD) zugeordnet [8]. In diesem Fall verliert ein Atom des Dimers ein Elektron. Das zweite Elektron dieses Atoms wird zudem mit einer Energie von etwa 40 eV angeregt. Nach einigen Femtosekunden fällt das Elektron wieder in den Grundzustand zurück, und die Energie wird mittels eines virtuellen Photons an das zweite neutrale Atom des Dimers übertragen, wodurch dieses ionisiert. Hierfür ist eine Energie von 24.6 eV notwendig. Die restliche Energie von etwa 15 eV teilen sich Elektron und Ionen, je nachdem bei welchem Abstand der Prozess stattfindet.

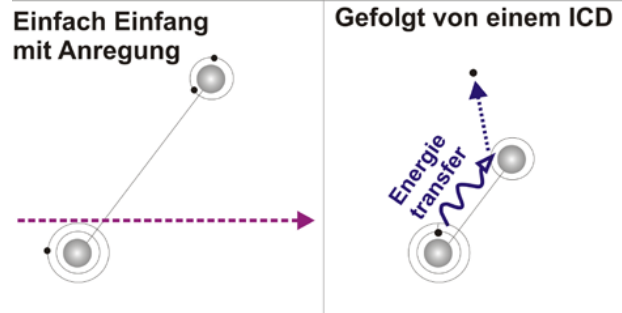
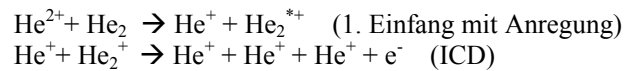


Abbildung 7 : schematische Darstellung des Prozesses der für den Beitrag bei 8eV verantwortlich ist. Das Projektil wechselwirkt mit einem Atom des Dimers und fängt ein Elektron ein. Das zweite wird dabei angeregt, wodurch Energie im System « gespeichert » wird. Nach einigen Femtosekunden wird die Energie über einen ICD an das benachbarte Atom übertragen, wodurch dieses ionisiert wird.

Auch wenn dieser Prozess zur KER-Verteilung der « Transferionisation » beiträgt, unterscheidet er sich doch deutlich von den ersten beiden Prozessen, da das freie Elektron nicht mit dem Projektil wechselwirkt. Vielmehr handelt es sich um einen einfachen Einfangprozess, bei dem ein Atom des Dimers auch angeregt wird. Die dadurch « gespeicherte » Energie führt über einen ICD zur Ionisation des zweiten Atoms, was wiederum eine Fragmentation des Dimerions zur Folge hat :



Da die Endprodukte (einfach geladenes Projektil, 2 einfach geladenen Heliumionen aus dem Dimer und 1 Elektron) jedoch die gleichen sind wie bei den beiden bereits besprochenen Transferionsationsprozessen, ist er erst in weiteren Analyseschritten unterscheidbar.

- [1] A. R. Janzen et al., *J. Chem. Phys.* **103**, 9626 (1995).
- [2] R. E. Grisenti, et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2284 (2000)
- [3] J. C. Slater, *Phys. Rev.* **32**, 349 (1928).
- [4] W. Schöllkopf et al., *Science* **266**, 1345 (1994).
- [5] R. Kariotis et al. *J. Chem. Phys.* **121**, 3044 (2004)
- [6] L. W. Bruch et al., *J. Chem. Phys.* **117**, 1544 (2002)
- [7] F. Luo, et al. , *J. Chem. Phys.* **98**, 3564 (1993).
- [8] L. S. Cederbaum et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4778 (1997).

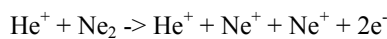
# Ionisationsprozesse in He<sup>+</sup>-Ne<sub>2</sub> Stößen bei einer Projektilenergie von 650 keV

H.-K. Kim, J. Titze, M. Schöffler, F. Trinter, M. Waitz, J. Voigtsberger, H. Sann, C. Stuck, U. Lenz, M. Odenweller, B. Ulrich, L. Schmidt, T. Jahnke, A. Czasch, O. Jagutzki, R. Grisenti, H. Schmidt-Böcking und R. Dörner

Im Laufe der Zeit wurden Zerfallsmechanismen elektronisch angeregter Zustände immer besser verstanden. Geht ein Elektron von einem höheren Energieniveau in einen Zustand niedrigerer Energie über, wird die Überschussenergie durch Photonen oder Elektronen abgegeben. 1997 wurde von Cederbaum et al. [1] ein weiterer Zerfallsmechanismus vorhergesagt, der sogenannte „Interatomic Coulombic Decay“ (ICD).

Bei dem von Jahnke et al. 2004 [2] am Neon Dimer eindeutig nachgewiesenem Prozess wird nach Photoionisation des 2s-Elektrons das entstandene „Loch“ durch ein 2p-Elektron desselben Atoms aufgefüllt. Die Überschussenergie wird an das schwach (2 meV) van-der-Waals gebundene Nachbaratom des Dimers transferiert, wo dann ein niederenergetisches Elektron emittiert wird. Die jeweils einfach positiv geladenen Neon-Ionen stoßen sich aufgrund der Coulombkraft unter einem Winkel von 180° ab.

Es gibt Hinweise darauf, dass niederenergetische Elektronen sehr effizient DNA-Strangbrüche verursachen. Nachdem ICD vor kurzem auch an Wasserdimeren beobachtet wurde [3], stellt sich die Frage, ob auch Alphateilchen und somit Ionen an Dimeren durch ICD niederenergetische Elektronen erzeugen können und dieser Prozess somit einen relevanten Kanal für biologische Strahlenschäden darstellt. In einem ersten Schritt wurden deswegen die Ionisationsprozesse von Ionen an Neondimeren untersucht. Ein Ionenstrahl aus einfach positiv geladenen Heliumionen wird mit einem Neon Gasstrahl gekreuzt, welcher aus einer Düse mit 30 µm in die Targetkammer expandiert.



Das Experiment wurde am 2,5 MV Van-de-Graaff Beschleuniger des Instituts für Kernphysik in Frankfurt/M durchgeführt. Gemessen wurden dabei die Startimpulsvektoren der aufbrechenden Fragmente des gestörten Dimersystems zum Zeitpunkt der Reaktion. Mit Hilfe dieser Impulsvektoren kann man u.a. die kinetische Energie sowie die Orientierung im Raum (Flugrichtung) berechnen. Bei der Vermessung dieser Startimpulse kam die „Coltrims“ Technik zum Einsatz. Hierbei werden die in der Reaktion entstehenden geladenen Fragmente durch elektrische und magnetische Felder auf orts- und zeitauflösende Detektoren gelenkt. Die koinzident gemessenen Elektronen und Ionen können auf diese Weise mit 4π Raumwinkelakzeptanz vermessen werden.

Damit die Messung am „Coltrims XXL“ durchgeführt werden konnte, wurde der Kaltkopf, der das Gasstrahlsystem (Target) auf wenige Kelvin kühlt, um eine Gegenheizung erweitert. Mit Hilfe dieser Gegenheizung konnte eine hinreichend konstante Temperatur von etwa 180K eingestellt werden, bei welcher Neon Dimere erzeugt wurden. Desweiteren wurde ein Strahlpulser bei 2 MHz betrieben, der die koinzidente Messung mit den Projektilen ermöglichte.

In Abb. 1 ist der „kinetic energy release“ (KER) gegen die Elektronenenergie aufgetragen. Der  $\text{KER} = p^2/2m$  ist ein Maß für die aus der Coulombabstoßung resultierende Bewegungsenergie. Näherungsweise hängt diese Bewegungsenergie umgekehrt proportional mit dem internuklearen Abstand  $r = q_1 q_2 / \text{KER}$  zum Zeitpunkt des Zerfalls zusammen. Die Ereignisse lassen sich im KER auf zwei Bereiche um etwa 5 eV und 7 eV aufteilen. Ein KER von 4,2 eV entspricht dabei dem internuklearen Abstand des Neon Dimers im Grundzustand von  $r_0 = 3,4$  Angstrom. Die Verteilung der Elektronenenergien  $E_e$  auf die KERs lässt jedoch auf mindestens drei verschiedene Ionisationsmechanismen schließen.

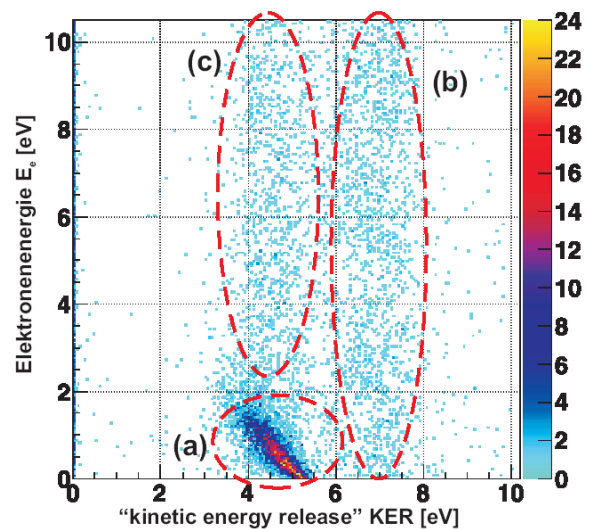


Abbildung 1: Hier ist der KER gegen die Elektronenenergie  $E_e$  aufgetragen. Der KER ist ein Maß für die in kinetische Energie umgewandelte potentielle Energie aus der Coulombabstoßung. Dargestellt sind drei Prozesse, der ICD (a), ein Reaktionsmechanismus bei dem das Projektil nur mit einem Zentrum wechselwirkt (b) und ein weiterer Mechanismus, bei dem das Projektil mit beiden Zentren wechselwirkt (c). Verschiedene KERs erlauben es Aussagen über den interatomaren Abstand der beiden Kerne eines Dimers zum Zeitpunkt der Fragmentation zu treffen.

In Abb. 2 ist dargestellt, wie die verschiedenen Ionisationsmechanismen ablaufen könnten.

Beim ersten Prozess (a) handelt es sich um ICD. Bei ICD muss  $\text{KER} + E_e = \text{const}$  gelten. Die zugehörigen Ereignisse liegen auf einer Diagonalen. ICD ist auch in Ionenstößen kein zu vernachlässigender Effekt. Aufgrund der Wechselwirkung an nur einem Zentrum ist die Molekülorientierung isotrop im Raum. Bei (b) handelt es sich um einen Prozess mit zwei Wechselwirkungen des Projektils an einem Zentrum. Durch die Doppelionisation an nur einem der beiden Atome gelangt das Dimer auf eine attraktive Potentialkurve und läuft zusammen, bis ein Elektron übertragen wird.

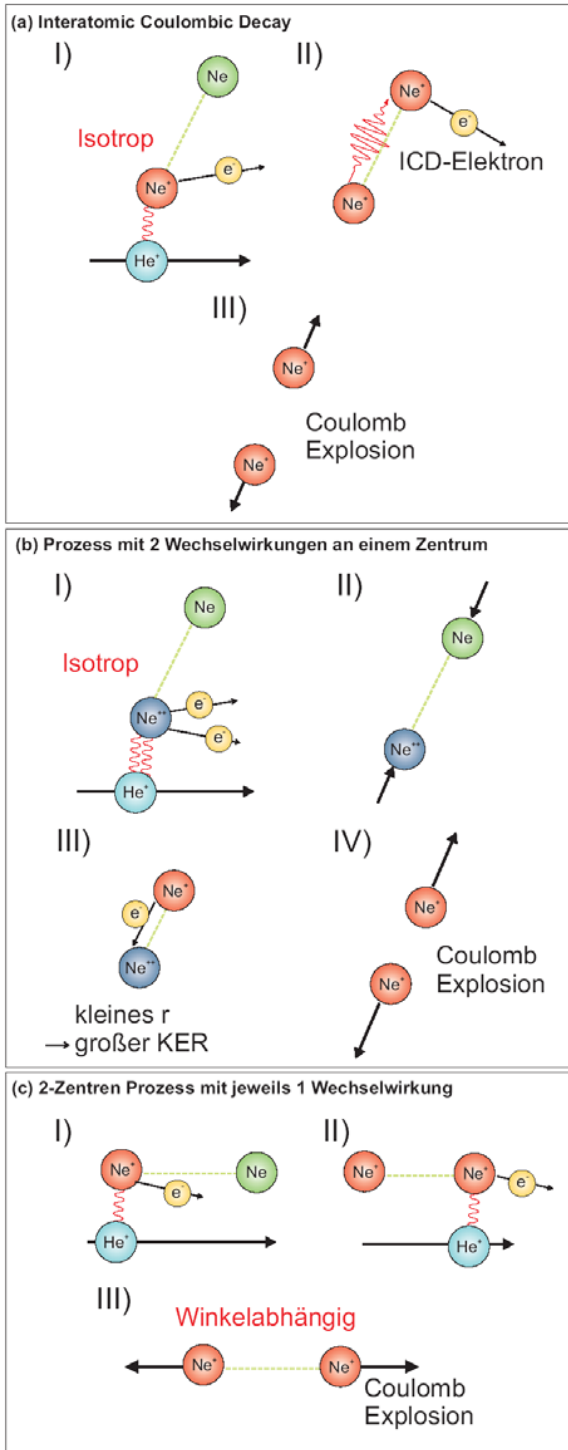
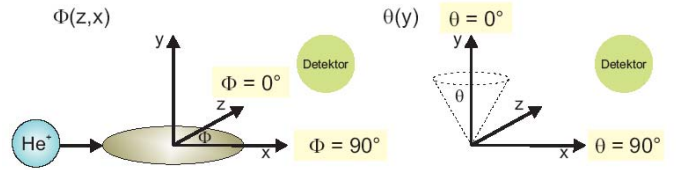


Abbildung 2: Verschiedene Ionisationsmechanismen durch ein einfallendes Heliumion.

Es fragmentiert mit einer größeren kinetischen Energie als bei den anderen beiden Prozessen. Die Orientierung der Molekülachse ist auch hier isotrop im Raum verteilt. In (c) wechselwirkt das Projektil jeweils einmal mit beiden Zentren des Dimers. Die Doppelionisation des Dimers ist bei diesem Mechanismus in Projektilstrahlrichtung wahrscheinlicher, womit auch die Orientierung der Molekülachse eine winkelabhängige Häufigkeitsverteilung aufweist. Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten der Projektile findet dieser Prozess in etwa beim Gleichgewichtsabstand von  $\text{Ne}_2$  statt.

In Abb. 3 sind die Winkelverteilungen der Molekülachsen zur Richtung des einfallenden Projektils dargestellt. Die Winkel sind wie folgend definiert:



Der Winkel  $\Phi$  geht von  $0^\circ$ - $360^\circ$  und wird in der  $x$ - $z$ -Ebene aufgespannt. Der Winkel  $\theta$  geht von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  bzw.  $\cos(\theta)$  von  $-1$  bis  $1$ . In dieser Darstellung sind die Molekülachsen für  $\Phi$ -Winkel bei  $-90^\circ$  und  $90^\circ$  parallel zur Strahlachse des Projektils. Bei  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 180^\circ$  liegen die Dimere senkrecht zur Einfallsrichtung des Projektils. Dem entsprechend sind solche Dimere mit  $\cos(\theta) = -1$  und  $\cos(\theta) = 1$  parallel zur Ausbreitungsrichtung des Gasstrahls (Target) und solche mit  $\cos(\theta) = 0$  senkrecht dazu. Bei dem Zerfallsmechanismus, bei dem das Projektil mit beiden Zentren des Dimers wechselwirkt (c), lässt sich im Vergleich zu den anderen Zerfallsarten in Richtung des Projektils (grüne Kreise) eine Anhäufung von Ereignissen feststellen.

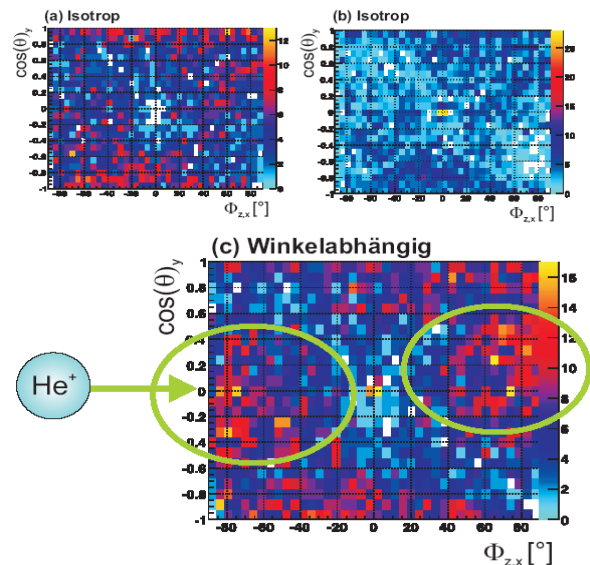


Abbildung 3: Winkelabhängigkeit der Ionisationswahrscheinlichkeit für den Winkel zwischen Molekülachse und Projektilstrahl.

Zusammenfassend konnten in  $\text{He}^+$ - $\text{Ne}_2$  der „Interatomic Coulombic Decay“ zu einem nicht zu vernachlässigenden Anteil beobachtet werden. Außerdem war es möglich zwei weitere Ionisationsmechanismen zu unterscheiden. Bei einem dieser beiden Mechanismen wechselwirkt das Projektil an beiden Zentren des Dimers. Hier weist die Ionisationswahrscheinlichkeit deshalb eine Winkelabhängigkeit von der Molekülachse zur Projektilstrahlachse auf.

**Referenzen:**

[1] L.S. Cederbaum, J. Zobeley, and F. Tarantelli, Phys. Rev. Lett. 79, 4778 (1997)  
 [2] T. Jahnke et al., Phys. Rev. Lett. Vol. 93 (2004)  
 [3] T. Jahnke et al., Nature Physics 6, 139–142 . (2010)

# Impulsspektroskopische Untersuchung des Elektroneneinfangs in Proton-Helium Stößen

Hong-Keun Kim, Jasmin Titze, Markus Schöffler\*, Lothar Schmidt, Ottmar Jagutzki, Horst Schmidt-Böcking und Reinhard Dörner

\*Lawrence Berkeley National Laboratory, 1 Cyclotron Road, CA-90720 Berkeley, USA

Im Rahmen der Diplomarbeit wurde der Elektroneneinfang im Reaktionskanal  $H^+ + He \rightarrow H^0 + He^+$  bei Projektilenergien zwischen 630 keV/u und 1,2 MeV/u experimentell untersucht. In schnellen Stößen hängt der Elektroneneinfang im Wesentlichen von einer kleinen Relativgeschwindigkeit ab. Die in der Literatur für diesen Prozess beschriebenen Mechanismen sind der sogenannte kinematische Einfang (KEC) und der Elektron-Kern Thomas Prozess (NEC). Nach einer von Oppenheim, Brinkmann und Kramers aufgestellten Näherung [1] ist beim KEC der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma \sim v_p^{-12}$ . Der totale Wirkungsquerschnitt für den von L.H. Thomas [2] beschriebenen NEC, in dem der Einfangprozess durch eine Abfolge zweier binärer Stöße erfolgt, ist hingegen lediglich proportional zu  $\sigma \sim v_p^{-11}$ . Aufgrund der definierten Geometrie des Prozesses ist für den NEC ein Streuwinkel von 0,47 mrad charakteristisch. Der Thomas Prozess konnte bei höheren Projektilenergien schon gemessen werden [3]. Unserer bestreben war es den Thomas Prozess mittels Impulsspektroskopie (COLTRIMS) auch bei niedrigeren Projektilenergien festzustellen. Realisiert wurden die Messungen mit der „COLTRIMS XXL“ Kammer am 2,5 MeV Van-de-Graaff Beschleuniger des Instituts für Kernphysik in Frankfurt. In Abb. 1 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Projektilenergien dargestellt. Der Hauptanteil der Elektroneneinfänge liegt bei kleinen Streuwinkeln und stammt vom kinematischen Einfang. Zu größeren Streuwinkeln hin ist für jede Projektilenergie ein kleineres zweites Maximum zu erkennen. Dieses liegt für 1200 keV bei 0,73 mrad, für 1000 keV bei 0,78 mrad und für 630 keV bei 0,97 mrad. Die Verschiebung der zweiten Maxima zu größeren Streuwinkeln hin (als die bei 0,47 mrad erwarteten Streuwinkel) entspricht einer Überlagerung des Thomas Mechanismus mit einer Rutherford Streuung der beiden Kerne, die für kleine Projektilenergien nicht mehr vernachlässigbar ist.

Des Weiteren stellte sich die Frage ob Aussagen zur Art der Anregung des zweiten verbleibenden Elektrons im Helium gemacht werden können.

Wird ein Elektron vom Helium Atom ins Proton übertragen, kann dieses in einen Grundzustand oder in einen angeregten Zustand des Wasserstoffatoms eingefangen werden. Ebenso kann das zweite verbleibende Elektron im Helium im Grundzustand verweilen oder angeregt werden. Aufgrund der Kinematik des Stoßprozesses unterscheiden sich die

möglichen Anregungszustände im Impuls in Projektionsrichtung jedoch teilweise nur um 0,05 a.u..

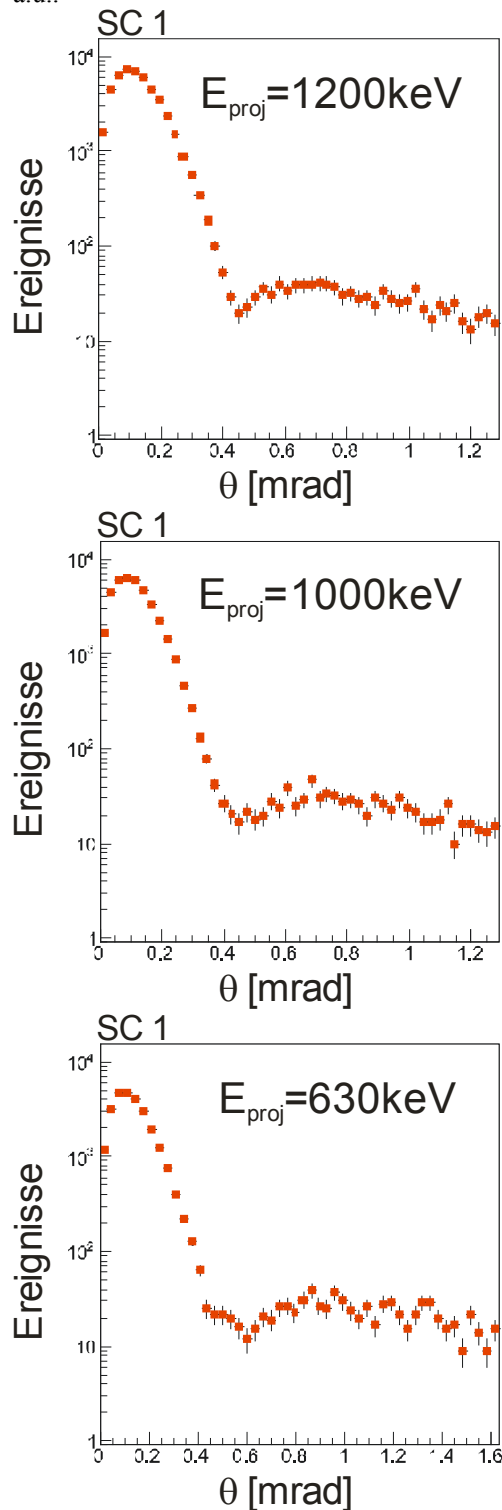


Abb. 1: Differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/d\theta$



Durch die Verwendung einer elektrostatischen Linse konnte neben der üblichen Orts- und Zeitfokussierung die von der Divergenz und der Gasstrahltemperatur abhängige Impulsunsicherheit von etwa 0,09 a.u. kompensiert werden. Die in Projektionsrichtung erreichte Impulsauflösung war dadurch besser als die benötigten 0,05 a.u..

In Abb. 2 ist eine Projektion der Capture Linien auf die Projektionsstrahlachse nach Anregungszuständen getrennt dargestellt.

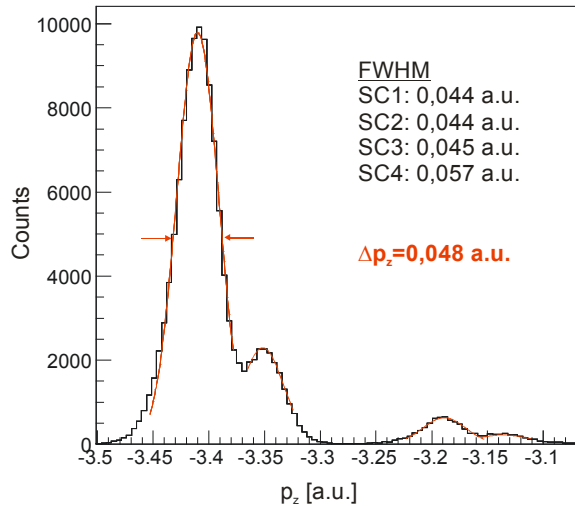


Abb.2: Projektion der Capture Linien auf die Projektionsstrahlachse  $p_z$ . V.l.n.r. SC1-SC4

Um Hinweise auf die Art der Anregung des zweiten Elektrons im Helium zu finden, können die nach den Anregungszuständen getrennten Streuwinkelverteilungen miteinander verglichen werden. Findet die Anregung nämlich durch einen Stoßprozess statt, wird sich der Impulsübertrag im Streuwinkel auswirken.

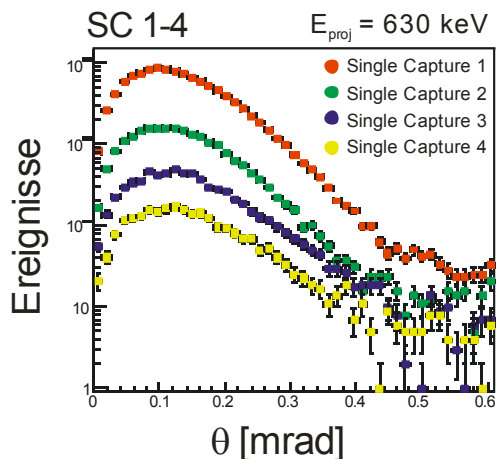


Abb.3: Die nach den Anregungszuständen getrennten differentiellen Wirkungsquerschnitte.

In Abb. 3 sind für die Projektilenergie von 630 keV die differentiellen Wirkungsquerschnitte nach den Anregungszuständen getrennt aufgetragen. Dabei ist in SC1 und SC2 das zweite Helium-Elektron im Grundzustand und in SC3 und SC4 angeregt. Dem Verlauf der Wirkungsquerschnitte ist

zu entnehmen, dass bei SC3 und SC4 im Gegensatz zu SC1 und SC2 mehr Ereignisse zu größeren Streuwinkeln hin verschoben sind. In Abb. 4 ist der Quotient der Wirkungsquerschnitte dargestellt, wobei im Bereich des kinematischen Einfangs SC2 / SC1 konstant ist. Teilt man SC3 und SC4 durch SC1 ist ein Anstieg zu sehen, was auf eine Anregung des Elektrons durch einen Stoßprozess mit dem Projektil hinweist.

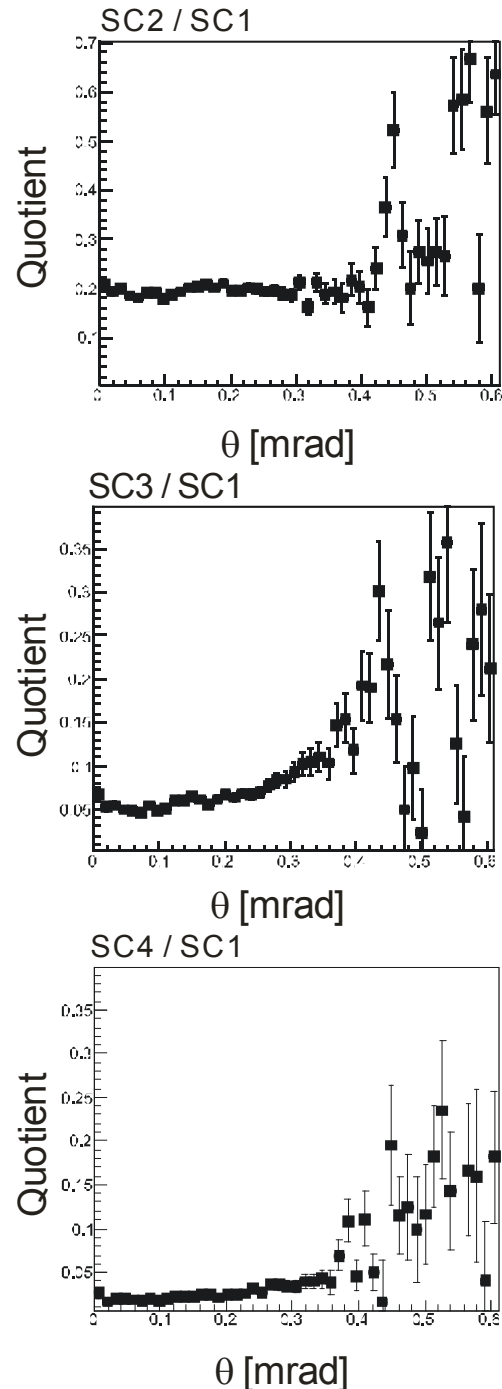


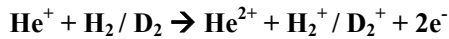
Abb.4: Quotienten der nach Anregungszuständen getrennten Wirkungsquerschnitte

- [1] Oppenheimer J R, Phys. Rev., 1928, **31**, 349  
 Brinkman H R and Kramers H A, Proc. R. Acad. Sci. Amsterdam, 1930, **33**, 973  
 [2] Thomas L H, Proc. R. Soc., 1927, **114**, 561  
 [3] Fischer D, Physical Review A, 2006, **73**, 052713

# Suche nach Unterschieden in der Ionisationsdynamik von H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub>

Florian Trinter, Markus Waitz, Jasmin Titze, Markus S. Schöffler, Matthias Kühnel, Ottmar Jagutzki, Hong-Keun Kim, Lothar Ph. H. Schmidt, Horst Schmidt-Böcking, Reinhard Dörner

Im Rahmen der Bachelor-Arbeit wurde der Elektron-Loss-Prozess im Reaktionskanal



bei Projektilenergien zwischen 750 keV und 1200 keV experimentell untersucht.

Auf der atomaren Größenskala ist die dominierende Wechselwirkung die elektromagnetische Kraft. Bei der Ionisation durch geladene Teilchen ist die Hauptaufgabe des Kerns die Erzeugung eines Coulomb-Potentials. Abgesehen von einer leichten Verschiebung im Schwerpunktsystem spielt die Masse des Kerns also keine Rolle. Sowohl die differentiellen als auch die absoluten Wirkungsquerschnitte werden daher allgemein als isotonen-unabhängig angenommen. Elektromagnetisch basierte Prozesse wie Ionisation oder auch elastische Elektronen-Streuung sollten also von der Masse unabhängig sein.

Im überraschenden Gegensatz dazu stellten Cooper et al. Unterschiede in den Wirkungsquerschnitten bei quasi-elastischer Elektronen-Streuung an H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub> und HD fest [1]. Verglichen mit den nach Rutherford berechneten Intensitäten tritt eine Abnahme der integrierten Intensität beim H-Peak von ca. 30% auf. Als Konsequenz dieses Ergebnisses scheint der Wirkungsquerschnitt kleiner zu sein als man theoretisch erwartet. Ein ähnliches Phänomen wurde auch für elastische Neutronenstreuung beobachtet [2]. Wenn dieser Isotopen-Effekt bestätigt und weitergehend untersucht werden würde, könnte dies unser heutiges Verständnis von Wasserstoff als einfachstem Molekül und somit das Wissen über chemische Bindungen, (Bio-)Moleküle und auftretende Reaktionen möglicherweise allgemein verändern.

Unser Bestreben war es diesen unerwarteten Effekt, also mögliche Unterschiede in der Ionisationsdynamik von molekularem Wasserstoff in Form von H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub> zu untersuchen und die Frage zu klären, ob es für die Ionisation möglicherweise Isotopen-Effekte beim Wasserstoff gibt.

Statt einer elastischen Elektronen-Streuung untersuchen wir den Prozess der simultanen Target- und Projektil-Ionisation. Innerhalb dieses sogenannten Loss-Prozesses treten zwei Wechselwirkungen auf: Zwischen Projektil (He<sup>+</sup>-Ionen) und Target (H<sub>2</sub>- und D<sub>2</sub>-Moleküle) kann die Ionisation durch Elektron-Elektron- (große Stoßparameter, Target-Ion nur „Zuschauer“ – kleine Impulse, Schwellenenergie)

und Elektron-Kern-Wechselwirkung (kleine Stoßparameter, Vorwärtsstreuung des Target-Ions, keine Schwellenenergie) stattfinden. Dabei entspricht der Elektron-Kern Prozess der elastischen Elektronen-Streuung der vorangegangenen Experimente, so dass wir unsere und die vorherigen Ergebnisse direkt vergleichen können.

Die Experimente wurden am 2,5 MV Van de Graaff-Beschleuniger des Stern-Gerlach-Zentrums durchgeführt. Dabei verwenden wir die COLTRIMS Messtechnik („Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy“), mit welcher wir in der Lage sind die Impulse aller an der Reaktion beteiligten Teilchen in drei Dimensionen zu rekonstruieren. Ein weiterer Vorteil dieses experimentellen Aufbaus, welcher maßgeblich aus einem speziell angepassten Spektrometer sowie Detektoren für Elektronen, Rückstoßionen und Projektile besteht, ist die volle Raumwinkelabdeckung von 4π. Das angelegte elektrische Feld betrug 0,51 V/cm, die Länge des Spektrometers 23,6 cm und die der Driftröhre 5,2 cm.

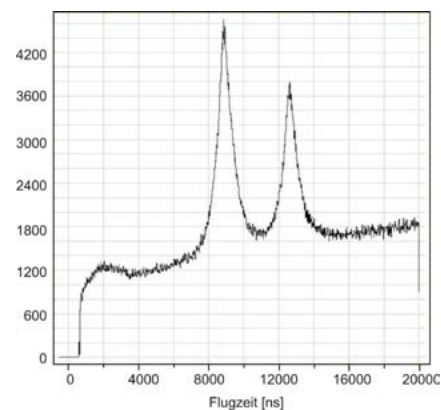


Abb. 1: Flugzeit-Spektrum bei 750 keV, H<sub>2</sub><sup>+</sup> bei 9,5 μs, D<sub>2</sub><sup>+</sup> bei 12,5 μs

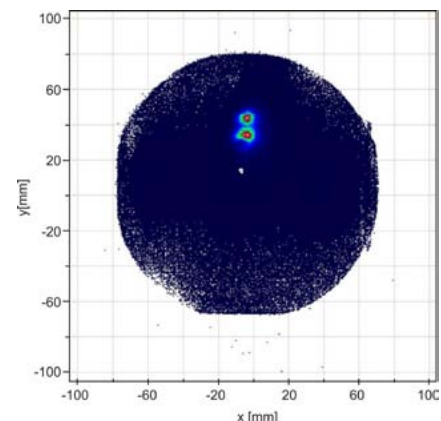


Abb. 2: Rückstoßionen-Ortsbild bei 750 keV Projektilenergie

Dargestellt sind hier die Ergebnisse für 750 keV Projektilenergie. Beide Targetmoleküle können sowohl in der Flugzeit als auch im Ortsraum getrennt werden (siehe Abbildungen 1 und 2). Um die Ergebnisse mit vorausgegangenen Messungen vergleichen zu können, wurden in Abbildung 3a und 3b die Impulse der Rückstoßionen longitudinal und transversal zur Strahlachse aufgetragen. In Abb. 4 wurden die Transversalimpulse beider Rückstoßionen auf ihr Maximum normiert, um qualitative Vergleiche anstellen zu können.

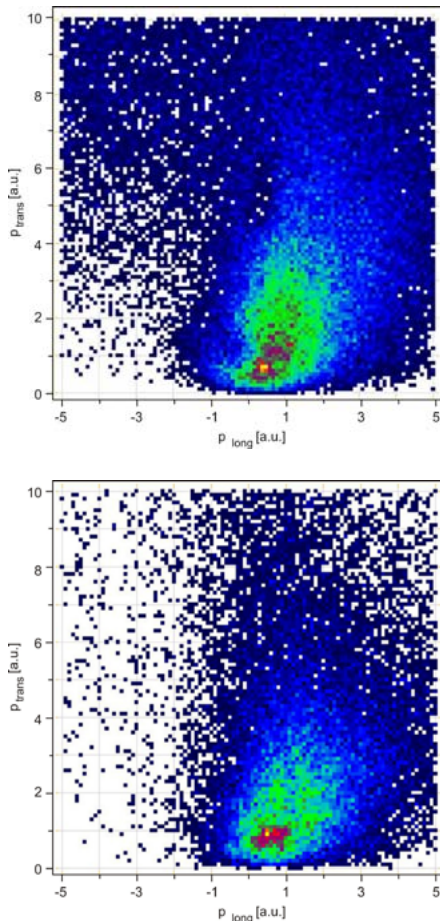


Abb. 3a und 3b: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt für  $H_2^+$  (oben) und  $D_2^+$  (unten) bei 750 keV Projektilenergie

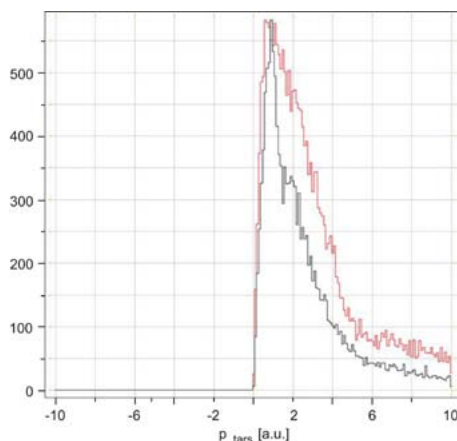


Abb. 4: Vergleich der transversalen Impulse eines passend gewählten Ausschnittes (rot:  $H_2^+$ , schwarz:  $D_2^+$ ) bei 750 keV Projektilenergie

Mit dem verwendeten Spektrometer konnte das Ziel der Untersuchung von Isotopeneffekten nur teilweise erreicht werden. Das Spektrometer wurde in der aktuellen Form ursprünglich für die Vermessung von Molekülexplosionen ausgelegt. Dort haben die Reaktionsprodukte durch die Coulomb-Abstoßung bereits relativ viel kinetische Energie, so dass das für diesen Zweck optimierte Spektrometer für die gegenwärtige Messung sehr kurz war. Dieser Umstand entpuppte sich in unserem Experiment als Nachteil, weil so elektrische Felddurchgriffe im Spektrometer stark an Einfluss gewannen. Daraus resultierende Verzerrungen in allen drei Raumrichtungen verschlechterten die Impulsauflösung für die Rückstoßionen drastisch, so dass eine ausreichend genaue Berechnung der Wirkungsquerschnitte erheblich erschwert wurde. Ferner stellte sich bei der Datenanalyse heraus, dass die drei vermessenen Projektilenergien nicht in demjenigen Energiebereich lagen, wo Elektron-Elektron- und Elektron-Kern Prozesse beim Loss mit ähnlicher Intensität auftreten. Vielmehr waren alle Energien zu hoch, so dass der Elektron-Elektron-Prozess dominiert und eine Trennung der beiden Reaktionsmechanismen nicht möglich war. In der Ionisationsdynamik der beiden untersuchten Wasserstoffisotope können auf Grundlage der von uns gewonnenen Daten mit der erreichten Auflösung und bei den gewählten Stoßenergien keine Unterschiede ausgemacht werden. Die von anderen Arbeitsgruppen beobachteten Isotopeneffekte zeigen sich in unserem Experiment nicht, was aber aufgrund der erwähnten Beschränkungen des Experiments deren Existenz nicht endgültig ausschließen kann.

In der Folge ist deshalb geplant, mit einem längeren Spektrometer und niedrigeren Projektilenergien unter 750 keV zusätzliche Messungen vorzunehmen. In diesem längeren Spektrometer sollen sowohl Beschleunigungs- als auch Driftstrecke für die Rückstoßionen so ausgelegt sein, dass die Ionen mehr Energie aufnehmen können und so der negative Effekt von Felddurchgriffen an Signifikanz verliert. In einem entsprechenden Energiebereich können dann die zu beobachtenden Intensitätsunterschiede in Elektron-Elektron- und Elektron-Kernprozessen zwischen beiden Molekülionen besser sichtbar gemacht werden.

#### Referenzen:

- [1] Cooper, Hitchcock und Chatzidimitriou-Dreismann: Phys. Rev. Lett. 100, 043204, 2008
- [2] Chatzidimitriou-Dreismann, Abdul-Redah und Krzystyniak: Phys. Rev. B 72, 054123, 2005

# Impulsspektroskopische Untersuchung des Elektroneneinfangs in Proton-Helium Stößen

Hong-Keun Kim, Jasmin Titze, Markus Schöffler\*, Lothar Schmidt, Ottmar Jagutzki, Horst Schmidt-Böcking und Reinhard Dörner

\*Lawrence Berkeley National Laboratory, 1 Cyclotron Road, CA-90720 Berkeley, USA

Im Rahmen der Diplomarbeit wurde der Elektroneneinfang im Reaktionskanal  $H^+ + He \rightarrow H^0 + He^+$  bei Projektilenergien zwischen 630 keV/u und 1,2 MeV/u experimentell untersucht. In schnellen Stößen hängt der Elektroneneinfang im Wesentlichen von einer kleinen Relativgeschwindigkeit ab. Die in der Literatur für diesen Prozess beschriebenen Mechanismen sind der sogenannte kinematische Einfang (KEC) und der Elektron-Kern Thomas Prozess (NEC). Nach einer von Oppenheim, Brinkmann und Kramers aufgestellten Näherung [1] ist beim KEC der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma \sim v_p^{-12}$ . Der totale Wirkungsquerschnitt für den von L.H. Thomas [2] beschriebenen NEC, in dem der Einfangprozess durch eine Abfolge zweier binärer Stöße erfolgt, ist hingegen lediglich proportional zu  $\sigma \sim v_p^{-11}$ . Aufgrund der definierten Geometrie des Prozesses ist für den NEC ein Streuwinkel von 0,47 mrad charakteristisch. Der Thomas Prozess konnte bei höheren Projektilenergien schon gemessen werden [3]. Unserer bestreben war es den Thomas Prozess mittels Impulsspektroskopie (COLTRIMS) auch bei niedrigeren Projektilenergien festzustellen. Realisiert wurden die Messungen mit der „COLTRIMS XXL“ Kammer am 2,5 MeV Van-de-Graaff Beschleuniger des Instituts für Kernphysik in Frankfurt. In Abb. 1 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Projektilenergien dargestellt. Der Hauptanteil der Elektroneneinfänge liegt bei kleinen Streuwinkeln und stammt vom kinematischen Einfang. Zu größeren Streuwinkeln hin ist für jede Projektilenergie ein kleineres zweites Maximum zu erkennen. Dieses liegt für 1200 keV bei 0,73 mrad, für 1000 keV bei 0,78 mrad und für 630 keV bei 0,97 mrad. Die Verschiebung der zweiten Maxima zu größeren Streuwinkeln hin (als die bei 0,47 mrad erwarteten Streuwinkel) entspricht einer Überlagerung des Thomas Mechanismus mit einer Rutherford Streuung der beiden Kerne, die für kleine Projektilenergien nicht mehr vernachlässigbar ist.

Des Weiteren stellte sich die Frage ob Aussagen zur Art der Anregung des zweiten verbleibenden Elektrons im Helium gemacht werden können. Wird ein Elektron vom Helium Atom ins Proton übertragen, kann dieses in einen Grundzustand oder in einen angeregten Zustand des Wasserstoffatoms eingefangen werden. Ebenso kann das zweite verbleibende Elektron im Helium im Grundzustand verweilen oder angeregt werden. Aufgrund der Kinematik des Stoßprozesses unterscheiden sich die

möglichen Anregungszustände im Impuls in Projektionsrichtung jedoch teilweise nur um 0,05 a.u..

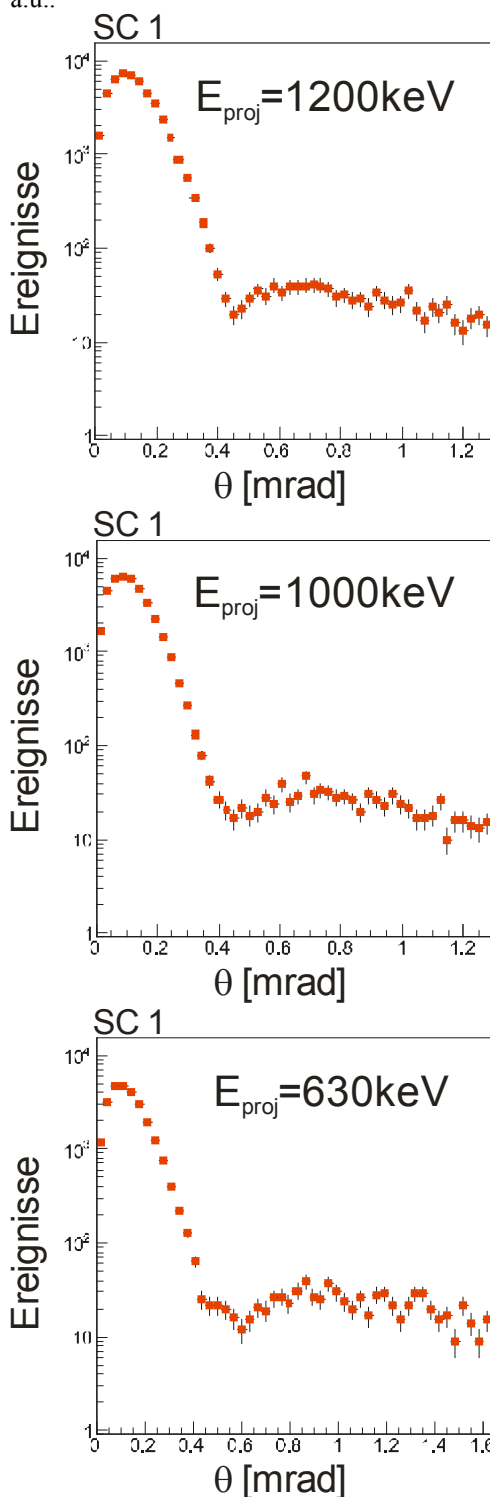


Abb.1: Differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/d\theta$

Durch die Verwendung einer elektrostatischen Linse konnte neben der üblichen Orts- und Zeitfokussierung die von der Divergenz und der Gasstrahltemperatur abhängige Impulsunsicherheit von etwa 0,09 a.u. kompensiert werden. Die in Projektionsrichtung erreichte Impulsaufösung war dadurch besser als die benötigten 0,05 a.u..

In Abb. 2 ist eine Projektion der Capture Linien auf die Projektionsstrahlachse nach Anregungszuständen getrennt dargestellt.

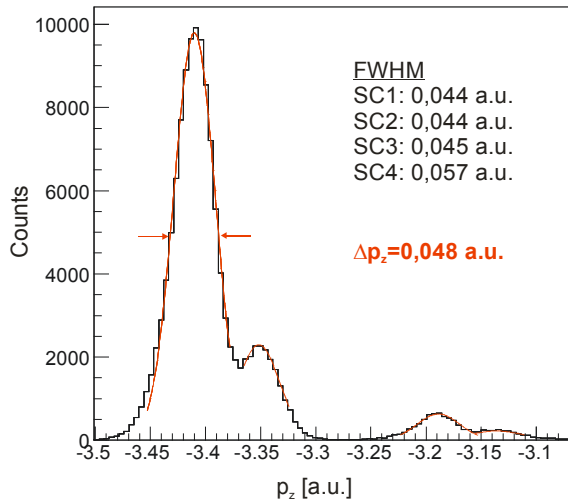


Abb.2: Projektion der Capture Linien auf die Projektionsstrahlachse  $p_z$ . V.l.n.r. SC1-SC4

Um Hinweise auf die Art der Anregung des zweiten Elektrons im Helium zu finden, können die nach den Anregungszuständen getrennten Streuwinkelverteilungen miteinander verglichen werden. Findet die Anregung nämlich durch einen Stoßprozess statt, wird sich der Impulsübertrag im Streuwinkel auswirken.

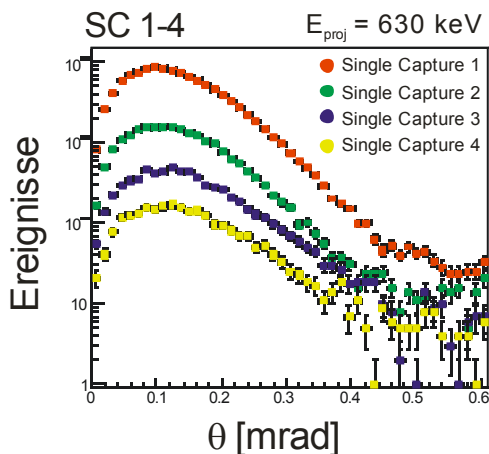


Abb.3: Die nach den Anregungszuständen getrennten differentiellen Wirkungsquerschnitte.

In Abb. 3 sind für die Projektionsenergie von 630 keV die differentiellen Wirkungsquerschnitte nach den Anregungszuständen getrennt aufgetragen.

Dabei ist in SC1 und SC2 das zweite Helium-Elektron im Grundzustand und in SC3 und SC4 angeregt. Dem Verlauf der Wirkungsquerschnitte ist

zu entnehmen, dass bei SC3 und SC4 im Gegensatz zu SC1 und SC2 mehr Ereignisse zu größeren Streuwinkeln hin verschoben sind. In Abb. 4 ist der Quotient der Wirkungsquerschnitte dargestellt, wobei im Bereich des kinematischen Einfangs SC2 / SC1 konstant ist. Teilt man SC3 und SC4 durch SC1 ist ein Anstieg zu sehen, was auf eine Anregung des Elektrons durch einen Stoßprozess mit dem Projektil hinweist.

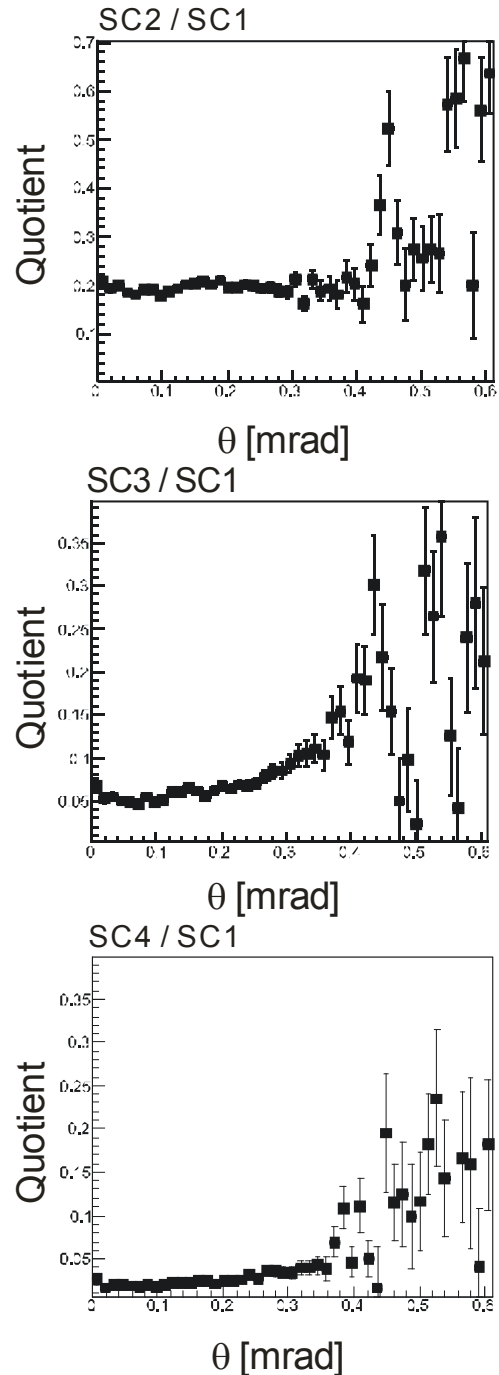


Abb.4: Quotienten der nach Anregungszuständen getrennten Wirkungsquerschnitte

- [1] Oppenheimer J R, Phys. Rev., 1928, **31**, 349  
Brinkman H R and Kramers H A, Proc. R. Acad. Sci. Amsterdam, 1930, **33**, 973
- [2] Thomas L H, Proc. R. Soc., 1927, **114**, 561
- [3] Fischer D, Physical Review A, 2006, **73**, 052713

# Multi-Electron Continua in Strongly Perturbing Ion-Atom Collisions

S. Hagmann<sup>1,2,3</sup> and C. Liao<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institut f. Kernphysik, Univ. Frankfurt, <sup>2</sup>GSI, Darmstadt, Germany, <sup>3</sup>J.R. Macdonald Lab., Dept. of Physics, KSU, Manhattan, Ks 66506, USA

Ion-atom collisions characterized by a strong perturbation, i.e. a Sommerfeld parameter  $s=q_{\text{proj}}/v_{\text{proj}} \gg 1$ , produce multiply ionized target ions with a very high cross section [1,2]. To shed light on the underlying poorly understood yet efficient multi-electron excitation and transfer mechanisms we have measured coincident doubly differential cross sections (DDCS) for continuum electron emission of electrons coincident with the recoiling ion charge state. These DDCS show that for high  $s$  the  $v_e=v_{\text{proj}}$  forward cusp eclipses all other features in the continuum. This becomes evident as these DDCS cover for the first time contiguously the entire relevant phase space, the complete range of emission angles from  $0^\circ$  to  $180^\circ$  and electron velocities from threshold to near twice the projectile velocity.

Beams of  $p$ ,  $F^{8+,9+}$  and  $I^{23+,25+}$  from the EN Tandem of the J.R. Macdonald Laboratory at KSU traversed the target zone inside an electrostatic toroidal electron analyzer; recoil ions were extracted from the target zone using a fast pulsed extraction [3]. In Fig. 1 we present for a weakly perturbing system  $s=0.15$  in the DDCS for electrons emitted all simultaneously visible constitutive features: the slow electron emission (SEE) cusp dominating the DDCS at small  $s$ , the electron capture to continuum cusp (ECC) and the arc of target KLL Auger electrons.

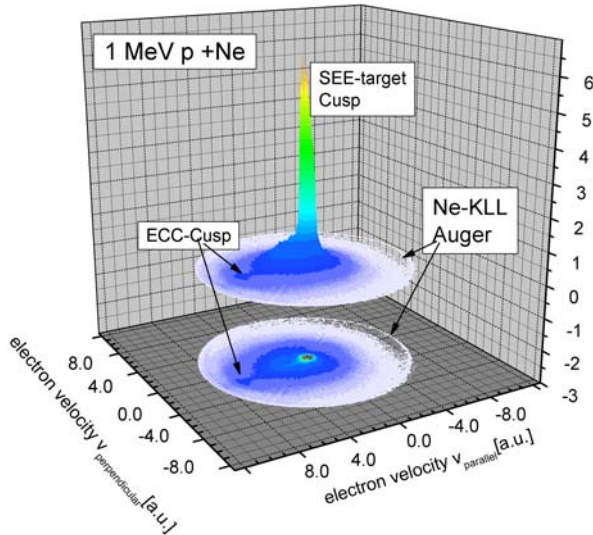


Figure 1: Relative DDCS ( $d^2\sigma/d\Omega_e dv_e$ ) for electron emission in 1 MeV p on Ne collisions in momentum space. The beam direction is defined by both,  $v_{\text{parallel}}=v_{\text{perpendicular}}=0$  and the ECC cusp location (at  $v_e=v_{\text{projectile}}=6.3$  a.u.). The spectrum shown corresponds to electron kinetic energies extending up to  $\approx 900$  eV slightly beyond the Ne KLL Auger energy

We find that the perturbation strength  $s$  and the number of electrons lost by the He target entirely determine the features in the DDCS of coincident electrons emitted for single and double ionization of He.

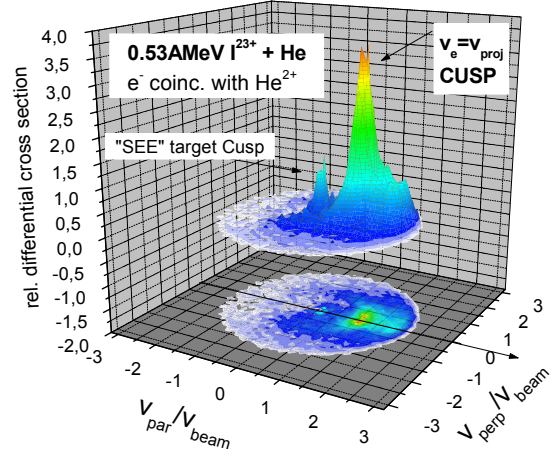


Figure 2: Relative DDCS ( $d^2\sigma/d\Omega_e dv_e$ ) for electron emission coincident with the  $He^{2+}$  recoil ion in strongly perturbing 0.53 MeV  $I^{23+}$  on He collisions.

For a strong perturbation  $s$ , the  $\vec{v}_e = \vec{v}_{\text{proj}}$  cusp (ECC in the 1-electron case) prevails; moreover, it is here dominantly arising from *double electron removal* from He (Fig.2), not anymore from single electron transfer to the projectile continuum as for weak perturbations. For  $s \gg 1$  severe constraints appear in reaction phase space for 2-electron loss by the target: a key characteristic for double ionization of the target is the propensity for emission of electrons preferably into a narrow forward cone culminating in the very *low energy electron projectile continuum* around the  $\vec{v}_e = \vec{v}_{\text{proj}}$  cusp, and the concomitant acute attenuation of the *low energy target continuum* SEE cusp (fig.2). We interpret this preponderance of the 2-electron over the 1-electron channel as evidence for considerable electron correlation in the electron transfer [4] to the continuum. Further experiments with heavier projectiles and multi-electron targets are in progress.

We gratefully acknowledge support by US-DOE, Div. of Chem. Sciences, Fundam. Interactions Branch

## References

- [1] S. Datz et al. Phys. Rev. **A41** (1990) 3559
- [2] R. Moshhammer et al. Phys. Rev. **A65**(2002) 042727
- [3] S. Hagmann et al., to be submitted to Phys. Rev. A
- [4] G. Tanner et al. Rev. Mod. Phys. **72**(2000) 497

# Behaviour of mylar foils under bombardment by energetic heavy ions studied by fast electron emission measurements with the modified ARGOS detector

E. de Filippo<sup>1</sup>, S. Hagmann<sup>2,3</sup>, H. Rothard<sup>4</sup>, I. Lombardo<sup>1</sup>, E. La Guidara<sup>1</sup>, F. Amorini<sup>1</sup>,  
F. Rizzo<sup>1</sup>, G. Politi<sup>1</sup>, E. Geraci<sup>1</sup>, P. Russotto<sup>1</sup>, G. Cardella<sup>1</sup>

<sup>1</sup>INFN Sez. Catania, Italy, <sup>2</sup>Inst. f. Kernphysik, Univ. Frankfurt, <sup>3</sup>GSI, Darmstadt, <sup>4</sup>CIMAP-Ganil, Caen, France

Fast electrons produced by bombarding thin, conducting foils with very energetic heavy ion beams have recently been the object of accurate studies [1]. In the forward direction the velocity spectra present two main components: the convoy cusp with ELC (electron loss to continuum) and ECC (electron capture to the continuum) at  $v_{\text{electron}}=v_{\text{projectile}}$  and binary encounter (BE) electrons which when observed at  $\theta_{\text{lab}}\cong 0^\circ$  have around twice the beam velocity  $v_{\text{projectile}}$  (see Fig. 1).

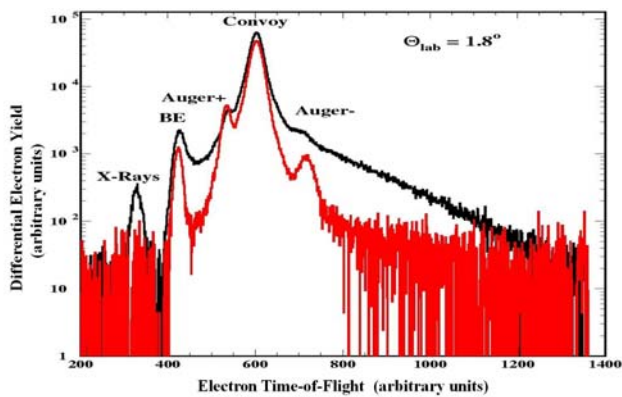


Fig. 1: Time-of-flight (TOF) spectra of fast electrons emitted at  $\theta_{\text{lab}}=1.8^\circ$  for 40.3 AMeV  $^{107}\text{Ag}^{30+}$  ions on solid C (red) and Au (black) conductive targets. Binary encounter (BE), convoy- and in-flight-emitted Auger electron (forward emission, “Auger+”, backward emission, “Auger-”) peaks are indicated. The *convoy* peak corresponds to electrons of 22.1 keV (for details see [1]).

Experiments involving *insulating solid targets* are indeed exceedingly rare. Therefore, we performed several experiments at the superconducting cyclotron (CS) at LNS, Catania with insulating polypropylene and mylar targets (in addition to the measurements with conducting targets such as C, Ni, Au). The foils were  $\sim 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  thick, and some of them were coated on one surface with a thin gold layer of  $\sim 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  (“Mylar-Au” target). Current intensities were systematically varied for the same beam from about 10 pA up to some hundred pA. Some of the ARGOS scintillation detectors were modified (no aluminized mylar covering) in order to decrease significantly the detection threshold to below 10 keV electron energy. We observe that both convoy and BE electrons emerging from the target are slowed down remarkably and their time-of-flight increases as the time elapses, until a charge break-down occurs. This velocity difference is attributed to the charging-up induced positive target potential and therefore allows a quantitative analysis of the nature of the periodic discharge. Positive potentials as high as 9-12 kV have been seen [2].

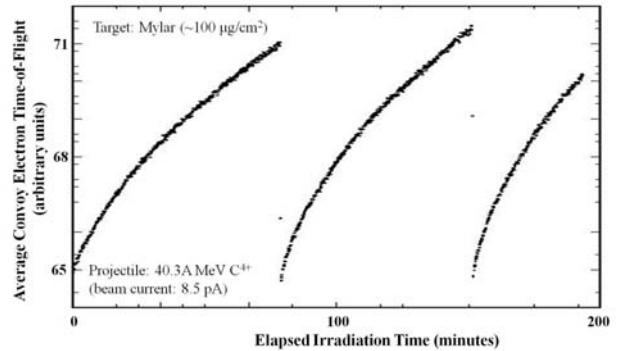


Fig. 2: Convoy-electron time-of-flight as a function of elapsed time for a beam current of 8.5 pA, for 40.3 AMeV  $\text{C}^{4+}$  impinging onto an insulating Mylar target.

Some preliminary results for reaction 40 AMeV  $^{12}\text{C}^{4+} + \text{Mylar}$  are shown in Fig. 2. The observation angle is  $1.8^\circ$ . Convoy-electron time-of-flight is reported as a function of the elapsed time  $T$  for a beam current,  $\sim 8.5$  pA. The behaviour of  $t$  as a function of the elapsed time shows a regular pattern, indicating that the target surface charges-up and then the charge abruptly breaks-down incessantly, with a “period” strongly dependent on the current value.

A maximum positive potential of almost 7 kV can be easily deduced for the target surface before breakdown. The average convoy electron yield is decreasing as the target charges up, as a function of the elapsed time, i.e. scattering into larger angles increases. The width of the average convoy electron peak as a function of the elapsed time increases. For the composite Au-Mylar target a shift is only observed for convoy electrons detected in the forward direction when the Au-Mylar target was positioned with Au facing the incoming beam. In this case, the beam is entering first the Mylar and then the Au layer on the exiting surface, that is then conductive and at the ground potential,  $V = 0$ . This shows that the Au layer acts as a conductive layer screening the interior potential of the Mylar target. A detailed analysis relating observed breakdown potentials to properties of the solid is in progress.

S.H. and H.R. thank INFN and LNS for travel support.  
In Memoriam Gaetano Lanzaò.

## References

- [1] G. Lanzaò et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **B256** (2007) 510-514.
- [2] G. Lanzaò et al., Radiation Effects & Defects in Solids **162** (2007) 303-318.

## -Bestimmung und Optimierung der Zeitauflösung von MCP-Detektoren

J. Voigtsberger, A. Czasch, O. Jagutzki, L. Schmidt, T. Jahnke, A. Vredenburg, S. Schöbler, A. Malakzadeh, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Ein Micro Channel Plate (MCP) ist ein Sekundärelektronen-Vervielfacher welcher unter anderem zum Nachweis von Elementarteilchen wie z.B. Elektronen und Photonen aber auch Ionen verwendet werden kann.

Zusammen mit einer ortsauflösenden Anode bildet das MCP einen Detektor, welcher eine Ortsauflösung im Mikrometer- und eine Zeitauflösung im Picosekunden-Bereich ermöglicht. Um eine ausreichende Anzahl an Sekundärelektronen zu erhalten verwendet man meistens zwei oder sogar drei MCPs hintereinander, einen sogenannten MCP-Stack.

Eingesetzt werden diese Detektoren im COLTRIMS-System (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy), bei dem aus der Flugzeit und dem Auftreffort auf dem Detektor der Anfangsimpuls des detektierten Teilchens berechnet werden kann [1].

Das MCP selbst ist eine aus Blei-Glas bestehende runde Scheibe, zusammengesetzt aus vielen kleinen Kapillaren, welche mit verschiedenem Durchmesser erhältlich sind. Auch das MCP selbst gibt es in verschiedenen Größen.

Trifft ein Teilchen nun auf die Wand einer solchen Kapillare, so löst es bei ausreichender Energie dort ein Sekundärelektron aus. Über eine angelegte Spannung werden die so gewonnenen Elektronen durch das MCP gesaugt, wobei sie bei jedem Auftreffen auf eine Wand weitere Elektronen produzieren.

Um zu verhindern, dass ein Teilchen durch eine Kapillare fliegt ohne auf eine Wand zu treffen, sind diese leicht gegen die Richtung des angelegten E-Feldes geneigt. Die so entstandene Elektronenwolke wird über einen weiteren Potentialsprung auf die Anode geleitet, wo je nach Bauart auf verschiedene Weise der Auftreffort des Primärteilchens bestimmt wird [2].

Die beim COLTRIMS-System verwendete Anode ist üblicherweise eine Delayline Anode. Sie besteht aus mehreren um einen Keramikern gewickelten Drähten. Trifft die Elektronenwolke nun auf einen dieser Drähte so läuft ein induzierter Puls in beide Richtungen. An den beiden Enden des Drahtes können diese nun detektiert werden und aus dem Laufzeitunterschied der Auftreffort bestimmt werden [3].

Das MCP läßt sich durch den Verlust der Sekundärelektronen positiv auf, was durch ein Nachfließen von Elektronen aus einer Spannungsquelle wieder kompensiert wird. Dieses Nachrücken läßt sich über eine kapazitive

Auskopplung in einen messbaren Spannungspuls umwandeln, welcher nun von einem Verstärker vergrößert werden und von einem Constant Fraction Discriminator in ein genormtes Signal umgewandelt werden kann. Eine TDC-Karte (Time Digital Converter) misst dann den Zeitpunkt des Auftretens des Signals.

Ist von vielen zu detektierenden Teilchen der genauen Auftreffzeitpunkt bekannt, so sollten die Zeiten aller gemessenen MCP-Signale genau diesem Zeitpunkt entsprechen. In Realität ergibt sich jedoch eine Verteilung um diesen Zeitpunkt herum, deren Breite ein Maß für die Zeitauflösung des Detektors ist.

Die getätigten Messungen zur Bestimmung der Zeitauflösung wurden mit Hilfe eines 800nm Ti:Sa-Lasers durchgeführt. Der genaue Zeitpunkt des etwa 40 fs langen Lichtpulses wurde hierbei von einer Photodiode bestimmt und als Referenzmessung zum MCP-Signal benutzt. Aufgrund der deutlich besseren Zeitauflösung der Diode kann diese im Vergleich zum MCP als exakt angesehen werden.

Da die vom Laser produzierten Photonen mit etwa 1,5 eV zu niederenergetisch sind um eine Elektronenlawine im MCP auszulösen wurde durch Fokussierung des Laserstrahls an Luft ein Plasma erzeugt in dem höhere harmonische Strahlung entsteht. Über einen Harmonic Separator wurden hiervon die dritte Harmonische herausgefiltert und auf das MCP gelenkt.

Durch Modifikationen an der Signalauskopplung und Vergleich verschiedener Elektronik konnte auf diese Weise die bestmögliche Zeitauflösung mit einem 40mm durchmessenden MCP mit 12,5µm Kanälen bestimmt werden:

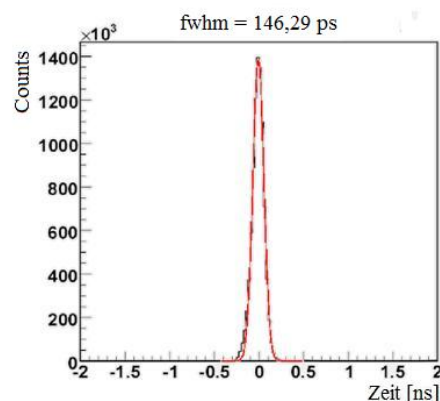


Abbildung 1: zeitliche Differenz zwischen Photodioden- und MCP-Signal über den gesamten Detektor



Die so erhaltene Verteilung wurde mit einem Gauß-fit angenähert, woraus sich eine Halbwertsbreite von 146 ps ergab.

Dieser Wert gibt die Zeitauflösung über die komplette Detektorfläche an. Da der Teilchennachweis jedoch immer lokal geschieht, ist gerade dieser Wert eine aussagekräftigere Größe:

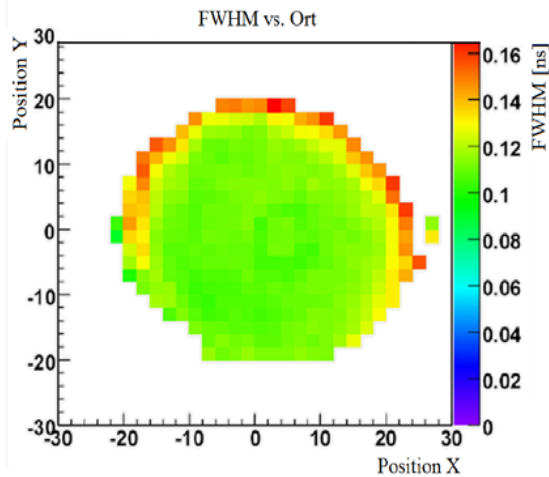


Abbildung 2: Darstellung der Zeitauflösung (farbige Skala, in ns) gegen die Position auf dem Detektor

Es ist zu sehen, dass der lokale Wert zwischen etwa 100-120 ps liegt und damit deutlich besser als der eben ermittelte ist.

Eine weitere Beobachtung bei den getätigten Messungen ist die Ausbreitung des Signales über den Detektor. Diese ist zu sehen, wenn man den zeitlichen Versatz des Dioden- und des MCP-Signals in Abhängigkeit von der Position des Nachweisereignisses betrachtet:

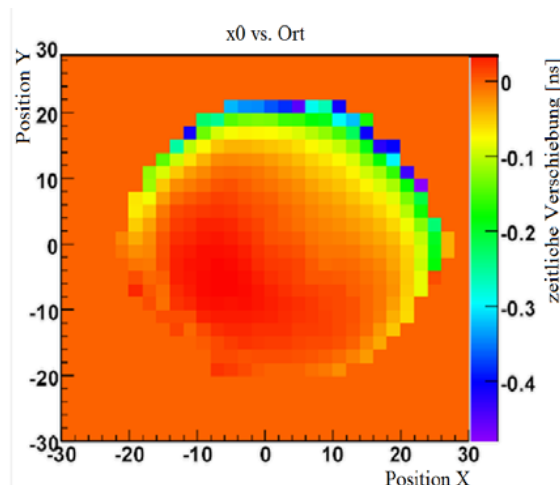


Abbildung 3: Darstellung des zeitlichen Versatzes (farbige Skala, in ns) von Photodioden- und MCP-Signal gegen den Ort

Hierbei ist die zu erkennende Struktur mit der Position des Signalabgriffs zu erklären, welcher sich in der rechten oberen Ecke des Detektors befand.

Diese Information kann für eine nachträgliche Korrektur dieses Effektes in der Auswertung eines Experiments genutzt werden. Sie müsste jedoch für jeden Detektor separat bestimmt werden.

Des Weiteren wurde die Zeitauflösung in Abhängigkeit der Spezifikationen des MCPs betrachtet. Hierbei wurde festgestellt, dass die Zeitauflösung eine leichte Abhängigkeit vom Kanaldurchmesser besitzt. Verdoppelt man den Durchmesser der Kanäle so verschlechtert sich die Zeitauflösung um etwa 10%.

Bei gleichem Kanaldurchmesser und doppelt so großem MCP zeigte sich eine stärkere Abhängigkeit. Hier verschlechterte sich die Zeitauflösung um mehr als 30%.

Um das Coltrims-System weiter zu verbessern, wurde hiernach die verwendete Elektronik genauer betrachtet. Durch Veränderungen am Constant Fraction Discriminator, welcher für die Bestimmung des Zeitpunktes eines Signals essentiell ist, wurden unerwünschte Störsignale stark reduziert.

Eine weitere Verbesserung wurde erzielt indem neben dem Zeitpunkt eines Signals auch dessen Höhe aufgenommen wurde. Diese zusätzliche Information ermöglicht eine weitere, nachträgliche Korrektur, da in Messungen eine Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Pulshöhe festgestellt werden konnte.

Durch die getätigten Messungen wurde erstmals die Zeitauflösung der im COLTRIMS-System verwendeten MCP-Detektoren samt Elektronik exakt bestimmt. Auswirkungen von Veränderungen an Elektronik und Detektor wurden untersucht, was zu einem besseren Verständnis und einer daraus resultierenden genaueren Messmethode geführt hat.

#### Referenzen:

- [1] R. Dörner, Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A 'Momentum Microscope' to View Atomic Collision Dynamics, Physics Reports 330 (2000) 95-192
- [2] Uwe Spillmann, Entwicklung einer 2-dimensional ortsauflösenden Delayline-Anode nach Art der Bildladungsauslese zum Teilchennachweis in offenen MCP-basierenden und gekapselten Detektorsystemen, Diplomarbeit(2001)
- [3] O. Jagutzki, Multiple Hit Readout of a Microchannel Plate Detector With a Three-Layer Delay-Line Anode, IEEE Transact. on Nucl. Science, Vol. 49, No. 5, 2477-2483 (2002)

## Entwicklung neuer Elektronik für ortsauflösende Microchannelplate-Detektoren

Lothar Ph. H. Schmidt, Sven Schößler, Achim Czasch, Ottmar Jagutzki, Reinhard Dörner

In aktuellen Experimenten der Atomphysik mit der COLTRIMS-Methode wird die Fragmentation von Molekülen, Dimeren und Clustern untersucht. Dazu müssen zum Teil mehrere Teilchen fast gleichzeitig auf einem Microchannelplate (MCP) Detektor mit Laufzeitanode (Delayline) nachgewiesen werden. Die mit dem Detektor erreichte Orts- bzw. Zeitaufösung bestimmt die Qualität der Messdaten.

Ein Detektor liefert, je nach Bauart, 5 bis 7 Signale: einen positiven Puls am MCP und für jede der 2 bzw. 3 Ebenen der Laufzeitanode zwei Signale. Diese Signale mit einer Amplitude von unter 10 mV müssen aus dem Vakuumsystem herausgeführt und dann von der Hochspannung entkoppelt werden. Die Laufzeitanode liefert auf einem Leitungspaar Differenzsignale, welche per Pulstransformator in ein Single-Ended-Signal konvertiert werden und dann per Koaxialleitung in einen Verstärker mit Verstärkung 100 überführt wird. Die resultierenden Signale haben eine statistische Pulshöhenverteilung, welche je nach verwendetem MCP einen dynamischen Bereich von mehr als zwei Größenordnungen haben kann. Zur Extraktion der Zeitinformation aus diesen Pulsen wird deshalb ein Constant-Fraction-Discriminator (CFD) verwendet, welcher ein von der Pulshöhe weitgehend unabhängiges genormtes Zeitsignal erzeugt, welches dann mit einem Mult-Hit-fähigen TDC digitalisiert wird.

Diese Signalverarbeitung hat einige Schwachstellen:

- Reflexionen im Signalweg
- Bei der Signalübertragung vom Detektor zum Verstärker werden leicht Störsignale eingefangen. Besonders kritisch sind hier schlecht funktionsfähige Schaltnetzteile, HF-Lecks an Hochfrequenzbeschleunigern und schnell geschaltete Hochspannungen, wie sie z. B. in Pockels-Zellen und Ionenstrahlpulsern am Beschleuniger verwendet werden.
- Bei Nachweis mehrerer Teilchen kann es auf der Laufzeitanode zu Überlagerungen der Signale verschiedener Ereignisse kommen, welche dann zu einer falschen Orts-Zeit-Bestimmung führen können.

Die beschriebenen Probleme sollen durch zwei neue Entwicklungen reduziert werden:

- a) Vollständige differentielle Signalübertragung bis zum Verstärker zur Reduktion der Reflexionen und Störungen.
  - b) Messung der Pulshöhe mit den vorhandenen TDC-Systemen, um in der Offline-Analyse Signalüberlagerungen erkennen zu können und bei unzureichender Auflösung die Ereignisse mit hohem Signal-zu-Rauch-Verhältnis extrahieren zu können (natürlich auf Kosten der Statistik)
- a) **Entwicklung einer differentiellen Übertragung der Delay-Line-Signale bis zum Verstärker**

Für die Übertragung digitaler Signale werden heute überwiegend geschirmte Twisted-Pair-Kabel verwendet. Beim 10-Gigabit-Ethernet haben sich Kabel mit 4 einzeln geschirmten Paaren (CAT-6a) durchgesetzt, welche noch mit den recht

preisgünstigen Modularsteckern (umgangssprachlich RJ-45) ausgestattet werden können.

Um die Übertragung analoger Detektorsignale mit diesen Kabeln testen zu können, wurden entsprechende sogenannte Trommeln aufgebaut, welche den atmosphärenseitigen Stecker der Vakuumdurchführung, die Hochspannungsentkopplung der Signale und die Impedanzanpassung an die Leitung beinhalten. Die Impedanz der Laufzeitanode liegt je nach Anodentyp zwischen 130 und 180 Ohm, während CAT-6a Kabel 100 Ohm besitzen. Die Anpassung erfolgt durch geeignete Potentiometer im Signalweg.

Passend zu diesen Kabeln wurden mehrere Prototyp-Differenzverstärker aufgebaut. Dabei erfolgt die Differenzbildung entweder mittels Pulstransformator oder alternativ mit einem schnellen Operationsverstärker. Letztere Methode hat den Vorteil, dass ein Balanceabgleich möglich ist, mit dem eventuelle Störungen minimiert werden können.

Neben Prototypen in teilweise „fliegender Verdrahtung“ wurde ein Platinenlayout erstellt, auf dem beide Varianten realisiert werden können. Dieses bietet weiterhin die Möglichkeit der Bestückung mit Bandpassfiltern bis zur 3. Ordnung und einer Einstellung der Verstärkung per Potentiometer. Ein NIM-Modul mit Differenzbildung im Operationsverstärker wurde auf dieser neu designten Platine aufgebaut.

Ohne Optimierung konnte sofort die Signalqualität der bis jetzt verwendeten Geräte erreicht werden. Für weitere Tests wurde eine erste Kleinserie von 10 Geräten zur externen Fertigung gegeben. Diese können dann mit wenig Aufwand zum Test verschiedener Bestückungsvarianten modifiziert werden. Der erste Einsatz der neuen Geräte ist bei der Strahlzeit am BESSY im April 2010 geplant.

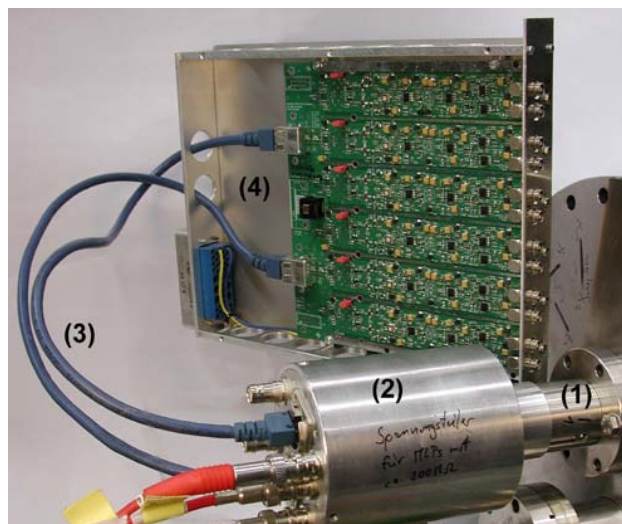


Abb. 1: Neue Signalauskopplung mit differentieller Signalübertragung über CAT-6a-Kabel (3) zwischen Vakuumdurchführung (1), Vakuumapparatur und NIM-Verstärkermodul (4). Die sogenannte Trommel (2) enthält die Signalauskopplung.

**b) Entwicklung eines Pulshöhen-nach-Zeit-Konverters (PhTC)**

Die langsame Digitalisierung von analogen Informationen erfolgt meist mit einem ADC, der nach der Rampenmethode arbeitet. Dabei werden durch ein Triggersignal eine Rampe und ein Zähler gestartet. Erreicht die Rampe den Analogpegel, wird der Zähler angehalten, d.h., der Zähler misst die Laufzeit der Rampe. Ein solcher ADC ist somit eine Kombination aus einem Rampengenerator und einem TDC.

Zur Auslese unserer Detektoren verwenden wir ein TDC-System mit mindestens 16 Kanälen und einer Auflösung von ca. 50 ps. Daran angepasst soll ein Rampengenerator entwickelt werden, der die Pulshöhe der Detektorsignale (bis ca. 2 V, Pulsbreite 3 bis 10 ns FWHM) mit einer Auflösung von ca. 5 % in eine Zeit von 0 bis höchstens 15 ns konvertiert. Die Verarbeitungszeit sollte unter 25 ns liegen, denn die vorhandenen CFD und TDC haben eine Totzeit von ca. 15 ns, und dieser Wert soll näherungsweise auch mit dem PhTC erreicht werden.

Obwohl sich das zu konvertierende Analogsignal während der Laufzeit der Rampe ändert, soll der PhTC ohne ein vorgeschaltetes Sample-and-Hold auskommen. Deshalb wurde hier ein Schaltungskonzept verfolgt, welches von dem üblicher ADCs abweicht.

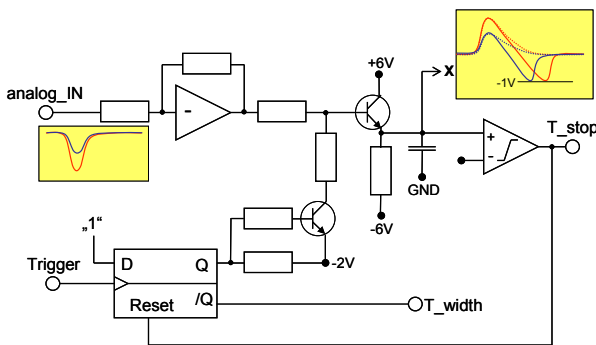


Abb. 2: Schaltungsprinzip des PhTCs. Das Triggersignal wird aus dem Analogsignal mit Hilfe eines CFDs erzeugt, der in das Gerät integriert ist (hier nicht dargestellt). Die Rampenspannung X ist sowohl für Signale mit Trigger (volle Linie) als auch ohne Trigger (Punkte) dargestellt.

Solange kein Trigger anliegt, wird mit einer Emitterfolgeschaltung die „Rampenspannung“ (X in Abb. 2) permanent der Eingangsspannung nachgeführt. Der Trigger wird mit einem CFD im Maximum des analogen Eingangspulses erzeugt und setzt ein ECL-D-Flip-Flop auf „1“. Dieses zieht mit einer einfachen Transistorschaltung die Ansteuerung des Emitterfolgers auf -2V, und somit beginnt die Rampe (X) zu fallen. Beim Erreichen einer Stopp-Spannung von ca. -1V wird der D-Flip-Flop wieder in den Anfangszustand zurückgesetzt.

Es wurde zunächst ein Prototyp der beschriebenen Schaltung auf einer Löttrasterplatine aufgebaut (Abb. 3g). Dieser beinhaltet einen CFD entsprechend früher entwickelter Module (Abb. 3a). Später konnte auch ein erster Prototyp mit einer neu designten Platine (Abb. 3f) erfolgreich getestet werden.

Zum Test der Pulshöhenauflösung des PhTCs wurde der Ausgang eines Schwellenkomparators (umgebauter CFD1a, Abb. 3h) auf einen freien TDC-Kanal gegeben. Für Er-

eignisse, welche die Schwelle überschritten haben, müssen die von PhTC erzeugten Zeitsignale oberhalb des entsprechenden Wertes liegen. Die Schwellenspannung wurde langsam variiert und mittels eines ebenfalls neu entwickelten Analog-Zeit-Konverters (ATC), der Gleichspannungen in eine Start-Stop-Sequenz zwischen 100 und 250 ns konvertiert (Abb. 3e), mit dem TDC-System digitalisiert. Abb. 4a zeigt als Funktion der Komparatorschwelle den Zeitausgang des PhTCs. Die Kante des mit Ereignissen gefüllten Bereiches ist die Eichgerade des PhTCs mit einer Steigung von ca. 0.2 V/ns. Oberhalb einer Pulshöhe von 2 V treten Sättigungseffekte bei den verwendeten Verstärkern auf, was zu einem Abknicken der Eichgeraden führt.

Der PhTC kann z.B. genutzt werden, um die ortsabhängige Pulshöhenverteilung eines MCP-Detektors zu vermessen. Abb. 4b+c zeigen für verschiedene Pulshöhen das Ortsbild eines Detektors, der in der Mitte durch zu hohe Teilchenrate geschädigt wurde. Dort treten quasi keine Pulse über 400 mV mehr auf (Abb. 4c), während eine deutlich erhöhte Anzahl von niedrigen Pulsen (<200 mV) gemessen wird (Abb. 4b).

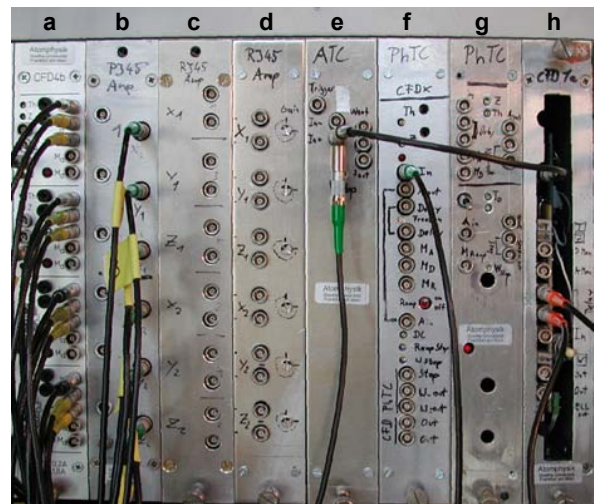


Abb. 3: Prototypen der Elektronikentwicklung: b,c,d) Verstärker mit 100 Ohm Differenzeingang für CAT-6a-Netzwerkkabel; e) Analog-nach-Zeit-Konverter (ATC) mit langsamer Rampe; f,g) Prototypen PhTC; a,h) CFDs früherer Entwicklung, die zum Test des PhTCs verwendet wurden.

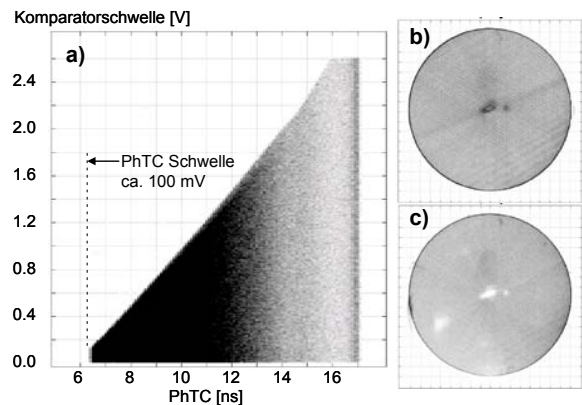


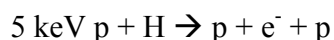
Abb. 4: Test eines MCP-Detektors mit dem PhTC-Prototypen a) Komparatorschwelle gegen PhTC-Ausgang und Ortsbild des Detektors für b) niedrige und c) große Pulshöhen.

# Entwicklung eines Spektrometers zum Nachweis von Vortices in atomaren Ionisationsprozessen

Daniel Metz, Reinhard Dörner, Horst Schmidt-Böcking, Lothar Ph. H. Schmidt

Wirbel (Vortices) sind in der Natur sehr weit verbreitet. In fast allen Strömungsprozessen in der Natur tritt Wirbelbildung auf, z.B. in Gasen oder Flüssigkeiten. In vielen Fällen im Makrokosmos sind sie mit Vielteilcheneffekten und mit Reibung verbunden. In der Quantenphysik hat Dirac 1931 erstmals auf mögliche „curls“ in den Wellenfunktionen eines Elektrons um eine Nullstelle herum hingewiesen. Heute sind Wirbel in Vielteilchenwellenfunktionen nachgewiesen, z.B. in Bose-Einstein-Kondensaten, in superfluidem Helium und in Supraleitern. Für freie Einteilchenwellenfunktionen gibt es ausschließlich theoretische Arbeiten.

Kürzlich haben Macek und Mitarbeiter in einer neuen theoretischen Arbeit erstmals ein Beispiel-System berechnet, das dem Experiment zugänglich ist. Für die Ionisation von Wasserstoff im Stoßprozess



wurde die Wellenfunktion des emittierten Elektrons berechnet, in welcher Wirbel beobachtbar sein sollen. In der Rechnung skaliert das Gitter auf eine geschickte Weise, sodass die Wellenfunktion erstmals bis zu einem Abstand der Protonen von  $10^4$  a.u. propagiert werden konnte. Nur so wird der asymptotische Endzustand, in dem alle drei Teilchen getrennt sind, ausreichend gut beschrieben. Mit dieser zeitabhängigen Rechnung kann verfolgt werden, wie sich die Wirbel in der Elektron-Wellenfunktion beim Stoß bilden und danach bei der Expansion des Systems von den Kernen lösen.

Warum wurden solche Wirbel in einer Eielektronenwellenfunktion bisher weder im Experiment noch in vorangegangenen Rechnungen gesehen? Frühere Berechnungen der zeitabhängigen Schrödingergleichung auf einem Gitter waren nicht in der Lage, diese Wellenfunktion bis zu hinreichend großen Kernabständen zu propagieren, da kein skaliertes Gitter verwendet wurde. In den bisher durchgeführten Experimenten konnten aufgrund der begrenzten Auflösung und Statistik die mit den Wirbeln

verbundenen Minima in der Elektronenverteilung nicht beobachtet werden. Man ging bei der Konzeption der Experimente bei langsamen Stoßgeschwindigkeiten davon aus, dass es abgesehen vom Target- und Projektil-Cusp, keine sehr scharfen Strukturen in den Impulsverteilungen gibt. Die Minima im Zentrum der Wirbel haben in der theoretischen Vorhersage eine Ausdehnung von weniger als  $0.04 v_p$ . Durch Simulationen wurde ein entsprechendes Spektrometer entwickelt, mit welchem die notwendige Auflösung erreichbar ist. Dieses ist in Abbildung 1 skizziert. Die größte Schwierigkeit der Simulation bestand darin, die Spektrometergeometrie dem Phasenraumvolumen der zu detektierenden Elektronen und Rückstoßionen optimal anzupassen. Die Elektronen werden aus dem Ladungs- bzw. Masseschwerpunkt des Stoßsystemes emittiert und sind deshalb im Laborsystem in Strahlrichtung gerichtet. Als Target dient ein Überschall-Gasstrahl mit einer Geschwindigkeit von ca. 1700 m/s. Die entsprechenden Impulse liegen in der Größenordnung der Impulsüberträge im Stoßprozess und deshalb ist auch die Impulsverteilung der Rückstoßionen im Laborsystem stark asymmetrisch. Um dies zu berücksichtigen wurde der Elektronendetektor entsprechend versetzt und die Driftstrecke der Rückstoßionen gegenüber der Beschleunigungsstrecke um ca. 3 Grad angewinkelt. Die praktische Umsetzung dieser Optimierungen stellte ebenso bei der Konstruktion der Spektrometerkomponenten eine Herausforderung dar.

Im Vergleich zu dem vorhandenen Spektrometer muss das elektrische Absaugfeld stark reduziert werden, um die Elektronenverteilung im Nachweisort und der Flugzeit drastisch aufzuweiten. Dies führt jedoch zu Problemen beim Nachweis der Rückstoßionen, denn die Ionen bekommen durch das niedrige Feld am Reaktionsort nur sehr wenig Energie, müssen jedoch vor dem Erreichen des Detektors auf eine Energie von ca. 2 keV beschleunigt werden, um eine ausreichende Nachweiseffizienz zu gewährleisten.

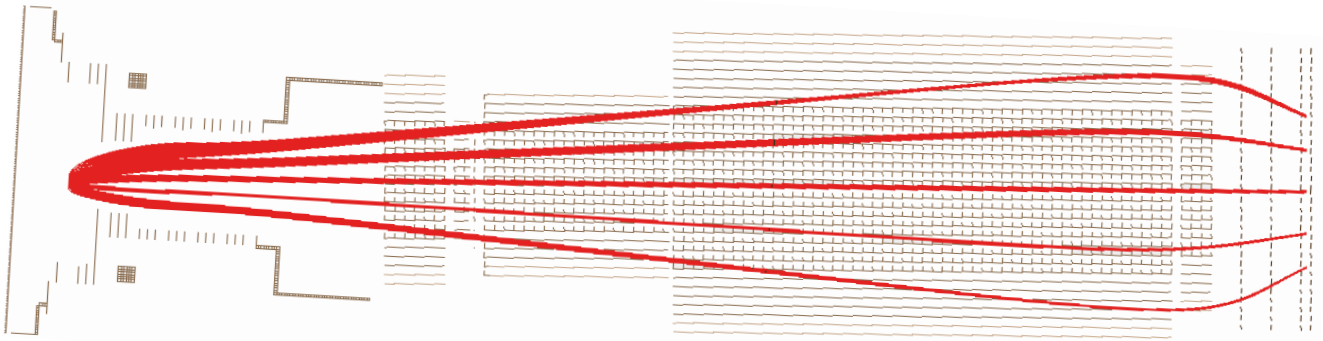


Abb. 1: Skizze des Spektrometers. Man sieht einige ausgewählte Flugbahnen der Rückstoßionen von der Targetzone (links) bis zum Rückstoßionen-Detektor (rechts). Ausserdem ist zu erkennen, dass die Beschleunigungsstrecke mit der elektrostatischen Linse im linken Teil des Spektrometers gegen die Driftstrecke und den Rückstoßionen-Detektor im rechten Teil gekippt ist. Dadurch wird die asymmetrische Impulsverteilung der Rückstoßionen ausgeglichen, sodass die maximale Detektorfläche optimal genutzt wird. Die Gesamtlänge von der Targetzone bis zum Rückstoßionen-Detektor beträgt etwa 1m, die Flugzeit der Rückstoßionen 35ns. Es wird eine Impulsauflösung von mindestens 0.16 a.u. erreicht.

Normalerweise verwendet man eine Beschleunigungslinse mit anschließender Driftstrecke, um den Einfluss der Targetausdehnung auf die Messgrößen zu minimieren und so die nötige Auflösung bei der Rückstoßionen-Impulsmessung zu erreichen. Durch ein Gitter entkoppelt folgt danach ein homogenes Feld, welches die Ionen auf die zum Nachweis nötige Energie beschleunigt.

Dieses übliche Konzept ist hier aufgrund der geringen Feldstärke am Reaktionsort nicht anwendbar. Wenn die Ionen beim Erreichen des Gitters erst wenige eV Energie aufgenommen haben, zerstört der Felddurchgriff durch ein

solches Gitter die Abbildungseigenschaften des Spektrometers. Aus diesem Grund müssen mehrere elektrostatische Linsen in das Spektrometer eingebaut werden, damit die Rückstoßionen bis auf 80 eV beschleunigt und dann erst auf ein Gitter vor dem Detektor abgebildet werden.

Im November 2009 wurden die letzten Zeichnungen fertiggestellt und im März 2010 soll nun das Spektrometer montiert und erste Testmessungen vorgenommen werden.

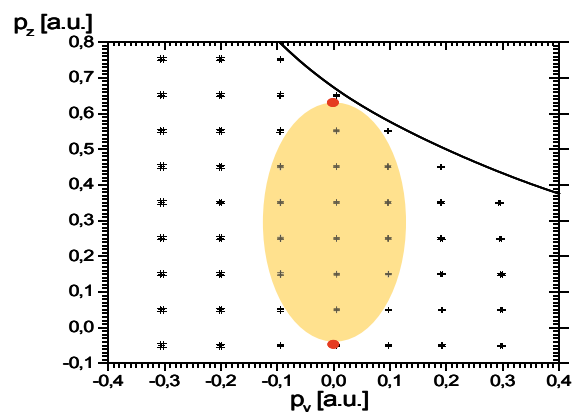
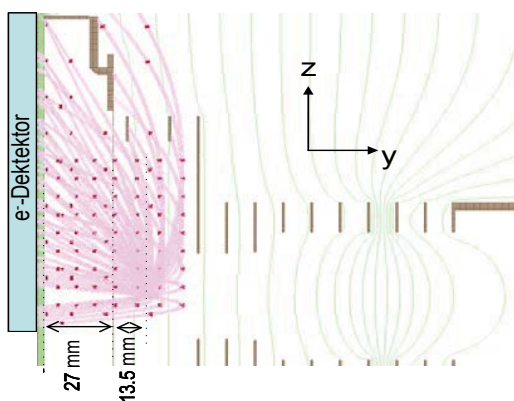


Abb. 2: Simulation des Elektronenspektrometers. Ein schwaches elektrisches Feld von etwa 0.09 V/mm projiziert die Elektronen auf einen MCP-Detektor mit 120 mm Durchmesser. Nach einer Absaugstrecke von 13,5 mm folgt eine durch ein Gitter getrennte Drift von 27 mm, welche den Effekt der Targetausdehnung auf die Impulsmessung in Feldrichtung (y-Achse) reduziert. Die simulierten Elektronen starten auf einem Gitter im Impulsraum mit  $p_{z,e} = -0.05, 0.05, 0.15 \dots 0.75$  a.u. und  $p_{y,e} = -0.3, -0.2, -0.1, \dots 0.3$  a.u. In der rechten Abbildung sieht man, welche Impulse unter Berücksichtigung der Ausdehnung des Reaktionsvolumens eine Messung ergeben würde. Ein Teil der simulierten Elektronen erreicht den Detektor nicht. Die erwartete Elektronenverteilung für das Stoßsystem  $10 \text{ keV p} + \text{He}$  ist gelb markiert. Innerhalb dieses Bereiches wird eine Impulsauflösung von  $0.012 \text{ a.u.} = 0.02 m_e v_p$  erreicht. Die Elektronen, welche nach rechts oben emittiert werden, können nicht nachgewiesen werden.

# Producing filament beams of liquified gases with novel glass capillaries

M. Kühnel, A. Kalinin, R. E. Grisenti

We performed first tests on liquid microjets using novel glass capillaries as very small diameter nozzles. Extremely stable filament beams - respectively Rayleigh droplet beams - could be achieved with several gases at different stagnation conditions and nozzle diameters. These successful tests open up new possibilities of experimental techniques.

Laminar flow and well controlled thermodynamical source conditions are the two crucial aspects for producing liquid filament beams with diameters of a few microns. Up to now commercial electron microscope apertures, manufactured by drilling a 5 to 10  $\mu\text{m}$  hole into a small metal plate, were our main type of nozzles for creating jets. The main drawback of these nozzles is the uneven surface, which causes turbulences and disturbs the laminar flow of the liquid.

On the other hand glass capillaries feature a perfectly smooth surface, but lack of the second constraint. The inside channel of common glass capillaries shows a slow and decreasing convergence, which at the tip of it ends in a long thin channel of almost constant diameter of a few microns. The liquid propagating through this geometry experiences a strong decrease in pressure because of the surface friction with the walls and therefore loses its initial source conditions<sup>1</sup>.

The novelty of the now used glass capillaries, that makes them extremely suitable for producing liquid filament beams, is their unique geometry. In contrast to common glass capillaries the entrance of the inner channel converges from a diameter of 1 mm down to a few microns within 4 – 5 mm almost linearly. Because of this special geometry the liquid experiences significantly less decrease in pressure and the initial thermodynamical properties are much better kept.

The outer diameter of these nozzles is converging down to 2 mm. The diameter of the exit hole of a nozzle can be selected by cutting at the appropriate position and/or grinding the tip; afterward the nozzle is glued into a copper fitting (Fig. 1).

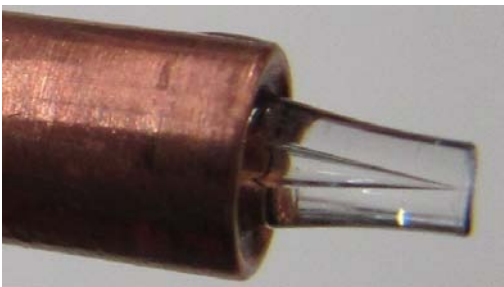


Figure 1: Photo of a glass capillary glued into a copper fitting.

Recent tests with the new glass capillaries confirm their extraordinary conditions for laminar flow of a liquid. Fig. 2(a) shows a laser imaging picture of liquid nitrogen expanded through a 8  $\mu\text{m}$  glass nozzle. The beam exits the nozzle as a filament and breaks up into droplets after about 200  $\mu\text{m}$  due to increasing oscillations of its surface, that arise from tiny perturbations in the beam itself (Rayleigh-Breakup).

<sup>1</sup> The only exception is superfluid Helium because of its non-existing surface friction

The beam stays perfectly aligned over time and keeps its local stability after 10mm within a few microns.

Extremely stable liquid filament beams but at much lower temperatures could also be achieved with normal- and para-hydrogen (the anti-parallel nuclei spin constellation), even though by reason of faster freezing through evaporative cooling no Rayleigh-Breakup occurred and the filament remained in one piece (Fig. 2(b)). In first tests with Neon and Argon liquid beams could also be created.

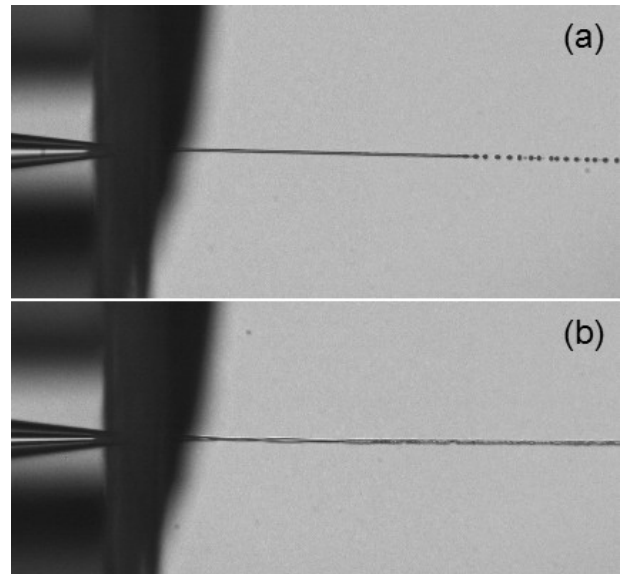


Figure 2: Laser imaging picture of a liquid (a) nitrogen ( $p_0 = 4$  bar,  $T_0 = 66$  K) and (b) para-hydrogen ( $p_0 = 4$  bar,  $T_0 = 15$  K) beam exiting a 8  $\mu\text{m}$  nozzle. Due to Rayleigh-Breakup the nitrogen filament splits up into droplets after  $\sim 800$   $\mu\text{m}$ ; The hydrogen filament freezes after  $\sim 400$   $\mu\text{m}$  prior to the breakup-process.

Having demonstrated that we can establish very stable beams of different liquified gases these successful first tests enable new experimental methods. A very well located dense beam can for instance be used as a target for particle beams such as relativistic highly charged ions at GSI[1] or for nano plasma experiments with high intensity short laser pulses. Another, different research field is the investigation of the beam itself. Due to the evaporative cooling caused by the expansion into vacuum the liquid beam is being strongly supercooled and can undergo phase transitions to yet not investigated glass-like states or in case of hydrogen probably even to superfluidity[2]. With the new glass capillary technique it is possible to observe the beam via light-scattering during the whole process from exiting the nozzle to being supercooled during its free flight. To investigate these issues an experiment using Raman spectroscopy is planned for 2010 in Madrid.

<http://www.atom.uni-frankfurt.de/hhng-grisenti/>

## References:

- [1] N. Petridis et al, GSI report 2008, Atom-Physics-13
- [2] R. E. Grisenti et al 2006, Europhys. Lett. **73** 540-546

## Development of the cryogenic target beam source at the ESR

N. Petridis<sup>1,‡</sup>, U. Popp<sup>2</sup>, A. Kalinin<sup>1</sup>, R. Dörner<sup>1</sup>, Th. Stöhlker<sup>2,3</sup> and R. E. Grisenti<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>IKF, J.W.G.-University Frankfurt; <sup>2</sup>GSI, Darmstadt; <sup>3</sup>Physikalisches Institut, Ruprecht-Karls-University, Heidelberg.

In order to fulfil the requirements of future storage-ring experiments at the FAIR facility, a further development of the past internal gas jet-target source at the ESR was a crucial task. Besides a higher target area density (TAD) in the interaction region ( $10^{13}$ - $10^{15}$  cm<sup>-2</sup>), especially for the low-Z gases hydrogen and helium, a considerably small interaction length ( $\approx 1$  mm) is mandatory. In the last two years, we started a step-by-step exchange of the old cluster target source towards a cryogenically cooled liquid microdroplet target source. First measurements and tests were performed last year during several beamtimes [1].

The first half of 2009 was dedicated to further improvement of the internal target setup [2]. Up to this time, a continuous flow cryostat was used to cool down the source, which led to a substantially high consumption of liquid helium and an interruptive operation due to helium dewar replacement. The assembly of a new closed cycle cryostat provides a fairly good solution to both problems. Furthermore, a tilting stage was added to the x-y-z translation stage to provide more degrees of freedom in movement. This was necessary due to recent observations of a liquid hydrogen beam done by a high-resolution shadow imaging system which is set up at the IKF. The pictures clearly show an angular displacement that can occur during expansion of liquid H<sub>2</sub> through the nozzle into vacuum [Fig. 1]. The use of a tilting stage leads to an improvement in the TAD of about a factor 2.

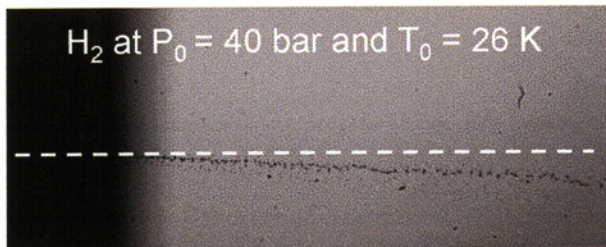


Figure 1: Picture of a liquid hydrogen microdroplet beam. A misalignment between the liquid hydrogen microdroplet beam (black dots) and its expected trajectory perpendicular to the nozzle plate (white dashed line) is shown.

An internal target with such high area densities leads to a decrease of ion beam intensity and increase of cooling time if it is not turned off during the injection and cooling cycle of the ESR. Hence, a mechanical shutter was designed and placed right in front of the source. A metal plate can now be moved into the trajectory of the microdroplet beam, enabling the possibility of switching the target on or off rapidly [3].

During the second beamtime of the year, which took place in September, a remarkably large amount of measurements were made. The interaction between the new microdroplet target and the uranium ion beam was studied in detail by varying the parameters of the source (TAD)

and the uranium ion beam (charge state, energy). We determined the impact of higher TAD on the vacuum of the interaction chamber, the momentum spread of the ion beam using schottky pickup, thus the cooling ability of the electron cooler, ionization / capture cross sections and emission of fluorescence light in the interaction point. Supplementary, we measured spectra using a neutron detector wall in 2.5 m distance from the interaction point during hydrogen and deuterium target operation. This data is currently being analyzed.

Unfortunately, the number of feasible improvements at the target station is limited by the present construction of the inlet chamber. A different chamber geometry would open up the possibility of various advancements, e.g. variable interaction length in the overlap region. For this reason, an extensive research on a novel inlet chamber design was made which is significantly more compact and fits all requirements to implement further improvements [Fig. 2].

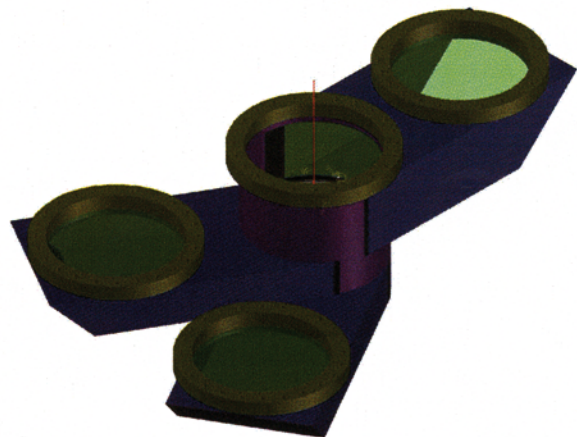


Figure 2: Preliminary Design of the target inlet chamber. Detailed simulations were performed with respect to vacuum requirements of the ESR.

One important aspect of the present design is that in such a configuration it is expected to be well suited for both atomic and nuclear physics experiments within the SPARC and NUSTAR (EXL project) international collaborations at the NESR.

### References

- [1] M. Kühnel *et al.*, Nucl. Instr. And Meth. A 602 (2009) 311.
- [2] N. Petridis *et al.*, "Tests with a cryogenically cooled target beam source at the ESR", GSI Scientific Report 2008, p. 292
- [3] H. Baumgärtel, Bachelor Thesis, 2010

<sup>‡</sup>petridis@atom.uni-frankfurt.de

\*This research has been funded by the Helmholtz society under grant Nr. VH-NG-331

# A pulsed supersonic gas jet target for HITRAP

K. Stiebing<sup>\*1</sup>, D.F.A. Winters<sup>2,3</sup>, W. Quint<sup>†2,3</sup>, V. Varentsov<sup>†2,4</sup>, A. Warczak<sup>†5</sup>, and Th. Stöhlker<sup>2,3,6</sup>

<sup>1</sup>Frankfurt University, Germany; <sup>2</sup>GSI Darmstadt, Germany; <sup>3</sup>Heidelberg University, Germany; <sup>4</sup>ITEP, Moscow, Russia; <sup>5</sup>Jagiellonian University, Krakow, Poland; <sup>6</sup>Helmholtz Institute Jena, Germany

## Introduction

When heavy, highly charged ions (HCI) collide with target gases at low kinetic energies, target electrons are captured into high-lying atomic orbits [1]. The decay of these states can be carefully observed by means of x-ray spectroscopy [2], and compared to recent calculations. Already for light HCI, deviations between theory and experiment have been found, whereas for medium and heavy HCI (like  $U^{92+}$ ) almost no experimental studies have been performed. With the aid of a pulsed supersonic gas jet target, to be operated at the HITRAP facility, these studies could be addressed. Such a gas jet target requires several powerful pumping stages for efficient differential pumping (from 10 bar to  $10^{-10}$  mbar).

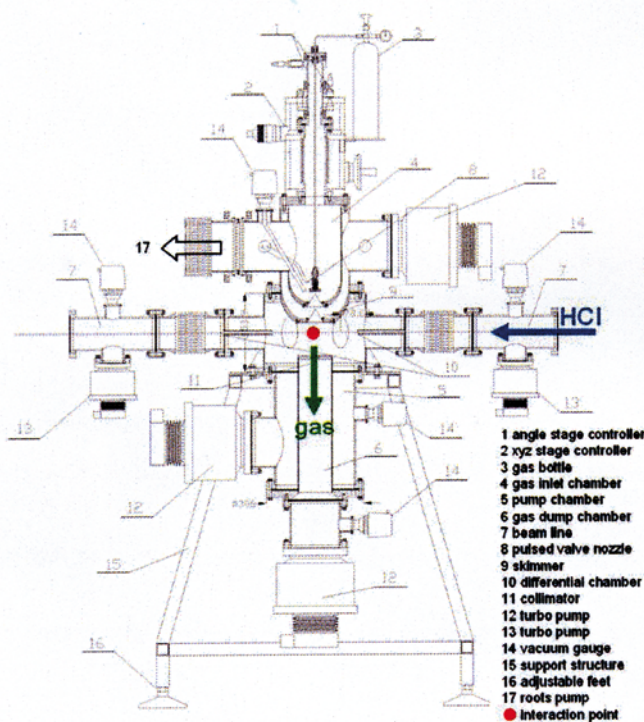


Figure 1: Schematic view of the setup around the gas jet target. X-ray detectors will be used to detect the radiation from low-energy collisions between HCI and gas atoms.

Early 2009 we submitted a proposal to the BMBF, applying for funding by the 'Förderbereich Hadronen- und Kernphysik' (within FAIR-SPARC). This proposal was accepted, and the project could start almost directly. By now,

\* Work supported by the BMBF (06FY90981).

† Work supported by INTAS (Ref. Nr. 06-1000012-8956).

several parts of the setup have already been ordered. The construction of the setup will start in summer 2010.

## Experiments at HITRAP

The HITRAP facility, which is in the commissioning phase, has been built to perform unique experiments with HCI at very low energies. The pulsed supersonic gas jet target will be one of the planned experimental setups. The ions from the HITRAP facility enter the setup from the right, see Figure 1, and interact with the gas atoms or molecules (coming from the top) produced by the jet target. Around the interaction point (red dot) an array of semiconductor (Si/Ge) detectors will be placed to perform high-precision x-ray spectroscopy. The design of the setup is compact, robust, and modular, so that different collision chambers can be mounted between the two pumping stages (gas inlet and outlet). It is essential to maintain good UHV conditions, *i.e.* the residual gas pressure should be  $10^{-10}$  mbar or lower.

For most of the planned experiments, the cross-sections for electron capture are fairly large ( $\sim 10^{-13}$  cm<sup>2</sup>) due to the use of heavy HCI and the low collision velocities. Therefore, the gas jet target should provide area densities of the order of  $10^{11}$  atoms/cm<sup>2</sup>, which can easily be achieved. For the first experiments H<sub>2</sub> gas will be used, but other gases are also possible. It is important that the target density can be varied to ensure single-collision conditions. Several advantages / features of the gas jet are:

- compact construction
- well-defined interaction zone
- large solid angle for x-ray detectors
- operation under UHV conditions ( $\sim 10^{-10}$  mbar)
- pulsed mode operation (good for UHV)
- pure atomic or molecular targets

The scientific programme will firstly focus on:

- $2p \rightarrow 2s$  intrashell transitions in He-like HCI
- Total cross-sections for single-electron capture and hardness ratios (see *e.g.* [3])
- Intrashell resonant transfer excitation in Li-like HCI
- Multi-electron capture studies

## References

- [1] R.E. Olson *et al.*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25** (1992) 2441.
- [2] P. Beiersdorfer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 5090.
- [3] F.I. Allen *et al.*, Phys. Rev. A **78** (2008) 032705.



## Running the KMLabs laser system, setting up a capillary compressor

A. Malakzadeh, B. Ulrich, R. A. Costa Fraga, K. Cole, M. Marquard, R. Doerner

Ultrashort pulses are one of the most important tools to investigate fast evolving processes such as electronic relaxations. Chirped pulse amplification (CPA) is a technique to produce ultrashort strong pulses [1]. Our KMLabs laser system consists of an oscillator pumped with a verdi laser (CW) at 4.5W. Pulses with duration of 20fs are routinely generated by the oscillator and pulses down to 12fs can also be generated with it. The stretcher, amplifier and compressor stages are built in one box named “Dragon”. The stretching of the ultrashort pulses stage is accomplished in a grating stretcher. Pulses with 2.5ps duration leave the stretcher. Then a pulse is picked by a Pockels cell stage and amplified in a ring like geometry. (Figure 1)

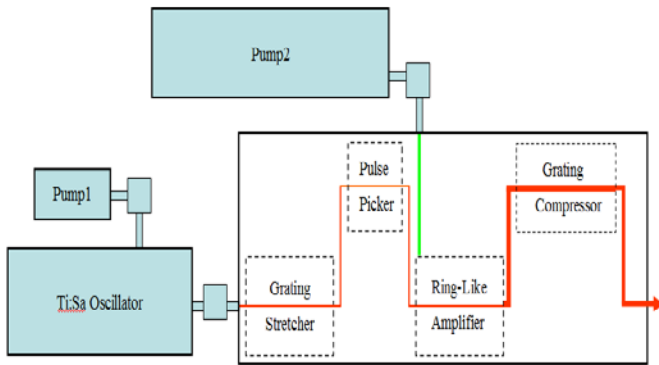


Figure 1. Schematic of our KMLabs laser system

The Ti:Sa crystal in the amplifying stage is pumped by a Lee laser with a power up to 100W. It has to be cooled to cryogenic temperature by a cryostat down to -233°C. The

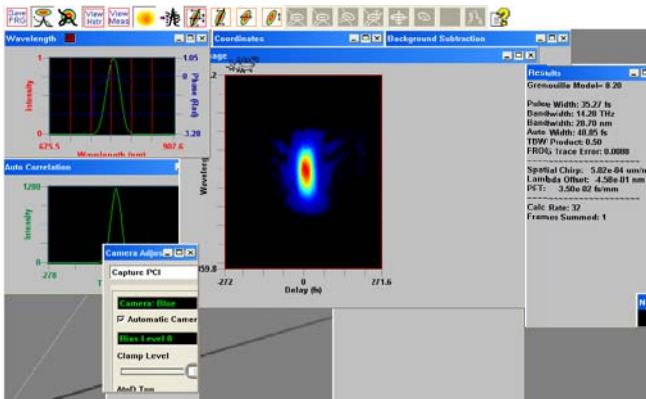


Figure 2. A Frog trace of output pulse from our system.

pulse travels inside the amplification stage and get amplified in each roundtrip. After certain (normally 13 times) round trips, it is picked out by a mirror and steered to a grating compressor stage. Pulses down to about 30fs duration and 750µJ exit the system. (Figure 2)

The spectral broadening of an ultrashort pulse in a hollow capillary wave guide filled with a noble gas at certain leads to produce a powerful pulse with duration shorter than the input pulse; it was first carried out by M. Nisoli et.al. in 1996 [2]. Wave propagation along a hollow guide can be thought as occurring through grazing incidence reflections at the inner surface of the guide. Since losses caused by these multiple reflections greatly discriminate against higher order modes, only the fundamental mode can propagate in a sufficiently long guide.

We are building a capillary compressor setup to produce pulse shorter than output of our laser system. The output from our KMLabs system (30fs pulse) is coupled to a quartz hollow capillary with a bore diameter of 250µm by a +75cm lens. The capillary length is 1m and it is kept straight in an aluminum bar. Because of high output power of our system we will use Ne as a rare gas for spectral broadening.

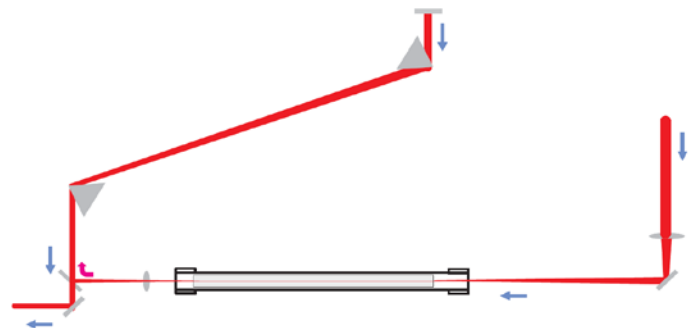


Figure 3. Schematic of our capillary compressor setup

The spectrally broadened pulses will be chirp compensated in a compressor stage. Ultrashort pulses with a few cycles duration and few hundred micro joules are expected to be produced in this setup.

### References:

- [1] D. Strickland and G. Mourou. “Compression of amplified chirped optical pulses”. *Opt. Commun.*, 55:447-449, 1985
- [2] M. Nisoli, S.De Silvestri, and O. Svelto. “Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique”. *Appl. Phys. Lett.*, 68:2793, 1996.

# Eine Kammer zur Ionenstrahlanalyse an Turbinenschaufeln am 2,5 MV van-de-Graaff-Beschleuniger

Sven Neve, Hans-Eberhard Zschau<sup>1</sup>, Frederik King, Stefan Zeller, Lothar Ph. H. Schmidt,  
Kurt Ernst Stiebing, Patrick J. Masset<sup>1</sup>, Michael Schütze<sup>1</sup>, Reinhard Dörner

<sup>1</sup> DEHEMA e.V., Karl-Winnacker-Institut, Theodor-Heuss-Allee 25, 60486 Frankfurt am Main

## 1. Einleitung

Gemeinsam mit dem Karl-Winnacker-Institut der DEHEMA e.V. in Frankfurt sind in den letzten Jahren mehrere Forschungsprojekte zum Hochtemperaturoxidationsschutz von Titanaluminid-Legierungen durchgeführt worden. TiAl-Legierungen haben ein geringes spezifisches Gewicht ( $\rho \approx 4 \text{ g/cm}^3$ ) und auch bei hohen Temperaturen gute mechanische Eigenschaften. Sie könnten die bislang für Hochtemperaturanwendungen eingesetzten Ni-Basis-Legierungen ( $\rho \approx 8 \text{ g/cm}^3$ ) ersetzen, wenn nicht ihr Oxidationsverhalten ab ca.  $700^\circ\text{C}$  von einer exzessiven Bildung eines  $\text{TiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ -Mischoxids geprägt wäre [1]. Dieses bietet keinen ausreichenden Oxidationsschutz für den Grundwerkstoff. Eine innovative Methode des Hochtemperaturoxidationsschutzes für TiAl ist der Halogeneffekt [z.B. 2-5]. Speziell Fluor liefert gute Ergebnisse auch bei thermozyklischer Belastung [6]. Durch gezielte Anreicherung unterhalb der Metalloberfläche (z.B. mittels Beamline Ionenimplantation am 60kV-Implanter des IKF) wird das Oxidationsverhalten um Größenordnungen verbessert. Die bei hohen Temperaturen (ab ca.  $800^\circ\text{C}$ ) gebildeten gasförmigen Al-Fluoride transportieren das Fluor in Richtung Metalloberfläche. Der ansteigende Sauerstoffpartialdruck führt zum Zerfall der Al-Fluoride und es wird  $\text{Al}_2\text{O}_3$  gebildet [7]. Die  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht dient als Barriere für auswärts diffundierendes Fluor. Eine auch bei langen Oxidationszeiten (bis 8000h) konstante Fluorkonzentration um 1 At.-% am  $\text{Al}_2\text{O}_3$ /Metall-Interface charakterisiert die Stabilität des F-Effektes und damit des Oxidationsschutzes.

Bislang haben umfangreiche Untersuchungen an Laborproben stattgefunden, zuletzt sind Fluorierungsmethoden für komplexe Oberflächen entwickelt worden [8]. Das Verfahren steht an der Schwelle zur industriellen Anwendung, so dass im Rahmen einer Qualitätssicherung der Fluornachweis auf realen Bauteilen (Turbinenschaufeln, Turboladerrotor) erbracht werden muss.

## 2. Messmethode

Fluor lässt sich zerstörungsfrei mittels Protonen induzierter Gammaquanten Emission (PIGE) nachweisen. Für die Tiefenprofilierung kommt die resonante Kernreaktion  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$  bei der Resonanzenergie 340 keV zur Anwendung. Das Tiefenprofil erhält man durch schrittweise Erhöhung der Protonenenergie durch Anlegen eines Potentials von -20 kV ... +35 kV an den Probenhalter. Ein  $5''$  NaI-Detektor registriert die hochenergetischen Gammaquanten im Energiebereich von 5 bis 7 MeV. In diesem Energiebereich ist der Untergrund vernachlässigbar und es treten keine Interferenzen mit anderen Legierungselementen auf. Mit Hilfe eines  $\text{CaF}_2$ -Einkristalls wird die Ausbeute an Gamma-Strahlen in Atomprozent kalibriert. Eine mit  $\text{CaF}_2$  bedampfte Kohlenstoffprobe dient zur Kalibrierung der Protonenenergie. Die Berechnung der Fluorkonzentration erreicht eine Genauigkeit von  $\pm 7\%$ ,

hauptsächlich verursacht durch statistische Fluktuationen der Strahlungsausbeute. Die Tiefenauflösung nahe der Oberfläche beträgt ca. 15 nm, bedingt vor allem durch die Niveaubreite von  $\Gamma = 2.4 \text{ keV}$ .

## 3. Anforderungen an die Analysenkammer

### 3.1 Industrielle Anforderungen

Bauteile müssen zerstörungsfrei analysiert werden. Daraus ergibt sich zwingend die Notwendigkeit, eine neue Analysenkammer aufzubauen, denn die bisher genutzte Kammer am Kanal 5 im Cave des Beschleunigers ist zu klein um reale Bauteile aufnehmen zu können. Als Untersuchungsobjekte sind vorerst kleine Schaufeln aus dem Verdichterbereich einer Turbine ausgewählt (Abb. 1), die Kammer kann jedoch auch größere Bauteile aufnehmen.



Abb. 1: Turbinenschaufel, Abmessungen ca.  $6 \times 5 \times 4 \text{ cm}^3$

Für eine Überprüfung der Fluortiefenprofile auch an den kritischen Stellen der komplexen Geometrie (Kanten, Spitzen, konvexe und konkave Oberflächen usw.) ist es erforderlich, den Ort der Messung präzise auswählen zu können. Für die Evaluierung der Ergebnisse und die Anpassung der Fluorierungsparameter ist es erforderlich, die ausgewählten Stellen mit hoher Genauigkeit zu reproduzieren. Für einen Einsatz im Rahmen einer Qualitätssicherung ist der zeitliche Aufwand für eine Analyse gering zu halten.

### 3.2 Experimentelle Anforderungen

Für eine präzise orts aufgelöste Analyse muss der Protonenstrahl stabil auf die Probe treffen. Andernfalls erhält man mit dem Ergebnis eine Mittelung über angrenzende Probenbereiche. Der Strahlfleck kann nicht beliebig klein auskollimiert werden, da ansonsten der Protonenstrom zu gering ist und sich die Messzeit erhöht. In der bisherigen Kammer wurde bei stabilem Strahl ein Strom von 50 - 70 nA erreicht, die Größe des Messflecks betrug dann ca.  $2 \times 2 \text{ mm}^2$ . Die wichtigste experimentelle Anforderung ist eine reproduzierbare Messung des Protonenstroms, denn jeder Punkt der Anregungskurve muss mit der gleichen Ladungsmenge gemessen werden. Wie in der alten Messkammer soll die an der Probe angelegte Gegenspannung automatisch in 0,5 kV-

oder 1 kV-Schritten erhöht werden. Für das Anlegen einer Gegenspannung ist ein isolierter Probenhalter zwingend erforderlich.

#### 4. Realisierung

##### 4.1 Industrielle Anforderungen

Mit der PIGE-Technik steht eine zerstörungsfreie Analysenmethode für das Fluor zur Verfügung. In der Experimentierhalle wurde der Kanal 3 mit einer neu gefertigten Analysenkammer aufgebaut.



Abb. 2: Neu aufgebauter Kanal 3 mit PIGE-Kammer.

##### Probenhalter

Es erscheint angebracht, einen speziellen Probenträger für jede Art von Bauteilen zu entwerfen, der diese optimal tragen kann. Der für die Turbinenschaufeln konstruierte Halter kann gedreht und gekippt werden, um einen senkrechten Einfall des Protonenstrahls zu gewährleisten. Es sind Befestigungsmöglichkeiten für drei Schaufeln und beide benötigte Standards vorhanden (Abb. 3).

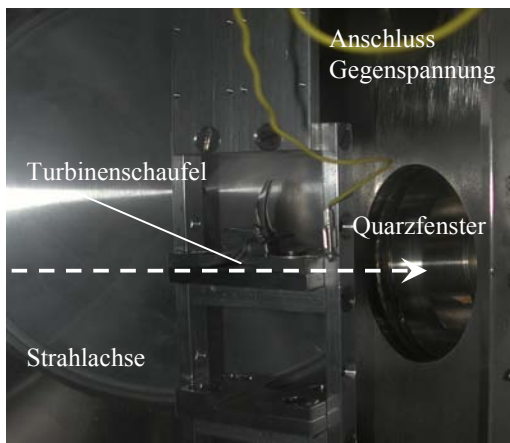


Abb. 3: Blick auf den Probenhalter in der Kammer mit eingespannter Turbinenschaufel.

Der Halter ist mit einer isolierten Stange an einem Manipulator befestigt (DN 100 CF, Firma MEWASAFLEX), mit Verstellwegen von  $\pm 2,5$  cm in x- und y-Richtung und  $\pm 10$  cm auf der z-Achse. Eine Handeinstellung von x- und y-Position erscheint zweckmäßig, da hiermit für alle auf dem Halter montierten Proben der Ort der Messung festgelegt wird. Ein Wechsel zwischen den Proben ist dann durch die motorbetriebene z-Achse komfortabel möglich. Der eingebaute 220 V

Motor (Firma Berger Lahr) wird über einen Schrittmotorverstärker (Typ SD328-AU, Firma Schneider Electric) angesteuert. Dieses Gerät bietet durch eine Can-Open-Schnittstelle für die Zukunft die Option, den Messablauf weitestgehend zu automatisieren (ereignisgesteuerter Ablauf). Die Präzision der xyz-Positionierung ist mit  $\pm 1 \mu\text{m}$  mehr als ausreichend (Abb. 4).



Abb. 4: Analysenkammer mit xyz-Manipulator.

Der Halter kann komplett aus der Strahlebene herausgefahren werden, so dass der Protonenstrahl auf dem Quarzfenster von aussen sichtbar wird, was bei Änderung der Beschleunigungsspannung notwendig ist. Durch das große Kammervolumen und den angepassten Probenhalter sind die Pumpvorgänge auf ein Minimum reduziert, was im Rahmen eines Angebots an die Industrie zur Qualitätssicherung der fluorierten Bauteile von Bedeutung ist, da hierdurch nicht nur Personalkosten sondern auch Maschinenzeit und damit Wartungskosten reduziert werden. Da die Kammer durch den Wellbalg des Probenmanipulators eine sehr große Oberfläche hat, wird mit  $\text{N}_2$  belüftet.

##### Kontrolle der Messstelle

Eine präzise Auswahl der Messstelle wurde realisiert durch ein Laser/Kamera-System. Ein Laserstrahl (HeNe, paralleler Strahl mit 5 mm Durchmesser) kann über einen Spiegel anstelle des Protonenstrahls eingeschwenkt werden. Der Laserstrahl durchläuft wie der Protonenstrahl den Kreuzschlitz, das Dreibein zur Strommessung und trifft an gleicher Stelle wie der Protonenstrahl auf die Probenoberfläche. Über eine ständig eingeschwenkte Kamera mit angeschlossenem Monitor kann der Strahlfleck und damit die Messstelle auf der Probe beobachtet werden (Abb. 5).



Abb. 5: Kamerabild mit eingeschwenktem Laserstrahl.

## 4.2 Experimentelle Anforderungen

Der fokussierte Protonenstrahl wird mit einem aus vier Mikrometerschrauben aufgebauten Kreuzschlitz auskollimiert. Der minimale Messfleck auf der Probe beträgt ca. 1 mm<sup>2</sup>. Die Messung des Protonenstroms erfolgt mittels eines rotierenden Dreibeins und wird mittels Faradaycup kalibriert. Zur PIGE-Analyse genügt eine relative Ladungsmessung, wobei für jeden Datenpunkt die gleiche Ladungsmenge vorliegen muss. Ein Problem bei der Strommessung ist die mögliche Erzeugung von Sekundärelektronen. Diese werden je nach Auftreffwinkel und Strahlenergie am Ort des Auftreffens emittiert und können den gemessenen Strom stark verfälschen. Aus der Probe emittierte Sekundärelektronen stellen in dieser Kammer kein Problem dar, da die Probe weit genug vom Dreibein entfernt ist. Beachtung verlangen einerseits die aus dem Dreibein emittierten Sekundärelektronen: Jedes dort emittierte Elektron bewirkt eine zusätzliche positive Ladung am Dreibein. Daher wird zuviel Strom gemessen. Andererseits sind es die Sekundärelektronen aus dem Kreuzschlitz, denn wegen des geringen Abstands gelangen diese auf das Dreibein und verfälschen den gemessenen Protonenstrom zu kleineren Werten. Zur Unterdrückung dieser Effekte ist das Dreibein von zwei isolierten Cu-Zylindern umgeben. Auf der Strahlachse sind die Zylinder mit Löchern ( $\varnothing$  ca. 12 mm) versehen, damit der Strahl hindurchtreten kann. Der äußere Zylinder hat dabei ein etwas kleineres Loch. Somit wird der Strahl durch den inneren Zylinder nicht mehr begrenzt, und es wird verhindert, dass Sekundärelektronen beim Auftreffen des Strahls auf den Rand des inneren Zylinders emittiert werden. Aus dem Kreuzschlitz emittierte Sekundärelektronen werden zurückgedrängt durch Anlegen einer negativen Spannung an den äußeren Zylinder. Der innere Zylinder wird ebenso negativ gepolt, um die aus dem Dreibein emittierten Sekundärelektronen zu unterdrücken. Eine Gegenspannung von 500 V ist ausreichend, um die leichten Elektronen zurückzuhalten und eine reproduzierbare Strommessung zu gewährleisten. Die Abb. 6 zeigt die technische Zeichnung der neuen Messkammer mit einem Innenvolumen von ca. 30 x 20 x 20 cm<sup>3</sup>. Der eigentlichen Analysenkammer vorgesetzt ist die Kammer zur Strahl-diagnose in der Dreibein und Laser/Kamera-System montiert sind. Die Gegenspannung wird über eine vakuumtaugliche Hochspannungsdurchführung in die Kammer geführt und innen an den Probenhalter angelegt (vgl. Abb. 3).

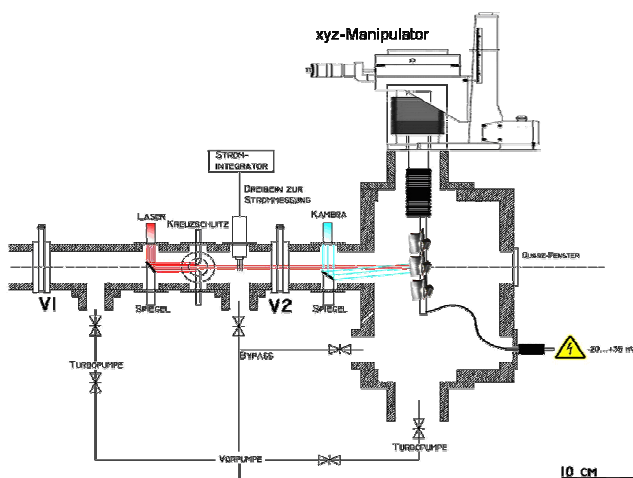


Abb. 6: Technische Zeichnung der neuen Kammer.

Zwei Turbomolekularpumpen mit jeweils 220 l/s Saugvermögen (TMU 261, Firma Pfeiffer) liefern das für die Ionenstrahlanalyse benötigte Vakuum von 10<sup>-6</sup> mbar.

## 5. Testmessung

Für eine erste Testmessung wurde eine Turbinenschaufel über einen Zeitraum von 30 min mit 0,1 Gew.-% HF-Lösung behandelt [9]. Anschließend wurde die Schaufel fixiert und zweimal an verschiedenen Stellen analysiert. Das Ergebnis demonstriert die Notwendigkeit einer genauen orts aufgelösten Analyse der Schaufeln, denn das Fluorprofil an den Messstellen #1 und #2 ist unterschiedlich: An der Oberfläche beträgt die F-Konzentration in beiden Fällen rund 5,5 At-%, dann weichen die Profile jedoch voneinander ab. Die maximale F-Konzentration ist abhängig von der Säurekonzentration und der Zeitdauer des Eintauchens.

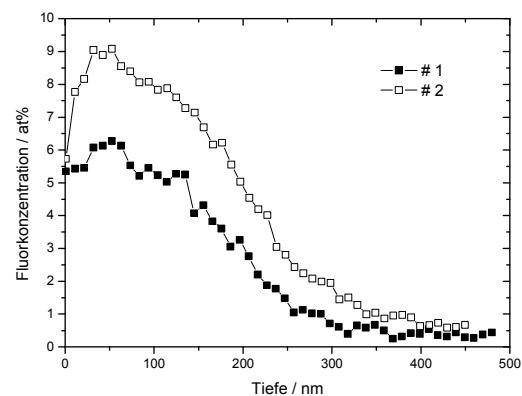


Abb. 7: PIGE-Messung der Fluor-Tiefenprofile an zwei Stellen der Turbinenschaufel.

## Danksagung

Die Autoren danken der Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen (AiF) für die Förderung des Projektes unter der Nummer 262 ZBG. Herrn Patrick Ziel und der Beschleunigermannschaft sind wir ebenso wie der Feinmechanischen Werkstatt und Herrn Düring für die umfangreiche Unterstützung besonders dankbar.

## Referenzen:

- [1] A. Rahmel, W.J. Quadackers, M. Schütze, Mater. Corros. 46 (1995) 271.
- [2] H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, IKF-Jahresbericht 2001, S. 55.
- [3] S. Neve, P. J. Masset, H.-E. Zschau, L. Ph. H. Schmidt, R. Dörner, M. Schütze, IKF-Jahresbericht 2006/2007, S. 103.
- [4] H.-E. Zschau, M. Schütze, L. Schmidt, R. Dörner, H. Baumann, IKF-Jahresbericht 2006/2007, S. 107.
- [5] S. Neve, H.-E. Zschau, P. J. Masset, M. Schütze, R. Dörner, IKF-Jahresbericht 2006/2007, S. 111.
- [6] H.-E. Zschau, M. Schütze, Mater. Corros. 59 (2008), 619-623.
- [7] A. Donchev, B. Gleeson, M. Schütze, Intermetallics, 11(5) (2003) 387.
- [8] Sven Neve, Patrick J. Masset, Rossen A. Yankov, Hans-Eberhard Zschau, Andreas Kolitsch, Reinhard Dörner, Michael Schütze, IKF Jahresbericht 2008.
- [9] H.-E. Zschau und M. Schütze: Metalloberfläche, 59 (2005) 31-34.

# Vergleich von Fluorierungstechniken zur industriellen Anwendung des Halogeneffekts mit kernphysikalischen Verfahren

Sven Neve, Patrick J. Masset<sup>1</sup>, Rossen A. Yankov<sup>2</sup>, Hans-Eberhard Zschau<sup>1</sup>, Andreas Kolitsch<sup>2</sup>, Reinhard Dörner, Michael Schütze<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Karl-Winnacker-Institut der DECHEMA e.V., Theodor-Heuss-Allee 25, 60486 Frankfurt am Main

<sup>2</sup>Forschungszentrum Rossendorf (FZD), Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, 01314 Dresden

## Einführung

Ein Hochtemperatur-Oxidationsschutz von Titanaluminiden kann durch Verwendung des Halogen-Effektes realisiert werden [1]. Fluor erwies sich dabei als am besten geeignet, insbesondere bei thermozyklischer Beanspruchung. Unter isothermen wie auch zyklischen Bedingungen ist die schützende Wirkung der sich bildenden Aluminiumoxidschicht für bis zu 4.000 h bei 900°-1050°C experimentell gezeigt worden [2]. Als Technik zur Einbringung der Halogene unter die Metalloberfläche wurde die Ionenimplantation in den Jahren 2001 - 2007 am 60 kV-Implanter des IKF intensiv untersucht, vgl. die Beiträge in den IKF-Jahresberichten [3-6]. Eine Beamline-Ionenimplantation (BLI<sup>2</sup>) kommt jedoch nicht nur aus Kostengründen für eine industrielle Anwendung nicht in Frage. Die Größe des Strahlflecks beträgt nur etwa 1 cm<sup>2</sup> und bei der komplexen Geometrie der zu behandelnden Bauteile kann ein einheitlicher Einschusswinkel nicht realisiert werden. Es müssen also alternative Techniken mittels chemischen und physikalischen Verfahren zur Fluorierung entwickelt und erprobt werden.

## Alternative Fluorierungstechniken

Zur Erprobung alternativer Techniken sind mit 4000 grit SiC-Papier polierte Laborproben mit den Abmessungen 10x15x1,5 mm<sup>3</sup> der Legierung TNBV5 (Ti - 44,5 Al - 5 Nb - 0,2 C) verwendet worden.

Chemische Behandlungen, wie das Tauchen in verdünnter HF-Lösung, sind weitestgehend unabhängig von der vorliegenden Bauteilgeometrie. Die Verweilzeit in der 0,1 Gew.-% HF-Lösung betrug 1 h. Diese Behandlungsmethode ist vergleichsweise einfach und kostengünstig. Bei der kontrollierten Gasphasenfluorierung [7] wurden die Fluorionen durch die thermische Zersetzung einer CF<sub>n</sub>-Verbindung erzeugt. Die Proben wurden für 1 Stunde der fluorhaltigen Atmosphäre des auf 900 °C vorgeheizten Ofens ausgesetzt. Bei der am Forschungszentrum Rossendorf durchgeführten Plasma-Immersion-Ionenimplantation (PI<sup>3</sup>) wurden die Fluorionen von einem CH<sub>2</sub>F<sub>2</sub>/Ar-Plasma bereitgestellt. Die Probe ist in der Vakuumkammer elektrisch isoliert befestigt. Ein gepulstes negatives

Potential (-30kV) beschleunigt alle Plasmaionen. Das Plasma umschließt die Probe gleichmäßig von allen Seiten, somit ist eine Fluorierung komplizierter Geometrien möglich. Da die elektrischen Feldlinien senkrecht auf die Probenoberfläche treffen, ist die Eindringtiefe unabhängig von der Probengeometrie. Allerdings werden neben Fluorionen auch C<sup>+</sup>, H<sup>+</sup> und ionisiertes Restgas implantiert. Einem 10 µs Puls der Beschleunigungsspannung folgen 130 µs Abklingzeit; die Ionen treffen daher mit Energien von 0 bis 30 keV auf die Probe. Die PI<sup>3</sup>-Methode soll als Referenztechnik für die Behandlung komplexer Geometrien eingesetzt werden, da die Parameter genau kontrolliert werden können.

## Analytik

Isotherme Oxidationsexperimente wurden für 120 h bei 900 °C in Laborluft durchgeführt. Die Proben wurden nach Fluorierung und nach erfolgter Oxidation mit den zerstörungsfreien Techniken der Ionenstrahlanalytik charakterisiert. Am IKF wurden dazu die Protonen Induzierte Gamma-Emission (PIGE) und Rutherford Backscattering (RBS) am 2.5 MV van de Graaf-Beschleuniger eingesetzt. Mit der PIGE können Fluorkonzentrationen mit einer Genauigkeit besser als 7% gemessen werden. Die Auflösung nahe der Oberfläche beträgt dabei etwa 20 nm, vergrößert sich aber in Folge der Energieverbreiterung (Energy-Straggling) mit der Detektionstiefe im Material. Die Auflösung in 1 µm Tiefe beträgt noch 50 nm, wie aus Simulationen und Berechnungen hervorgeht. Verwendet wurde die resonante Kernreaktion <sup>19</sup>F(p,αγ)<sup>16</sup>O bei 340 bzw. bei 484 keV. Deren energetischer Abstand legt die ohne Entfaltung maximal analysierbare Tiefe fest. Sie beträgt rund 1 µm wie durch Simulationen mit SRIM [8] berechnet wurde. Nach der Oxidation wurde zusätzlich RBS zur qualitativen und quantitativen Analyse der Oxidschicht eingesetzt. Mittels der Software SIMNRA [9] sind die Konzentrationsprofile der beteiligten Elemente ermittelt worden. In den vorhergehenden Jahresberichten wurden die verwendeten Techniken ausführlich beschrieben.

Einige PI<sup>3</sup> behandelte Proben wurden vor Oxidation mit ERDA (Elastic Recoil Detection Analysis) charakterisiert. Dazu wurde ein 35 MeV Cl<sup>7+</sup> Ionenstrahl des 5 MV Tandem-Beschleunigers am FZD unter einem Winkel von 75° zwischen Probennormalen und Ionenstrahl auf die Probe gelenkt. Gestreute Projektile und herausgeschlagene Targetspezies wurden unter einem Winkel von 31° zwischen Detektor und Ionenstrahl mit einer Bragg'schen Ionisierungskammer registriert. Einerseits wurde das energieabhängige Signal mit einem Standardverstärker gemessen. Simultan wurde ein von der Ordnungszahl abhängiges Signal durch Verwendung einer hohen Abtastfrequenz aufgenommen. So konnten die Beiträge der einzelnen Spezies separiert werden. Der Wasserstoffgehalt wurde gleichzeitig mit einem Festkörperdetektor unter einem Winkel von 38° detektiert. Die Analysiertiefe für Aluminium ist mit dieser Technik wegen Interferenzen mit den Projektilen auf etwa 220 nm begrenzt.

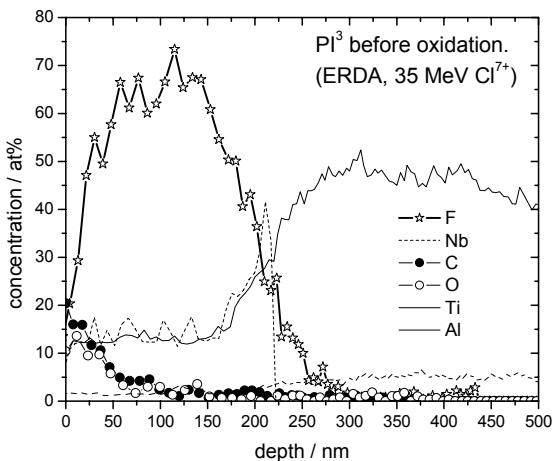


Abb. 1: ERDA-Konzentrationsprofile nach PI<sup>3</sup>-Behandlung.

### Ergebnisse

Die ERD-Analyse (Abb. 1) der mit PI<sup>3</sup> behandelten Probe ergab einen Wasserstoffgehalt von unter 1 At.-% an der Oberfläche (in der Abbildung nicht gezeigt). Die Konzentration von Kohlenstoff aus dem Plasmagas und Sauerstoff aus dem Restgas fiel von ca. 15 At.-% an der Oberfläche auf weniger als 1 At.-% in 150 nm Tiefe ab. Die Tiefenprofile beider Spezies waren sehr ähnlich. Das ERDA-Tiefenprofil ist ohne Entfaltung wiedergegeben; das tatsächliche Profil wird daher schmaler sein. Ein Vergleich mit dem mittels PIGE erhaltenen F-Profil in Abb. 2 bestätigt dies. Doch auch das PIGE-Profil war breiter als erwartet, denn Simulationen mit T-DYN [10] ergaben für 30 keV eine mittlere Eindringtiefe von ca. 60 nm. Ursächlich für die Vergrößerung

der mittleren Reichweite könnte eine während der Behandlung eingetretene Diffusion des Fluors, begünstigt von einer Aufheizung der Probe durch hohe Pulsfrequenz, gewesen sein. Die PIGE-Fluorprofile der verschiedenen Behandlungsmethoden vor und nach Oxidation sind in Abb. 2 dargestellt. Auffallend ist, dass für PI<sup>3</sup> und BLI<sup>2</sup> nach Oxidation fast identische Profile erhalten wurden, obwohl die integrale Dosis und auch die Maximalkonzentration nach PI<sup>3</sup> deutlich höher waren. Letztere lag nahe der Sättigungsgrenze von ca. 80 at% Fluor [2]. Im unteren Teil der Abb. 2 sind die Profile nach einer chemischen Fluorierung dargestellt. Während der Gasphasenfluorierung hat sich wegen der hohen Temperatur und der Anwesenheit von Luft-sauerstoff bereits eine ca. 300 nm dicke Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Schicht ausgebildet, unterhalb derer ein breites Fluorprofil gemessen wurde. Das Fluorprofil nach Tauchen in verdünnter HF war nicht gänzlich diffusionsgesteuert, denn das Konzentrationsmaximum lag nicht an der Oberfläche sondern in einer Tiefe von 40 nm. Dies könnte mit dem beobachteten Massenverlust der Proben während des Tauchens in Zusammenhang gebracht werden, hervorgerufen durch ein Anätzen der Oberfläche. Beide Proben verloren während der Oxidation rund 85 % ihres ursprünglichen Fluorgehalts. Die großen Fluorverluste treten während der Initialphase der Oxidation auf, in der sich die schützende Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-Schicht noch ausbildet [11]. Das Profil der HF-Behandlung war stark aufgeweitet, im Gegensatz zu demjenigen nach Gasphasenbehandlung. Aus den RBS-Messungen nach Oxidation (Abb. 3) wurde die Dicke der Oxidschicht bestimmt als die Tiefe, in der die Sauerstoffkonzentration 10 At.-% unterschreitet. Bei allen Proben war die Oxidschicht etwa 1 µm dick. Ein Vergleich mit Abb. 2 zeigt, dass das Fluor im Bereich des Oxid/Metall-Interface lokalisiert war. Insbesondere

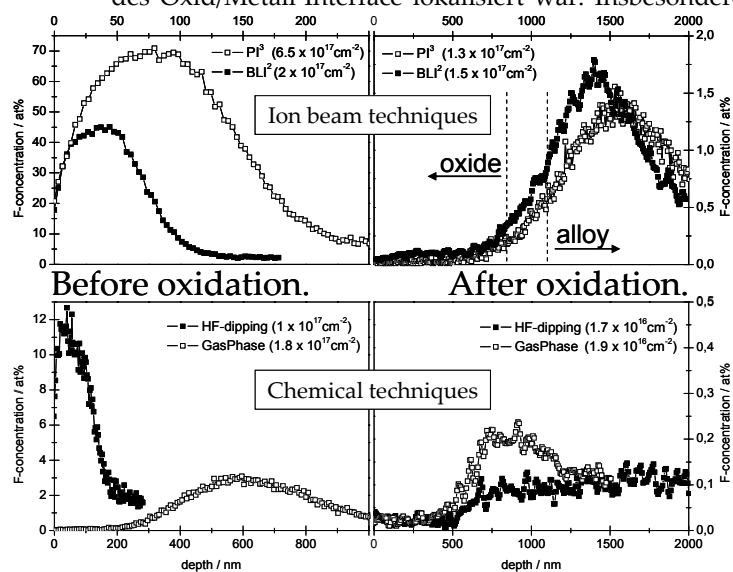


Abb. 2: PIGE-Fluortiefenprofile vor und nach Oxidation F-behandelter TNBV5-Legierungen bei 900 °C in Laborluft.

bei den Ionenstrahltechniken lag das Maximum der Fluorkonzentration unterhalb des Interfaces, ein Kriterium für einen erfolgreichen Halogeneffekt, denn die gebildete Oxidschicht wirkte offenbar als Diffusionsbarriere für ausdiffundierendes Fluor und eindiffundierenden Sauerstoff. Alle ermittelten Konzentrationsprofile (Abb. 3) zeigten ein Absinken der Titankonzentration. Dieses „Titantal“ ist charakteristisch für die Ausbildung einer  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht im Oxid und einen positiv verlaufenden Halogeneffekt. Unterschiede zeigten die verschiedenen Methoden im Verlauf der Aluminiumkonzentration und insbesondere in der Niob-Verteilung. Die Ionenstrahltechniken führten zu sehr wenig bis gar keinem Niob im Oxid. Nach

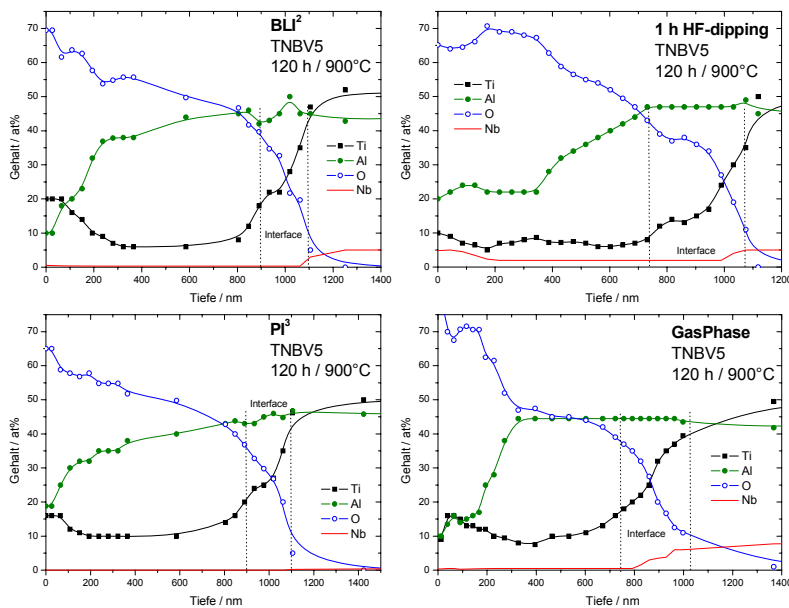


Abb. 3: Oxidschichtaufbau ermittelt mit RBS.

Fluorierung mit einer der chemischen Methoden ist Niob in der Oxidsschicht nachgewiesen worden, insbesondere das Tauchen in HF führte zu einem deutlichen Nb-Profil, welches auch direkt im Spektrum sichtbar war, vgl. Abb. 4. Dafür verantwortlich könnte ebenfalls das beobachtete Ätzen der Probenoberfläche bei HF-Behandlung sein: Durch ein anfängliches Herauslösen von Ti und Al aus der Oberfläche stieg die Nb-Konzentration an. Sodann sind  $\text{TiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ -Mischoxid und  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Schicht frei von Nb nach innen gewachsen.

### Ausblick

Nachdem nun einige für die technische Anwendung relevante Techniken anhand von Laborproben untersucht wurden, werden im nächsten Schritt reale Bauteile mit komplexen Geometrien (Turbinenschaufeln) als Proben verwendet. Die Charakterisierung dieser Proben mit PIGE und RBS wird in einer neuen Analysenkammer am 2,5 MV van de Graaff des IKF möglich sein. Ein neuer Strahlkanal in der Halle ist bereits aufgebaut.

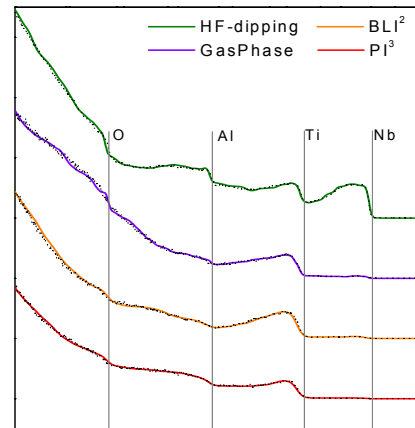


Abb. 4: RBS-Spektren nach Oxidation.

..... Messung, — Simulation

Die Kammer wird derzeit den ersten Probeläufen unterzogen. Sie ermöglicht erstmalig ionenstrahlanalytische Messungen an realen Bauteilen. Die zerstörungsfreie Charakterisierung der Bauteile ist bei einem geplanten industriellen Einsatz für die Hersteller außerordentlich wichtig und ein zentraler Bestandteil einer zuverlässigen Qualitätssicherung.

Die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen (AiF) fördert dieses Projekt unter der Nummer 262 ZBG, die Autoren sprechen dafür ihren herzlichen Dank aus. Dr. K. E. Stiebing und der Beschleuniger-mannschaft rund um Herrn P. Ziel sei für die technische Unterstützung gedankt, ebenso wie Dr. L. Ph. H. Schmidt für seine umfassende Betreuung am Implanter.

### Referenzen

- [1] A. Donchev, H.-E. Zschau, M. Schütze, in 'Trends in Electrochemistry and Corrosion at the Beginning of the 21st Century', E. Brilas, P.-L. Cabot (Ed.), Publ. Universitat de Barcelona, 2004, p.1097-1123.
- [2] P. J. Masset, S. Neve, H.-E. Zschau, M. Schütze, Materials and Corrosion, 2008, 59, 7.
- [3] H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, IKF-Jahresbericht 2001, S. 55.
- [4] S. Neve, P. J. Masset, H.-E. Zschau, L. Ph. H. Schmidt, R. Dörner, M. Schütze, IKF-Jahresbericht 2006/2007, S. 103.
- [5] H.-E. Zschau, M. Schütze, L. Schmidt, R. Dörner, H. Baumann, IKF-Jahresbericht 2006/2007, S. 107.
- [6] S. Neve, H.-E. Zschau, P. J. Masset, M. Schütze, R. Dörner, IKF-Jahresbericht 2006/2007, S. 111.
- [7] P. J. Masset, M. Schütze, ECS Trans., 11 (15), 2008, 37.
- [8] J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack, SRIM The Stopping and Range of Ions in Matter, Version 2008.3, www.srim.com.
- [9] M. Mayer, SIMNRA, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Version 6.03.
- [10] J.P. Biersack, T-DYN – dynamic transport code for ions and recoils, Version 5.0, 1995.
- [11] H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, Nucl. Instr. and Meth. B 240 (2005) 137.

# Festkörper-Massenspektrometrie optischer und optoelektronischer Materialien

B. Wiedemann<sup>1</sup>, M. Deveaux<sup>1</sup>, M. Petri<sup>1</sup>, C. Schrader<sup>1</sup>, T. Tischler<sup>1</sup>, K.-H. Wiedemann<sup>2</sup>

Hochreine Festkörpermateriale und Spezialgläser für elektronische und optoelektronische Bauelemente, Festkörperlaser, Glasfaser und Laseroptiken stellen höchste Anforderungen an direkte Multielementanalyseverfahren, insbesondere die Festkörper-Massenspektrometrie.

Plangemäß wurde im Berichtszeitraum eine Nd:YAG-Laser-Ionenquelle für die massenspektrometrische Elementanalyse hochreiner und transparenter Festkörper-Proben aufgebaut und an ein Massenspektrometer, Typ 21-110, mit Mattauch-Herzog-Geometrie für den simultanen Ionennachweis auf ionenempfindlichen Q-Platten angepasst.

Verbessert oder optimiert wurde der zweistufige Turbomolekularpumpstand, die UHV-Messtechnik, die Halter für ebene Proben (Durchmesser 15 ... 20 mm, Dicke 2,5 ... 3,5 mm), die Potentialabschirmung des XYZ-Manipulators und die optische Schaltvorrichtung zur schnellen Unterbrechung und Umlenkung des Laserbündels von der Probe auf das Leistungsmessgerät und umgekehrt.

Der Nd:YAG-Laser, Typ GCR-150, wurde mit folgenden Parametern betrieben: Wellenlänge 532 nm; Pulsenergie 3...5 mJ; Pulsdauer 4 ns; Pulswiederholfrequenz 30 Hz; Durchmesser 8 mm; Divergenz < 0,5 mrad.

Die Nd:YAG-Laserpulse wurden, über einen Spiegel mit einem Winkel von 45° relativ zur ionenoptischen Achse des Massenspektrometers, auf die feste Probe gebracht, die sich im Fokus einer plankonvexen Linse (f = 200 mm) befindet.

Mit Hilfe des Schrittmotor-gesteuerten YXZ-Manipulators wurden laterale Laserscans über definierte Oberflächen der Festkörper-Probe durchgeführt. Die laterale X-beziehungsweise Y-Vortriebsgeschwindigkeiten wurde dabei so gewählt, dass für jeden Laserpuls nur ein Krater mit einem Durchmesser  $\approx 40 \mu\text{m}$  erodiert wird. Die mittleren Ionenströme der X-Y-Laserscans sind zeitlich konstant und liegen bei der vorliegenden Anordnung für SiO<sub>2</sub> bei 70 pA.

Der Edelstahlrezipient der Nd:YAG-Laser-Ionenquelle wurde zur Verbesserung der UHV-Bedingungen mit einem LN<sub>2</sub>-Dewar-System mit Kupfer-Kühlschild ausgestattet, so dass Drucke unter  $5 \times 10^{-10}$  mbar erreicht wurden.

Unter diesen Bedingungen wurden Ladungsmengen  $Q \leq 100 \text{ nC}$  integriert. Die resultierende Erosion führte an hochreinen und transparenten SiO<sub>2</sub>-Proben zu Kratern mit einem Durchmesser  $\approx 40 \mu\text{m}$  (Bild 1). Auf der Grundlage dieser Messungen wurden die atomaren Nachweisgrenzen für die Multielement-Festkörper-Analyse an SiO<sub>2</sub>-Proben für eine Elementauswahl berechnet (Tabelle 1).

Für Messungen an hochreinen SiO<sub>2</sub>-Proben wurden die Häufigkeitsverteilungen und Massen der reinen Sauerstoff- und Silicium-Cluster O<sub>k</sub> (k ≤ 12) und Si<sub>l</sub> (l ≤ 8) mit ganzzahligem k und l für den Massenbereich von 1 u bis 238 u berechnet.

Diese und weitere Molekül- und Cluster-Kombinationen, insbesondere aus Si und O zusammengesetzte Cluster Si<sub>k</sub>O<sub>l</sub> wurden bei der Berechnung und Aufstellung der

Nachweisgrenzen NWG im ppb(1:10<sup>9</sup>)-Bereich für die Multielement-Festkörper-Analyse von SiO<sub>2</sub> für integrierte Gesamtladungen  $Q \leq 100 \text{ nC}$  berücksichtigt (Tabelle 1).

Beispielsweise sind in Massenspektren von SiO<sub>2</sub> auch für  $Q \leq 300 \text{ nC}$  die Isotope <sup>88</sup>Sr, <sup>89</sup>Y (Monoisotop) und <sup>90</sup>Zr, trotz vorhandener Si<sub>2</sub>O<sub>2</sub>-Cluster, aufgrund der Massenauflösung des verwendeten Massenspektrometers, Typ 21-110, einer Elementanalyse zugänglich.

Bild 1: Mikroskopische Krater (Durchmesser  $\approx 40 \mu\text{m}$ ) von einem lateralen X-Y-Laserscan auf einer SiO<sub>2</sub>-Oberfläche.

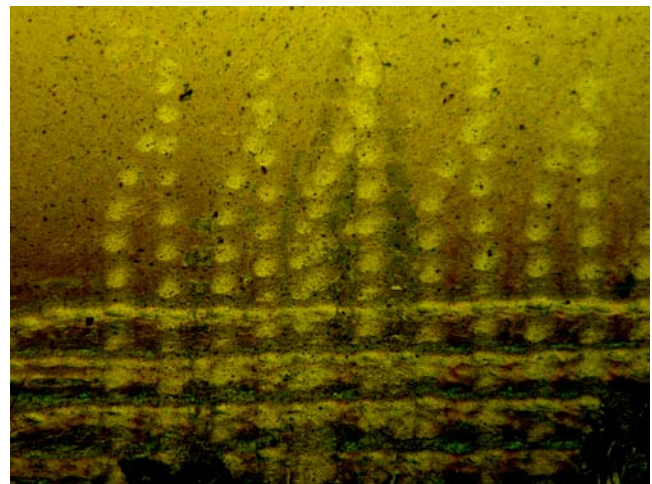


Tabelle 1: Atomare Nachweisgrenzen NWG/ppb für SiO<sub>2</sub>.

M/z	Symbol	NWG	M/z	Symbol	NWG
7	Li	12	55	Mn	30
11	B	17	54	Fe	520
12	C	14	59	Co	32
14	N	-	58	Ni	46
19	F	18	63	Cu	47
23	Na	20	64	Zn	67
24	Mg	26	69	Ga	56
27	Al	21	70	Ge	170
31	P	23	75	As	-
32	S	-	80	Se	73
35	Cl	32	79	Br	72
39	K	28	86	Sr	47
40	Ca	27	89	Y	39
48	Ti	38	94	Zr	76
51	V	29	138	Ba	67
52	Cr	35	139	La	48

<sup>1</sup>IKF, <sup>2</sup>Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG. Hanau.

IKF, 30. September 2009.



## Construction of a spark chamber at IKF

A. Tampe\*<sup>1</sup>, A. Wiesencker<sup>1</sup>, W. Amend<sup>1</sup>, M. Hartig<sup>1</sup>, and C. Blume<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institut für Kernphysik, Goethe Universität, Frankfurt am Main, Germany

**In this report, we describe the working principle and the assembly of a spark chamber detector build at the IKF for demonstration and education purposes [1].**

### Construction and working principle

A spark chamber is a detector, which uses the ionization of a noble gas to make the trace of a charged particle passing the detector visible. The spark chamber build at the IKF consists out of 37 brass plates fixed parallel at a distance of one centimeter to each other. These plates operate as electrodes. The gas volume in between acts as reaction volume and is filled with a noble gas mixture consisting of 25% helium and 75% neon gas. A volume out of plexiglas covers the brass plates and the gas volume.

In Figure 1, the entire structure of the chamber and the electronics modules can be seen.

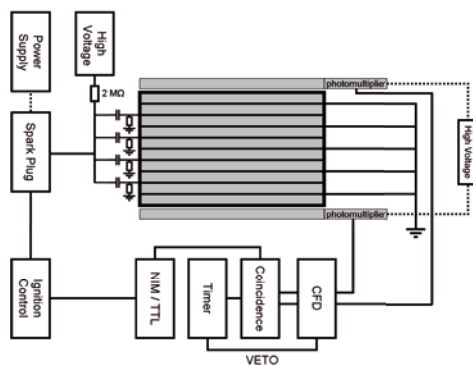


Figure 1: A schematic structure of the chamber and the electronics components.

On top and bottom, two scintillators are placed to avoid a permanent sparkover and to trigger the sparks. These scintillators lead their signal through a self-build light guide to the photomultiplier. The two photomultipliers are connected to a Constant Fraction Modul (CFD). The outgoing signal of the CFD is feed into a Coincidence, a Timer Module and to a NIM/TTL Modul. From there, it will be forwarded to the ignition control. After this selection of the electronics modules, the signal triggers the ignition control to a applied a high-voltage to the plates. The high voltage electronics is a circuit of a capacitor, four resistors, a commutator, a TRIAC and an induction coil. As soon the TRIAC receives the trigger signal, a voltage of 5 – 6kV is released via a spark plug to every second brass plate in the gas volume. Every other plate is grounded, this results in a potential between the plates, which is high enough to ionize the noble gas.

\* amely@ikf.uni-frankfurt.de

The complete setup is shown in figure 2.



Figure 2: Photo of the spark chamber at the IKF lab. The brass plates, gas volume, Plexiglas cover and trigger detectors can be seen at the top. At the lower left, the electronics is shown. The gas system with flow meters and gas bottles can be found at the lower right.

### Summary and outlook

The construction of the spark chamber has been finished in 2008. The first test was a rate of about one event per second determined. As an example, events on an exposure time of 30 seconds is shown in figure 3. In the future we will perform studies with different gas compositions and furthermore we will check the leakage rate of the chamber according to a possible continuous operation of this demonstration device. Finally, the spark chamber will be exposed in a public area.

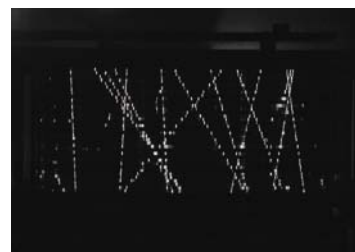


Figure 3: Photo of the comic tracks observed with the spark chamber (recording time: 30 sec).

### References

- [1] S.A. Tampe, *Aufbau und Inbetriebnahme einer Funkenkammer*, Bachelorarbeit, September 2008



# IKF - Einrichtungen und Abteilungen





## Die Beschleunigeranlagen des Instituts

K. E. Stiebing, W. Dilfer, M. Dworak, P. Ziel

### 2.5MV van de Graaff Beschleuniger

Die Anlage liefert Strahlen der Ionen  $H^+$ ,  $D^+$ ,  $He^+$  sowie  $Ar^+$  für Experimente zur Materialforschung, zur Dynamik atomarer Systeme und zur Struktur der kondensierten Materie. Neben Experimenten aus dem Institut, wurde auch in diesem Jahr wieder Strahl für externe Experimente an den beiden Kernphysikmessplätzen im „Beschleunigercave“ zur Verfügung gestellt [1,2]. Dieser Messplatz wird auch regelmäßig im Rahmen des Fortgeschrittenen-Praktikums genutzt.

Im Berichtszeitraum wurden 4 Tanköffnungen durchgeführt. Dreimal musste dabei die HF-Ionen Quelle ersetzt werden. In der Experimentierhalle wurde ein neues Strahlrohr mit einem Messplatz zur Materialforschung installiert [2].

### 14GHz EZR-(ve)RFQ Anlage

Diese Beschleunigeranlage ist für die Erzeugung niederenergetischer hochgeladener schwerer Ionen optimiert. Der im analysierten  $116^\circ$ -EZR-Strahl eingerichtete COLTRIMS Messplatz wurde zu Experimenten zur Untersuchung der Dynamik in atomaren und molekularen Systemen im Rahmen von Doktor- und Diplomarbeiten genutzt [3]. Am analysierten  $90^\circ$ -EZR-Strahl (vor der RFQ-Nachbeschleuniger Struktur) wurden auch in diesem Jahr wieder Experimente zu Grundlagen und zur Optimierung von EZR-Quellen im Rahmen einer Zusammenarbeit mit Kollegen aus Rumänien durchgeführt [4].

Am „Hochenergieende“ (nach der RFQ) stehen Energien bis  $200\text{keV/u}$  mit einem Zeitfaktor von 10% zur Verfügung. Der dort eingerichtete Messplatz wird regelmäßig im Rahmen des Fortgeschritten-Praktikums genutzt. Im Rahmen eines neuen Projektes in Zusammenarbeit mit GSI [5] wird außerdem ein Messplatz zur Röntgenspektroskopie von hochgeladenen schweren Ionen aufgebaut werden.

### Der Niederenergie-Speicherring FLSR

Im Berichtszeitraum wurde das Design der ionenoptischen Elemente für den Frankfurt Low-Energy Storage Ring (FLSR) abgeschlossen [6] und der Aufbau der Systeme wurde in Angriff genommen (Abb.1). Ein Schwerpunkt der Arbeiten zu diesem Projekt lag in der Konzeptionierung der Justierung der ionenoptischen Elemente im Ring selbst. Hierzu war im Transferkanal zwischen EZR-Anlage und FLSR-Injektionskanal eine Teststrecke aufgebaut, mit der zunächst die, in Simulationsrechnungen ermittelten Eigenschaften der optischen Elemente untersucht werden. Beim Einbau der Elemente in den FLSR stellt vor allem ihre relative Justierung eine Herausforderung dar. Durch Ausstattung der ionenoptischen Elemente mit geeigneten Ablenkspiegeln



**Abbildung 1:** Elektrostatische Quadrupole. Von links: Triplet, Dublett, Singulett.

ist geplant, die Justierung jederzeit durch einen Laserstrahl überprüfen zu können, ohne das Vakuum zu brechen. Ein zweites System (außerhalb des Vakuums) überprüft die Stabilität des Gesamtrezipienten, da thermische Ausdehnungen bei der Größe des Rings, für den zurzeit kein klimatisierter Raum zur Verfügung steht, nicht ausgeschlossen werden können. In Abb. 2 ist die optische Bank zum Vorjustieren der Zylinderdeflektoren dargestellt.

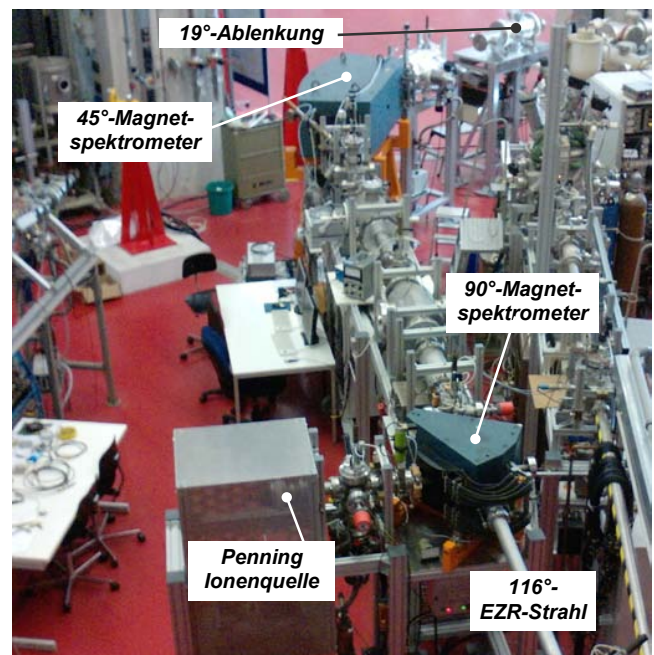


**Abbildung 2:** Laser-Justierbank zur Einrichtung der Spiegel in den  $75^\circ$ - Zylinderdeflektoren (CSD). Im Vordergrund ist eine der 3-Punkt-Halteplatten zu sehen, wie sie in der vier FLSR Sektorkammern eingebaut und mittels Laser ausgerichtet werden. Das CSD Element (im Hintergrund auf dem Tisch) ist mit einem Dreifuß und einem Justierspiegel versehen und wird auf der Laserbank eingerichtet. Es wird dann lediglich auf die, justierten 3-Punkt-Halteplatten im Ring aufgesetzt und fixiert.

Das, im Rahmen dieses Projektes entwickelte, modulare Konzept zum Aufbau der elektrostatischen Linsen hat großen Anklang gefunden. In Abb.1 sind Systeme gezeigt, wie sie an den Universitäten Mainz und Göteborg sowie am MPI für Kernphysik in Heidelberg und zur Strahlführung an der neuen F-RIB Anlage am National Superconducting Cyclotron Laboratory (NSCL), East Lansing, Michigan (USA) eingesetzt werden.

Ein Problem stellen die Zylinderdeflektoren dar, da aufgrund unvermeidbarer Randfelder der konstruktive Ablenkwinkel deutlich kleiner sein muss, als die geometrisch gewünschte Ablenkung. Dies hängt zusätzlich auch von der Spannungsbelegung des Zylinderkondensators ab. Im FLSR ist vorgesehen, alle optischen Elemente symmetrisch zu belegen, um die Sollbahn möglichst auf Erdpotential zu führen. Bei den Simulationen mit dem Programmcode SIMION [7] wurde daher Wert auf die realistische Implementierung, auch der Vakuumkomponenten gelegt, die das ionenoptische Element umgeben. Zum Test der Zylinderdeflektoren wurde im Berichtszeitraum ein 75°-Segment des Ringrezipienten am Injektionskanal aufgebaut und beidseitig mit Profilmotoren (FPROM [8]) ausgestattet. In guter Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation haben diese Messungen ergeben, dass zur 75°-Ablenkung ein Zylindersegment von 73,2° benötigt wird. Auch hier wurde die Spannungsbelegung so gewählt, dass die Bahn des Sollstrahls im Deflektor auf Potential 0V läuft. Hierbei ist die Wahl geeigneter Ein- u. Ausgangsblenden als Feldabschluss entscheidend.

Als weiterer Schwerpunkt wurde im Berichtszeitraum der Aufbau des Transfer- und Injektionskanals in den FLSR fortgesetzt. Um die Ionen im FLSR zu speichern, muss der Strahl sowohl energetisch analysiert als auch in der Emittanz beschränkt werden. Zur Energieselektion dient ein 45°-Magnetspektrometer (Biege-Stärke 6000u bei Ionen mit einer totalen Energie von 50keV). Zur Überprüfung und Präparation der Strahlemittanz, stehen eine Reihe von Kollimatoren, optischen Linsen und FPROM-Systemen zur Verfügung. Ionen aus anderen Ionenquellen können bei Bedarf über einen 90°-Analysiermagneten in den Transferkanal geleitet werden. An diesem Port ist zurzeit eine Penning-Ionenquelle zum Testen der optischen Elemente installiert. Zur Installation spezieller Ionenquellen, für die die geringe Biegestärke des 90°-Spektrometers nicht ausreicht, sind im Transferkanal Strecken vorgesehen. Für Ionen mit Massen schwerer als 6000u kann auch das 45° Magnetspektrometer durch einen, in die 19°-Kammer integrierten Anschluss unter 0° in den Ring umgangen werden. In Abb.3 ist ein aktuelles Foto vom Aufbau der Transfer-/Injektionsstrecke gezeigt.



**Abbildung 3:** FLSR-Transferkanal am 116° Ausgang der EZR-Anlage ( im Vordergrund mit Penning Ionenquelle und 90° Magnetspektrometer) und FLSR Injektionskanal (im Hintergrund mit 45° Magnetspektrometer und der Kammer für die elektrostatische 19°- Umlenkung)

**Die EZR-RFQ Anlage** ist ein HFBG Projekt des Hessischen Ministeriums für Wissenschaft und Kultur (HMWK) und der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) (Projekt No: III P 2-3772-116-246). **Der Frankfurter Niederenergiespeicher-ring (FLSR)** wurde mit Mitteln des Innovationsfonds der Hessischen Landesregierung finanziert.

### Referenzen:

- [1] A.G. Balogh; Jahresber. 2006/2007 (IKF-60) S. 115
- [2] Neve et al. IKF Jahresbericht 2008/2009 S.130
- [3] N. Neumann et al., Jahresber. 2006/2007 (IKF-60) S. 78
- [4] L. Schachter, et al.; Rev. Sci. Instr. **80**, 013303 (2009)  
K.E. Stiebing et al. dieser Jahresbericht (MD structures)
- [5] K.E. Stiebing dieser Jahresbericht (Gastarget)
- [6] K.E. Stiebing et al.; Nucl. Instr. and Meth. **A614**, p.10 (2010)
- [7] 9SIMION™ 8.0 (c) 2003-2007 Scientific Instrument Services, Inc. (SIS)
- [8] K.E. Stiebing et al. IKF Jahresbericht 2006/2007, p 98.

## Abteilung Elektronik

W. Amend, N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, S. Schreiber, M. Urban, R. Weirich und die Kollegen der jeweiligen Experimentgruppen - J. Bredenbeck<sup>(1)</sup>, M. Hartig<sup>(2)</sup>, R. Renfordt<sup>(3)</sup>, C. Schrader<sup>(4)</sup>

Einige interessante Entwicklungen aus den Jahren 2008/2009 werden in ihrer technischen Realisierung kurz vorgestellt.

### ALICE TPC Kalibrierpulsler-System<sup>(3)</sup>

Mit dem Kalibrierpulsler lassen sich einerseits die ca. 570.000 Auslesekanäle der TPC effektiv auf Defekte überprüfen, andererseits die jeweiligen Ausleseketten hinsichtlich ihrer Verstärkungs- und Zeitparameter vermessen.

Die Anforderungen an die Kalibriersignale ergeben sich aus dem Aufbau der TPC und der Ausleseelektronik.

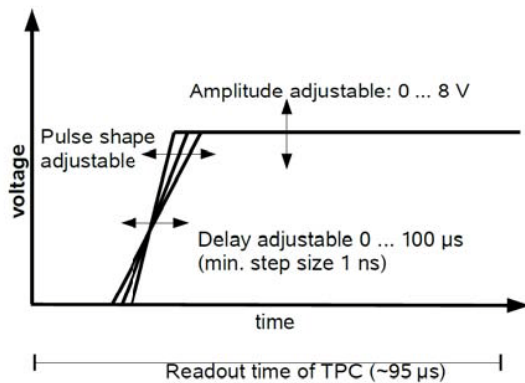


Abb. 1: Übersicht der Anforderungen an das Ausgangssignal des Kalibrierpulsers

Die Darstellung der Anforderungen hinsichtlich der Steuerung und der Funktion des gesamten Kalibrierpulsler-Systems ist aus Abb. 2 ersichtlich.

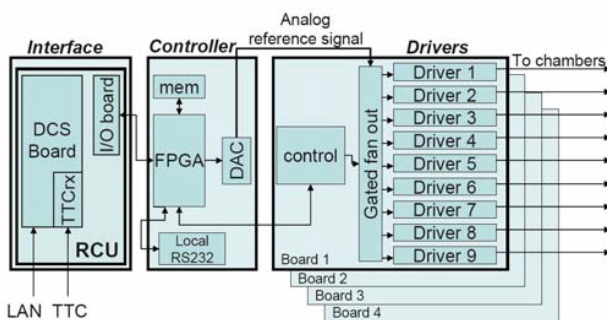


Abb. 2: Schematischer Aufbau des Kalibrierpulsler-Systems je TPC-Seite

Die Realisierung des Kalibrierpulsler-Systems ist in Abb. 3 zu sehen. Alle notwendigen Funktionsbaugruppen sind in einem 19“-Baugruppenträger mit 6 Höheneinheiten eingebaut. Auf der linken Seite des Baugruppenträgers befinden sich übereinander aufgebaut die linear geregelten Spannungsversorgungen für die analogen und digitalen Schaltkreise.

Auf der rechten Seite des Baugruppenträgers befinden sich jeweils zwei nebeneinander und zwei übereinander eingebaute leistungsstarke linear geregelte Spannungsversorgungen mit jeweils 17,8 Volt für die Treiberendstufen.



Abb. 3: Aufbau des Kalibrierpulsler-Systems

### Kalibrierpulsler Schnittstellenbaugruppe

Die Kommunikation zwischen der Leitwarte und dem Kalibrierpulsler-System basiert auf dem für ALICE verwendeten Standard. Eine modifizierte RCU/DCS-Kombination, erweitert um ein I/O-Modul (L. Osterman, Universität Lund) und aufgebaut auf einem Trägerboard, stellt die am optischem Eingang ankommenden Signale dem System als Steuer-, Daten-, Takt und Triggersignale für die weitere Verarbeitung zur Verfügung.

Neben optischem Eingang verfügt die Komponente über einen seriellen Steuereingang sowie einen Ethernet-Port. Für Test oder lokale Ereignissteuerung ist ein lokaler Triggereingang verfügbar.



Abb. 4: ALICE TPC Kalibrierpulsler Schnittstellenbaugruppe

### Kalibrierpulsler Steuerung

Diese Baugruppe ist die zentrale Steuer- und Überwachungskomponente des Kalibrierpulsler-Systems. Sie empfängt einerseits Daten und Befehle der Schnittstellenbaugruppe, verarbeitet diese und steuert die interne Signalverarbeitung, andererseits erzeugt sie den gewünschten Kalibrierpuls. Die Baugruppe besteht aus einer Hauptplatine, einem FPGA-Board und einem Mikrocontroller-Board auf der Oberseite der Hauptplatine und einem Analog-Board auf der Unterseite.

Eine Vorauswahl unterschiedlicher Pulse ist in einem EEPROM abgelegt, z.B. einzelne Pulssequenzen von Pulsen gleicher Amplitude und Pulssequenzen von Pulsen mit ansteigender Amplitude. Nach Auswahl des gewünschten Pulses werden die Daten in das RAM geladen und durch ein Trigger-Signal über einen Digital-zu-Analog Konverter ausgegeben. Nach einer Signalaufbereitung steht eine max. Signalamplitude von 2 V an 50 Ohm zur Verfügung.

Pro Triggersignal wird ein Puls generiert. Der Start der Pulsausgabe kann entsprechend der Vorgabe in Schritten von 1 ns verzögert werden.

Darüber hinaus verfügt die Baugruppe über eine RS232-Schnittstelle die einen lokalen Zugriff auf diverse Funktionen erlaubt.



Abb. 5: Kalibrierpulsler Steuerung, Vorderansicht und Draufsicht auf die Oberseite der Baugruppe

### Kalibrierpulsler Treiber

Die Treiberbaugruppe ist als 6 HE Europakartenformat ausgeführt und beinhaltet jeweils 9 Ausgangskanäle. Diese sind einzeln frei zuschaltbar. Der in der Steuerbaugruppe erzeugte Kalibrierpuls wird auf der Leiterplatte zunächst gepuffert und verteilt. Anschließend in den Endstufen auf max. 8 Volt an 50 Ohm verstärkt mit einer Eigenanstiegszeit von 40 ns. Sämtliche Ausgangskanäle sind auf 0,25% Amplitudengenauigkeit abgeglichen. Das Übersprechen auf abgeschalteten Kanälen liegt bei max. 1 mVolt.

Jede Treiberbaugruppe überwacht ihre Spannungsversorgung und zeigt eine Abweichung an.

Fehler und Schaltzustände werden gespeichert und optisch angezeigt. Eine in die Baugruppenlogik implementierte Selbsttestfunktion ermöglicht im Bedarfsfall eine schnelle Diagnose der Treiberkarte.



Abb. 6: Kalibrierpulsler Treiberbaugruppe

In der Abb. 7 zeigt Kanal 2 den Signalverlauf am Ausgang des ADC's/Pufferverstärkers auf der Steuerbaugruppe. Kanal 4 zeigt den Kalibrierpuls unmittelbar am Ausgang eines Ausgangskanals einer Treiberkarte, die mit der Nennimpedanz von 50 Ohm abgeschlossen ist. Kanal 3 zeigt den Pulsverlauf nach Durchlaufen einer 40 m langen Koaxleitung RG58, terminiert mit einer Nennimpedanz von 50 Ohm und einer parallel geschalteten Kapazität von 3,3 nF, die als Kapazität der Drahtebene angenommen wird.

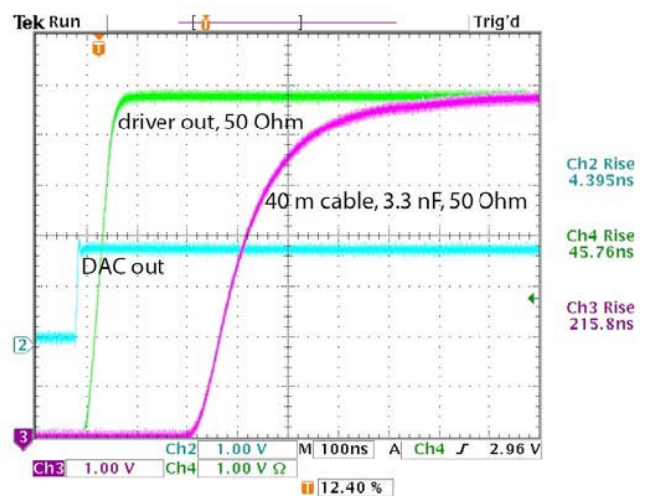


Abb. 7: Signalverlauf eines Pulses an unterschiedlichen Punkten auf dem Weg zum Detektor



### ALICE TPC GGP Control Board<sup>(3)</sup>

Für das ALICE TPC Gating-Grid Pulsersystem, vgl. Jahresbericht 2006/07, wurde eine System-Überwachungs-Baugruppe entwickelt.

Die Aufgabe dieser Baugruppe ist die Diagnose der Schaltzustände der Gating-Grid-Pulser-Karten in Relation zum Trigger und der Steuerspannungsversorgung des Gating-Grid Pulsersystems.

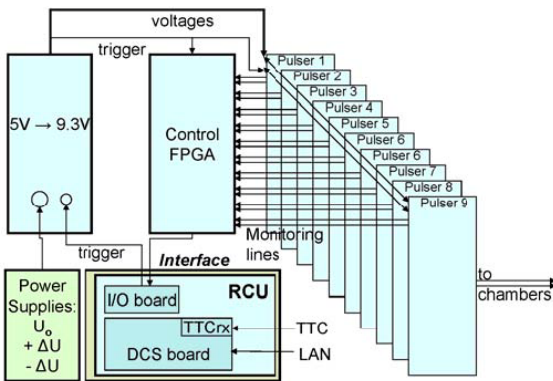


Abb. 8: Schematischer Aufbau des ALICE TPC Gating-Grid Pulsersystem

Eine Überwachungsbaugruppe besteht aus zwei gedruckten Leiterplatten und überwacht einen kompletten 19“ Baugruppenträger mit 9 Pulser-Karten mit je zwei Schaltkanälen.

Auf dem Hauptboard werden die Schaltzustände der Pulserkanäle über 18 Optokoppler mit integrierten Schmitttriggern erdfrei an die Logikfunktionen übertragen.



Abb. 9: Alice TPC Überwachungs-Baugruppe

Das Zusatzboard ist bestückt mit einem Altera Cyclone II-FPGA und einem programmierbaren Clock-Generator. Im FPGA wird u. a. der Status der Pulserkanäle abhängig vom Triggerübergang abgefragt, korreliert und bewertet.



Abb. 10: ALICE TPC-GGP mit Überwachungs-Baugruppe

Der aktuelle Zustand (erfolgreiches Zu- und Abschalten der negativen- und positiven Pulserspannung bzw. Fehler) der Gating-Grid-Pulser-Kanäle wird auf dem Frontpanel angezeigt. Weiterhin befinden sich auf dem Panel eine Anzeige für die Triggersignalüberwachung mit lokalem Reset Taster, eine Daten- Status LED und eine 4polige Lemo-Buchse zur Datenverbindung mit der Schnittstelleneinheit (L. Osterman, Universität Lund) .

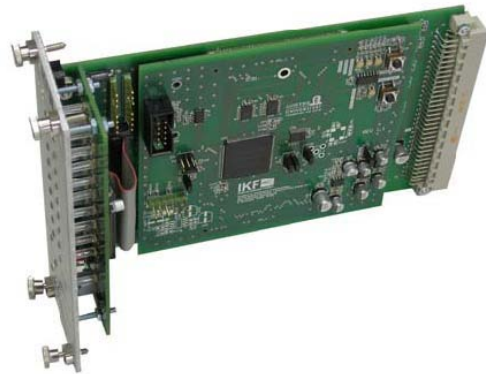


Abb. 11: Alice TPC GGP Control Board

Parallel zur lokalen Anzeige wird der jeweils aktuelle Pulserstatus für das relevante Zeitfenster über die auf der Hauptplatine eingesetzten LVDS-Treiber übertragen.

Das Übertragungsprotokoll wird im FPGA generiert. Dazu wird ein 24 Bit langer Datenrahmen mit allen relevanten Informationen und ein Synchronisierungstakt (Abb.12) angelegt und an die Interfaceeinheit (Abb. 8) übertragen. Der Übertragungstakt beträgt 10MHz.

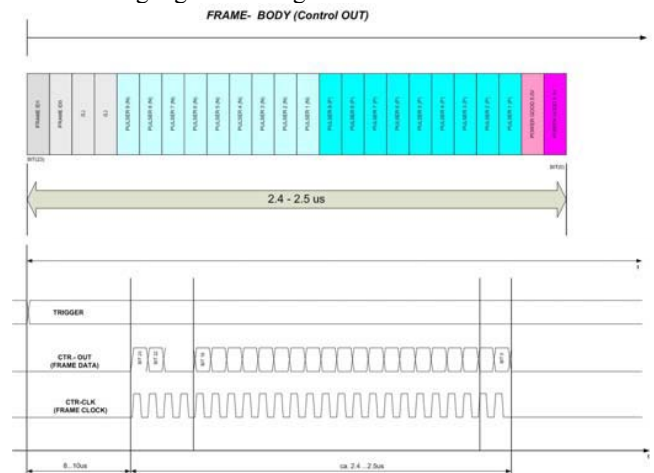


Abb. 12: ALICE TPC GGP Control Data-Frame Aufbau & Timing

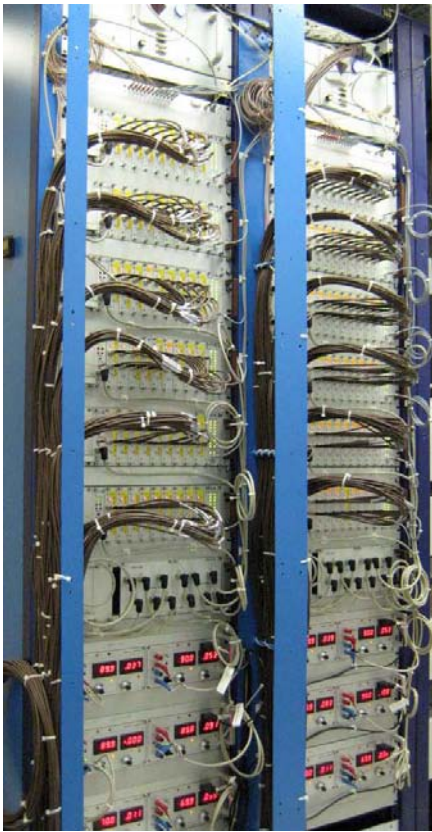


Abb. 13: Gesamtes ALICE TPC Gating-Grid Pulsersystem mit vollständiger Bestückung aller Baugruppen (Cern)

#### Alice TPC GGP-Control-LVDS/PIO-Adapter & Fanout



Abb. 14: Alice TPC GGP-Ctr. LVDS/PIO-Adapter & Fanout  
Die Alice TPC Gating-Grid-Control-LVDS/PIO-Adapter & Fanout-Karte wurde für Test- und Simulationszwecke der Alice TPC GGP Überwachungs-Baugruppen entwickelt. Das Bord enthält 12 frei konfigurierbare LVDS/(LV)TTL Driver/Receiver-Bausteine, sowie eine pin-kompatible Schnittstelle für die National Instruments PIO96 Karte.

#### Alice TRD Kabelbrückentester<sup>(2)</sup>

Um die TRD Read-Out-Board-Verbindungsbrücken vor der Montage auf Funktion zu testen wurde ein Kabelbrückentester entwickelt.

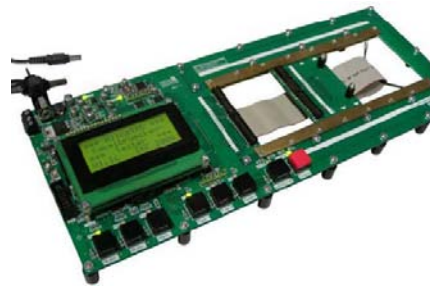


Abb. 15: Alice TRD Kabelbrückentester

Die ROB-Verbindungsbrücken gibt es in fünf elektrisch unterschiedlichen Varianten. Hinzu kommen pro elektrischer Variante jeweils vier verschiedene Längenausführungen. Darum wurde der „ALICE TRD Kabelbrückentester“ mit einem verschiebbaren Prüfschlitten und unterschiedlichen Firmwaretestroutinen ausgestattet. Er besitzt einen Altera Cyclone II FPGA, 4 programmierbare Voltage-Monitor IC's mit je 10 Komparatoreingängen, Programmwahltaster und ein 4x16 Zeichen LCD Display.



Abb. 16: Verschiedene Verbindungsbrücken

Der Tester prüft sequenziell jede einzelne Leitung der jeweiligen eingesteckten Verbindungsbrücke auf leitende Verbindung zu jeder anderen Leitung.

Weiterhin wird über die Komparatoreingänge ein durch Übergangswiderstände hervorgerufener Spannungsabfall für eine mögliche Leitungsunterbrechung lokalisiert.

Wird ein Fehler detektiert so erscheint auf dem LCD Display der Hinweis auf den jeweiligen defekten Pfad.

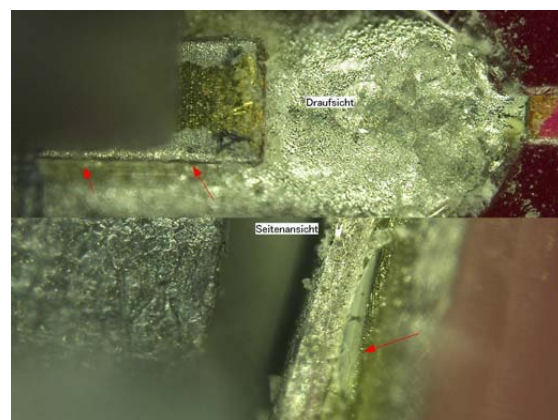


Abb. 17: Mikroskopische Aufnahme einer defekten Verbindungsbrücke mit Lötfehler

Abbildung 17 zeigt einen typischen Fehler. Der Anschlusspin einer Buchse auf der Kabelbrücke ist zwar vom Lot umgeben, hat jedoch keine elektrisch leitende Verbindung zum Lötauge. Die Anzahl der mit einem oder mehreren defekten Pfaden gefundenen Kabelbrücken liegt im zweistelligen Prozentbereich.

**MAPS Addon-Board<sup>(4)</sup>**

Das MAPS (Monolithic Active Pixel Sensor) Addon Board ist ein Control und Readout Board für die MIMOSA Pixel-Detektoren.

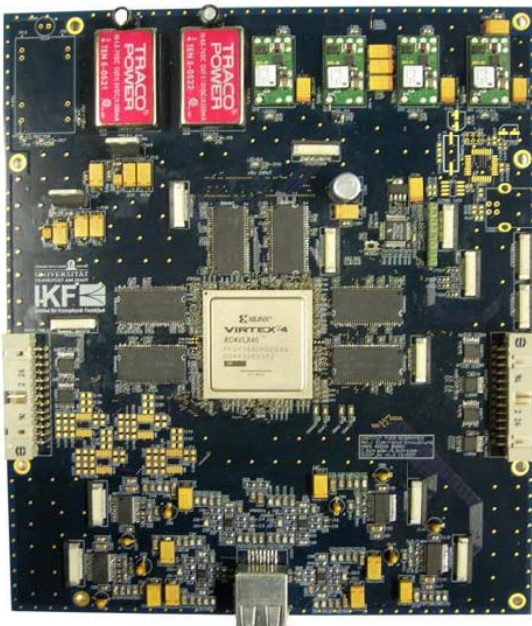


Abb. 18: MAPS Addon-Board V1.0  
 Auf dem Board befindet sich ein Xilinx Virtex IV FPGA mit 1148 Pins (640 I/O's) im Ball-Grid Gehäuse. Des Weiteren befinden sich insgesamt 384 MByte SDRAM, 4x 12Bit ADC's, USB-Controller, Power Management IC und 24 LVDS I/O Treiber auf dem Board.

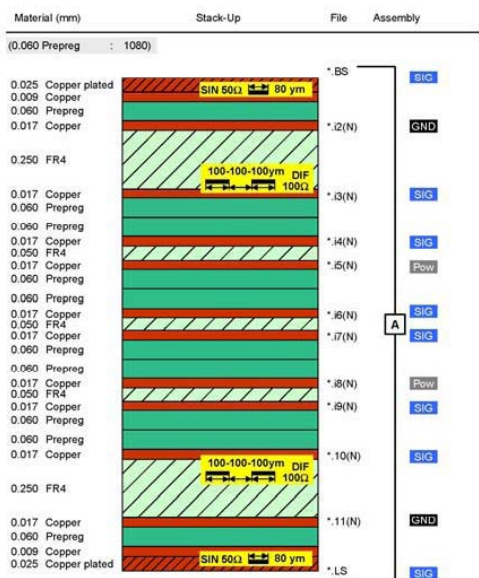


Abb. 19: MAPS Addon Multilayer Lagenaufbau (ILFA)

Die Komplexität der logischen Funktionseinheit in Verbindung mit analogen Funktionen auf einer Leiterplatte führte bei der Entflechtung der Schaltung zu einem impedanzkontrollierten 12-fach Multilayerdesign.

**MAPS Demo.- Aux. Board**

Das MAPS Demonstrator-Auxiliary-Board stellt die Front-End-Elektronik zwischen MAPS FPC und MAPS Addon-Board dar. Es stellt die benötigten analogen und digitalen Versorgungsspannungen, Differential- Treiber und Fanout's für die MIMOSA-Chips auf dem Flexprint zur Verfügung.



Abb. 20: MAPS Demo.- Aux Board  
 Die Kombination eines starren und eines flexiblen Leiterplattenbereiches ermöglicht eine gute mechanische Flexibilität beim Einbau in die Strahlapparatur.

**MAPS FPC**

Das MAPS Flexprintcable nimmt zwei MIMOSA20 Chips mit je 187 Anschlusskontakten auf und stellt die elektrische Verbindung dieser zum MAPS Demo.-Aux.-Board her.

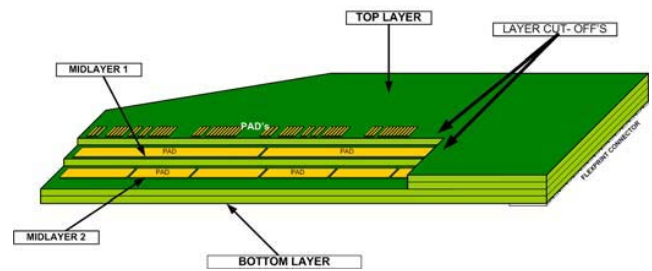


Abb. 21: MAPS Flexprintcable Lagenaufbau

Die MAPS FPC's sind konzipiert als impedanzdefinierte, 4-fach Multilayer, flexible Leiterplatten. Gefertigt wurden diese auf Polyamidebasis in Mikrofeinstleiterechnik mit jeweils offen liegenden Bonding- Pads auf den oberen 3 Lagen.

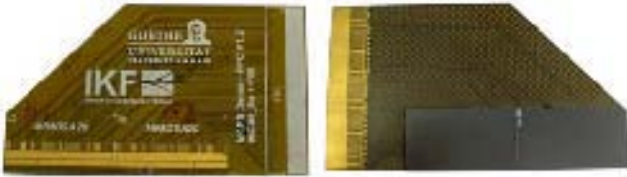


Abb. 22: MAPS FPC mit zwei MIMOSA20 Chips

### MAPS Auxiliary-Testboard

Das MAPS Auxiliary Testboard ermöglicht eine Funktions- und Betriebsprüfung der MAPS Auxiliary-Board's indem die unter Einsatzbedingungen vorhandenen Signale eines MIMOSA20-Chips simuliert werden.



Abb. 23: MAPS Auxiliary Testboard  
Das Testboard das aus einer Hauptkarte und einer MAPS-FPC-Tochterkarte besteht, ist wie alle benutzten MIMOSA20 Chips via Bonding-Technologie verbunden.



Abb. 24: MAPS Auxiliary-Testboard Bondverbindungen

### Femtosekunden-Laser-Synchronisierungssystem<sup>(1)</sup>

Die Aufgabe des Femtosekunden-Laser-Synchronisierungssystems ist die zeitliche Korrelation zweier Femtosekunden-Laser am Institut für Biophysik.

Das komplette FLS-System besteht aus sieben Eurokarten und einer Baugruppen-Rückstellwand mit dazugehörigen 19"- Baugruppenträger und Spannungsversorgung.



Abb. 25: Femtosekunden-Laser-Synchronisierungssystem

### FLSS Backplane

Die FLSS-Backplane verteilt die Spannungsversorgung, Daten-, Steuer- und Kontrollbus unter Beachtung der Signallaufzeit zu den Steckplätzen.

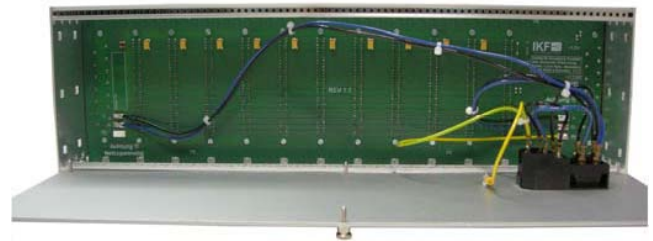


Abb. 26: FLSS-Backplane

### FLSS Phase Detect & DAC

Diese Baugruppe erhält die „Ist-Werte“ der Phasenlage der Laser über schnelle Photodioden. Aus der Phasendifferenz wird ein „Fehlersignal“ abgeleitet. Nach einer Aufbereitung und Verstärkung regelt ein Stellsignal über einen Piezo-Aktuator die Phasenlage des Slave-Lasers aus. Durch die Regelung können die Laserpulse bei jeder möglichen Verzögerung phasensynchron gehalten werden.

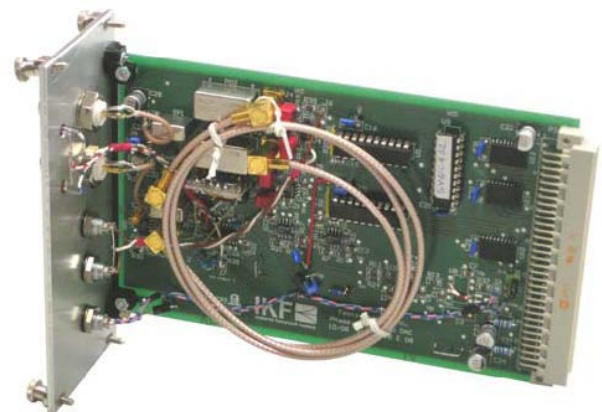


Abb. 27: FLSS Phase Detect & DAC

### FLSS Counter & Delay

Diese Baugruppe generiert abhängig von dem Eingangssignal eines Photodiodenoszillators vier Triggersignale. Je zwei Trigger für die Pump-Laser und die Polarisations- oder

Phasenmodulatoren. Alle Triggersignale können zeitlich unabhängig zueinander verschoben und verzögert werden.



Abb. 28: FLSS Counter & Delay

Die FLSS Counter & Delay Karte ist bestückt mit einem Altera Cyclone II FPGA mit 20MHz Systemtakt, einer über SPI (Seriell Peripheral Interface) programmierbaren Delay-Line, DIP- Switches, analogen Komparatoreingängen, 2x12 Zeichen LCD Display und einem 24 Bit Parallelbus Interface.

**FLS Interlock Card**

Diese Baugruppe überwacht die über Photodioden ausgekoppelten und an den Monitoreingängen anliegenden Laser-Pulse. Im Fehlerfall schaltet die Interlock-Karte über die FLS Detect & DAC Baugruppe den betreffenden Laser aus. Eine Einschaltautomatik erlaubt beim Hochfahren des Systems eine einmalige Abweichung zwischen zwei Systemtriggern.



Abb. 29: FLSS Interlock

**FLSS Interface**

Diese Baugruppe dient der Anbindung FLSS an einen Rechner. Sie empfängt Daten- und Steuersignale aus dem Rechner, puffert und verteilt diese auf dem internen Daten- und Steuerbus zu den einzelnen Systembaugruppen.



Abb. 30: FLSS Interface

Das Interface ist ausgelegt zur Verwendung mit einer Keithley KPCI- PIO24 oder einer National Instruments PIO96 Karte. Eine LabView-Applikation ermöglicht das rechnerseitige Setzen der Parameter.

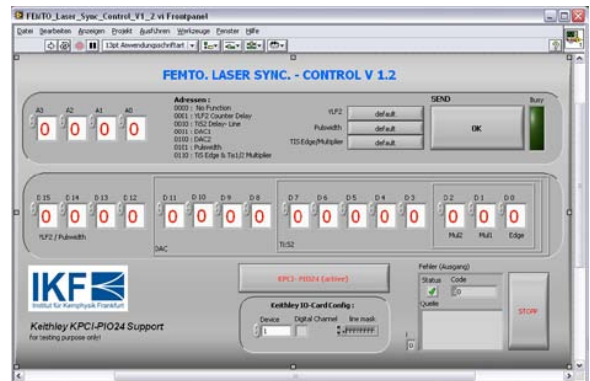


Abb. 31: LabView Diagnose & Testsoftware

**FLSS Servo-Control**

Über diese Baugruppe wird die Laserspiegeljustierung vorgenommen. Der verwendete Servomotors kann sowohl manuell als auch über das Rechnerinterface verfahren werden.



Abb. 32: FLSS Servo-Control

Über einen 1- Achsen Joystick des Frontpanels kann die Geschwindigkeit und Richtung des Servomotors stufenlos verstellt werden.

Eine genauere Positionierung über den PC kann wahlweise mittels PWM (Puls Code Modulation) oder per Gleichspannung (Geschwindigkeit wählbar über das Frontpanel) durchgeführt werden.



Abb. 33: FLSS LabView Motorsteuerungsprogramm

### FLSS Piezoamplifier & Power Supply

Der Piezoamplifier & Power Supply-Einschub besteht aus 2 Eurokarten. Auf einer Karte befindet sich das Piezo-Power-Supply, das eine gleichgerichtete linear geregelte Ausgangsspannung von 150V für den Piezoamplifier bereit stellt. Auf der anderen Eurokarte befindet sich die Piezoendstufe. Diese setzt durch die FLSS Phase Detect & DAC gelieferte Stellgröße in eine für den Piezo-Aktuator benötigte Stellspannung bei einem Arbeitspunkt von 75 Volt und benötigter Leistung um.



Abb. 34: FLS Piezoamplifier. & Power Supply Card

### ADC Messbereichsadapter



Abb. 35: ADC Messbereichsadapter

Der ADC Messbereichsadapter, aufgebaut als AEC-NIM Modul, ist ein einfacher Konverter zur Pegelanpassung an externe ADC (Analog-Digital-Converter) Eingangsstufen. Er verfügt über 15 Ein- und Ausgänge, sowie einen Kalibrierungsausgang mit 4.096 Volt bei einer Genauigkeit von  $\pm 0,02\%$ .

## Werkstatt für Beschleuniger u. Plasmatechnik

T. Caner, H. Düring, S. Engel, S. Geis, A. Jegel, M. Lüttke, H. Mai, S. Pohlmann, Th .Schwab

Die IKF-Werkstatt ist mit einer Vielzahl von komplexen Aufgaben betraut, die in einem physikalischen Institut auftreten. Die experimentier Apparaturen wurden ihren wissenschaftlich- technischen Anforderungen in enger Zusammenarbeit mit den Physikern konstruiert, spezifiziert und hergestellt.

Im Berichtszeitraum vom 01.01.2008 – 31.12.2009 wurden in der Beschleuniger- und Plasmatechnik- Werkstatt insgesamt 341 Aufträge für Forschungsarbeiten sowie für Wartung und Instandsetzung von Apparaturen abgearbeitet.

Im Jahr 2008:179 Aufträge.  
Im Jahr 2009:162 Aufträge.

Für folgende Institute wurden auf unserer großen Drehmaschine mehrere Aufträge ausgeführt:

Angewandte Physik FB13  
Physikalische Chemie FB14  
Molekulare Biowissenschaften FB15

Von den in der IKF – Werkstatt hergestellten Arbeiten sind hervorzuheben:

- mehrere sehr genaue Justiervorrichtungen für den Speicherring, CF -Mittenjustierung, Basisplatte, Spiegelhalter, Umlenker, Justierblendenhalter.
- Tiefziehvorrichtung für Quadrupol
- Kühlfälle für große Vakuumkammer
- Kühlfälle 45° für Massenspektrometer
- Edelstahldüsen

Berufsausbildung:

Industriemechaniker/ Einsatzgebiet: Feingerätebau

Auszubildende: 2008

1 Auszubildender im 1. Lehrjahr  
1 Auszubildender im 2. Lehrjahr  
1 Auszubildender im 3. Lehrjahr

Auszubildende: 2009

1 Auszubildender im 1. Ausbildungsjahr  
(ausgeschieden Mai 2009)  
1 Auszubildender im 2. Ausbildungsjahr  
(Facharbeiterzwischenprüfung Teil1 März 2009)  
1 Auszubildender im 3 ½ . Ausbildungsjahr  
(Facharbeiterabschlussprüfung Teil 2  
Januar 2009)

In Zusammenarbeit mit der Industrie u. Handelskammer (IHK), Frankfurt/Main wurde im Januar 2009 in der IKF-Werkstatt der praktische Teil2 der Facharbeiter - Abschlussprüfung abgehalten.  
Herr Mark Lüttke hat seine Prüfung als Industriemechaniker Einsatzgebiet: Feingerätebau abgelegt.

Im März 2009 fand auch Teil1 der Industriemechaniker-Zwischenprüfung in Zusammenarbeit mit der IHK, Frankfurt/Main in unseren Räumlichkeiten statt.

Trotz hoher Arbeitsauslastung, konnten wir auch 2008 und 2009 mehreren Schülern ein Praktikum in unserem Bereich ermöglichen.





# DOKUMENTATION





**Professoren:**

Dr. H. Appelshäuser  
 Prof. Dr. C. Blume  
 Dr. R. Dörner  
 Dr. K. Peters  
 Dr. J. Stroth

**Emeritierte und pensionierte Professoren**

em. Prof. Dr. K. Bethge  
 Dr. Th. Elze  
 Dr. Dr. h.c. K.O. Groeneveld  
 Dr. W. Henning  
 Dr. F. Rauch  
 em. Prof. E. Schopper ( † 29.6.2009)  
 Dr. H. Schmidt-Böcking  
 Dr. K. Stelzer  
 Dr. Dr. h.c. R. Stock  
 Dr. H. Ströbele (seit Oktober 2008)

**Honorarprofessoren und APL-Professoren**

Dr. E. Krimmel, Dr. A. Sandoval, Dr. W. Schüle,  
 Dr. P. Senger, Dr. W. Trautmann

**Privatdozenten**

Dr. M. Gazdzicki, Dr. H. J. Wollersheim

**Helmholtz Nachwuchsgruppenleiter**

Dr. H. Büsching, Dr. R. Grisenti, Dr. R. Reifarh

**Wissenschaftliche Mitarbeiter**

Dr. R. Bailhache (seit 1.12.08), Dr. C. Baumann (seit 11.09),  
 Dr. M. Deveaux, Dr. T. Galatyuk (seit 8.09),  
 Dr. I. Fröhlich, Dr. S. Hagmann, Dr. T. Jahnke,  
 Dr. M. Hartig, Dr. A. Kalinin, Dr. A. Kieseleva (seit 7.09),  
 C. Langer (seit 8.08), Dr. J. Markert, Dr. C. Müntz,  
 Dr. R. Plag, Dr. R. Renfordt, Dr. L. Schmidt,  
 Dr. K. E. Stiebing, Dr. C. Sturm (bis 8.09),  
 Dr. B. Wiedemann, Dr. A. Wilms, Dr. H-E. Zschau

**Doktoranden**

S. Amar-Yousef, K. Antipin, A. Arend (seit 09), J. Book  
 (seit 10.09), T. Le Bleis (seit 1.09), K. Cole, R. Costa-Fraga,  
 O. Ershova, T. Galatyuk (bis 7.09), T. Havermeier,  
 L. Foucar (bis 7.08), M. Kliemant, H. Kim (ab 10.08)  
 F. Kramer, K. Kreidi (bis 8.09), M. Kühnel (seit 7.09),  
 M. Lorenz (seit 4.08), B. Lungwitz (bis 7.08), M. Meckel,  
 J. Michel (seit ), N. Neumann, Y. Pachmayer (bis 8.08),  
 M. Odenweller (seit ), T. Tarantola, K. Teilab, N. Petridis,  
 N. Pitz, S. Sedeki, S. Schöbner (bis 2.09), S. Schuchmann  
 (seit 09), C. Schrader, T. Schuster, W. Sommer (bis 4.08),  
 J. Titze, B. Ullrich, J. Voigtsberger, S. Voss, M. Weigand  
 (seit 10.09), R. Wallauer, C. Wimmer

**Diplomanden**

A. Arend (bis 9.08), D. Akoury (bis 7.08), H. Beck, J. Book  
 (bis 10.09), D. Hant (bis 09), S. Kirschner (bis 7.09),  
 H. Kim (bis 9.08), I. Lauter, M. Lorenz (bis 3.08),  
 M. Kühnel (bis 6.09), M. Odenweller, D. Metz, J. Michel  
 (bis 8.08), C. Müller, M. Rudek, A.-Y. Samir,  
 H. Sann (bis 9.09), S. Schuchmann (bis 12.08),

F. Sturm (bis 6.09), T. Tischler, A. K. Teilab, M. Trummel,  
 M. Utvic (bis 4.08), J. Voigtsberger (bis 9.09)

**Techn. Administrative Mitarbeiter**

**Verwaltung**

M. Frey, S. Homberg, B. Kömpel, U. Köpf, M. Lang

**Techn. Mitarbeiter**

W. Amend, C. Freudenberger, H. Hinke, M. Petri,  
 A. Wiesenäcker

**Beschleuniger**

W. Dilfer, M. Dworak, P. Ziel

**Abteilung Elektronik**

N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, S. Schreiber,  
 R. Weirich, M. Urban

**Werkstatt für Beschleuniger- und Plasmatechnik**

H. Düring, S. Engel, S. Geis, S. Pohlmann, Th. Schwab

**Grobmechanik**

B. Chakalamattath, W. Gass, J. Kölichhaus

**Auszubildende**

A. Jegel, S. Rühl, S. Schell, Lüdke (bis 4/09)

PREISTRÄGER UND EHRUNGEN

**Prof. Horst Schmidt-Böcking**

2008 Davison-Germer Preis der American Physical Society  
 2009 Bundesverdienstkreuz 1. Klasse  
 2010 Stern-Gerlach Medaille  
 Deutsche Physikalische Gesellschaft

**Prof. Reinhard Stock**

Lise-Meitner-Preis für Kernphysik der Europäischen  
 Physikalischen Gesellschaft

**Till Jahnke**

2009 Röntgenpreis der Justus-Liebig-Universität Gießen

**Florian Trinter**

Michael Loulakis Preis des Fördervereins für physikalische  
 Grundlagenforschung und des Fachbereich Physik 2008 für  
 gute Studienleistung.  
 Stipendium der Studienstiftung des deutschen Volkes Juli 2009.  
 Stipendium von e-fellows.net Oktober 2009

**Milica Utvic:**

Philipp-Siedler Preis 2008

**Simone Schuchmann**

Philipp-Siedler Preis 2009

**MITARBEIT IN GREMIEN**  
(innerhalb und außerhalb der Universität)

**Prof. Dr. H. Appelshäuser**

Sprecher der Helmholtz Research School H-QM,  
ALICE Editorial Board, ALICE Collaboration Board  
Philipp-Siedler-Preiskomitee,  
Sprecher der Helmholtz Graduiertenschule HGS-Hire  
Federführender Vorsitzender des Promotionsausschusses

**Prof. Dr. Ch. Blume**

ALICE Computing Board

**Prof. Dr. R. Dörner**

Studiendekan des FB Physik, Univ. Frankfurt/M, Int. Advisory Board  
ICPEAC, Int. Advisory Board: International Symposium on (e,2e),  
Double photoionization and related topics, Int. Advisory Board:  
International Conference on electron and photon impact ionization  
and related topics, User Selection Panel ISA, Aarhus, Dänemark  
Helmholtz Zentrum Berlin Scientific Selection Panel

**PD Dr. M. Gazdzicki**

Sprecher Virtual Institute for Strongly  
Interacting Matter of the Helmholtz Association,  
(bis Aug 2009)  
Chairman of the International Advisory Board of the  
workshop on the Critical Point and Onset of Deconfinement  
Mitglied Organisationskomitee Polnischer  
Workshop Relativistic Heavy Ion Collisions  
Sprecher NA61/SHINE Collab. CERN SPS

**Prof. Dr. K. Peters**

Leiter des Forschungsschwerpunkts Hadronenphysik der GSI  
Mitglied des erweiterten Direktoriums der GSI  
Programmsprecher HuK der Helmholtz-Gemeinschaft  
Int Adv. Boards: Hadron Conf., LEAP Conf., Charm Conf., MENU  
Conf.  
Panda Executive Board, Panda Collaboration Board  
Panda Contact Person, Board of FAIR Collaborations  
Chair of the Committee of FAIR Users  
BES Executive Board  
Hadronenbeirat des IKP, Jülich Forschungszentrum  
Mitglied des Jülich Center for Hadron Physics.

**Dr. L. Schmidt**

Senatskommission für den 1822-Universitätspreis  
Senatskommission Wissenschaftlicher Nachwuchs

**Dr. K. Stiebing**

Senat, Fachbereichsrat,  
Jurymitglied im Landeswettbewerb Jugend Forscht

**Prof. Dr. J. Stroth**

Mitglied des erweiterten Direktoriums der GSI  
Ko-Sprecher HADES Kollaboration  
R3B Member of the Technical Board  
CBM Member of the Technical – and Collaboration Boards  
Mitglied Scientific Advisory Committee (SAC) for the ELBE  
Radiation Source, Dresden  
Mitglied CENAP Board (Centre of Experimental Nuclear  
Astrophysics and Nuclear Physics founded by Czech Republic  
Mitglied des Direktoriums Otto Stern School  
Mitglied des Direktoriums EMMI  
Kordinator der Goethe-Universität für LOEWE HIC for FAIR  
Centre

**Dr. Rene Reifarth**

Physical Review Letters (R. Reifarth), Physical Review C,  
Proceedings of Science

**GUTACHTERTÄTIGKEIT**  
(außerhalb der Universität)

**Prof. Dr. H. Appelshäuser**

Gutachterausschuss Hadronen und Kerne, DAAD,  
Humboldt Stiftung

**Prof. Dr. R. Dörner**

Deutsche Forschungsgemeinschaft

**Prof. Dr. K.O. Groeneveld**

Stiftung Polytechnische Gesellschaft Frankfurt am Main  
Studienstiftung des Deutschen Volkes  
Preise des Physikalischen Vereins

**REFEREE BEI ZEITSCHRIFTEN**

**Prof. Dr. H. Appelshäuser**

Phys. Rev. Lett., Phys. Rev. C., Phys. Lett. B, Jour. of Phys. G

**Prof. Dr. Ch. Blume**

Physical Review Letters, American Physical Society.  
Physical Review C, American Physical Society.  
Journal of Physics G, Institute of Physics Publishing Limited.  
European Journal of Physics A, Springer-Publishing Company.  
Modern Physics Letters A, World Scientific Publishing.

**Prof. Dr. R. Dörner**

Europ. J. Phys., J. Phys. B, Phys. Rev. Lett., Nature, Phys. Rev. A

**Dr. M. Gazdzicki**

Phys. Lett, Phys. Rev. Lett., Phys. Rev. Nucl. Phys., J. Phys. G, Acta  
Phys. Polon., Phys. Rev. Lett., Phys. Rev., Phys. Lett., Nucl. Phys.,  
J. Phys. and Acta Phys. Polon.

**Dr. S. Haggmann**

Physical Review Letters, Physical Review A und J Phys B

**Dr. T. Jahnke**

Phys. Rev. Letter, Phys. Rev. A, Journal of Phys. B  
Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena

**Prof. Dr. K. Peters**

European Journal of Physics C, Journal of Physics G, Nuclear  
Physics A

## Atomphysik

- D.H. Akubaßa-Admundsen  
**Heat kernel estimates and spectral properties of a pseudorelativistic operator with magnetic field**  
*J. Math. Phys.* 49 (2008) 032305 - 1-22
- D.H. Akubaßa-Admundsen  
**On the point spectrum of a relativistic electron in anelectric and magnetic field**  
*J. Phys. A: Math. Theor.* 41 (2008) 275304 - 1-17
- D.H. Akubaßa-Admundsen  
**Variational ground state for relativistic ions in strong magnetic fields**  
*Phys. Rev. A* 78 (2008) 062103
- D.H. Akubaßa-Admundsen  
**The binary encounter peak in radiative ionization**  
*Phys. Lett. A* 373 (2008) 123
- D. Ray, B. Ulrich, I. Bocharova, C. Maharjan, P. Ranitovic, B. Gramkow, M. Magrakvelidze, S. De, I.V. Litvinyuk, A. T. Le, T. Morishita, C. D. Lin, G. G. Paulus, C. L. Cocke  
**Large-Angle Electron Diffraction Structure in Laser-Induced Rescattering from Rare Gases**  
*PRL* 100, 143002 (2008)
- Ben-Itzhak, P. Q. Wang, A. M. Saylor, K. D. Carnes, M. Leonard, B. D. Esry, A. S. Alnaser, B. Ulrich, X. M. Tong, I. V. Litvinyuk, C. M. Maharjan, P. Ranitovic, T. Osipov, S. Ghimire, Z. Chang, C L. Cocke  
**Elusive enhanced ionization structure for  $H^{2+}$  in intense ultrashort laser pulses**  
*PRA* 78, 063419 (2008)
- N. A. Cherepkov, S. K. Semenov, R. Dörner  
**Photoelectron-Auger electron angular correlations in photoionization of fixed-in-space molecules**  
*Journal of Physics: Conference Series* 141 (2008) 012001
- P. Eckle, A. Pfeiffer, C. Cirelli, A. Staudte, R. Dörner, H. G. Muller, M. Büttiker, U. Keller  
**Attosecond ionization and tunneling delay time measurements**  
*Science*, 322, 1525 (2008)
- P. Eckle, M. Smolarski, Philip Schlup, J. Biegert, A. Staudte, M. Schöffler, H. G. Muller, R. Dörner, U. Keller  
**Attosecond angular streaking**  
*Nature Physics* 4, 565 (2008)
- E. Gagnon, A. S. Sandhu, A. Paul, K. Hagen, A. Czasch, T. Jahnke, P. Ranitovic, C. L. Cocke, B. Walker, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn  
**Time-resolved momentum imaging system for molecular dynamics studies using a tabletop ultrafast extreme-ultraviolet light source**  
*Rev. Sci. Instrum.* 79, 063102 (2008)
- M. Hattass, T. Jahnke, S. Schössler, A. Czasch, M. Schöffler, L. Ph. H. Schmidt, B. Ulrich, O. Jagutzki, F. O. Schumann, C. Winkler, J. Kirschner, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking  
**Dynamics of Two-Electron Photoemission from Cu (111)**  
*Phys. Rev. B* 77, 165432 (2008)
- M. Hoener, C. Bostedt, S. Schorb, H. Thomas, L. Foucar, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, T. Möller  
**From fission to explosion: Momentum-resolved survey over the Rayleigh instability barrier**  
*Physical Review A* 78, 021201 (2008)
- K. Kreidi, T. Jahnke, Th. Weber, T. Havermeier, R. Grisenti, X. Liu, Y. Morisita, S. Schössler, L. Ph. H. Schmidt, M. Schöffler, M. Odenweller, J. Titze, N. Neumann, L. Foucar, F. Sturm, C. Stuck, H. Fukuzawa, G. Prümper, N. Saito, K. Ueda, A. Czasch, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, S. Semenov, R. Dörner  
**Localization Of Inner Shell Photo Electron Emission And ICD In Neon Dimers**  
*J. Phys. B.* 41, 101002 (2008)
- K. Kreidi, D. Akoury, T. Jahnke, Th. Weber, A. Staudte, M. Schöffler, N. Neumann, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt, A. Czasch, O. Jagutzki, R. A. Costa Fraga, R. E. Grisenti, M. Smolarski, P. Ranitovic, C. L. Cocke, T. Osipov, H. Adaniya, J. C. Thompson, M. H. Prior, A. Belkacem, A. L. Landers, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner  
**Interference in the Collective Electron Momentum in Double Photoionization of  $H_2$**   
*Phys. Rev. Lett.* 100, 133005 (2008)
- K. Kreidi, T. Jahnke, Th. Weber, T. Havermeier, X. Liu, Y. Morisita, S. Schössler, L. Ph. H. Schmidt, M. Schöffler, M. Odenweller, N. Neumann, L. Foucar, J. Titze, B. Ulrich, F. Sturm, C. Stuck, R. Wallauer, S. Voss, I. Lauter, H. K. Kim, M. Rudloff, H. Fukuzawa, G. Prümper, N. Saito, K. Ueda, A. Czasch, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, S. Stoychev, Ph. V. Demekhin, R. Dörner  
**Relaxation processes following 1s photoionization and Auger decay in  $Ne_2$**   
*Physical Review A* 78, 043422 (2008)
- M. Kress, T. Löffler, M.D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshhammer, U. Morgner, J. Ullrich, H.G. Roskos  
**Few-Cycle Laser Pulses: The Carrier-Envelope Phase, Its Role in the THz Emission from Laser-Generated Plasmas and a New Way to Measure It**  
*Acta Physica Polonica A*, 113, 769 (2008)
- X.-J. Liu, H. Fukuzawa, T. Teranishi, A. De Fanis, M. Takahashi, H. Yoshida, A. Cassimi, A. Czasch, L. Schmidt, R. Dörner, I. Koyano, N. Saito, K. Ueda  
**Internal Inelastic Scattering Satellite Probed by Molecular-Frame Photoelectron Angular Distributions from  $CO_2$**   
*Phys. Rev. Letters* 101, 023001 (2008)
- X.-J. Liu, H. Fukuzawa, T. Teranishi, A. De Fanis, H. Yoshida, A. Cassimi, A. Czasch, L. Schmidt, R. Dörner, K. Wang, B. Zimmermann, V. McKoy, I. Koyano, N. Saito, K. Ueda  
**Breakdown of the Two-Step Model in K-Shell Photoemission and Subsequent Decay Probed by the Molecular-Frame Photoelectron Angular Distributions of  $CO_2$**   
*Phys. Rev. Letters* 101, 083001 (2008)
- M. Meckel, D. Comtois, D. Zeidler, A. Staudte, D. Pavicic, H. C. Bandulet, H. Pépin, J. C. Kieffer, R. Dörner, D. M. Villeneuve, P. B. Corkum  
**Laser-Induced Electron Tunneling and Diffraction**  
*Science* 320, 1478 (2008)
- M. Meckel, Reinhard Dörner, André Staudte  
**Kurzzeitaufnahmen von Molekülen**  
*Physik in unserer Zeit* 05/2008, S. 217f.

- Y. Morishita, N. Saito, I. H. Suzuki, H. Fukuzawa, X.-J. Liu, K. Sakai, G. Prümper, K. Ueda, H. Iwayama, K. Nagaya, M. Yao, K. Kreidi, M. Schöffler, T. Jahnke, S. Schössler, R. Dörner, T. Weber, J. Harries, Y. Tamenori  
**Evidence of interatomic Coulombic decay in ArKr after Ar 2p Auger decay**  
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 41 (2008) 025101 (5pp)
- T. Osipov, T. N. Rescigno, T. Weber, S. Miyabe, T. Jahnke, A. S. Alnaser, M. P. Hertlein, O. Jagutzki, L. Schmidt, M. Schöffler, L. Foucar, S. Schössler, T. Havermeier, M. Odenweller, S. Voss, B. Feinberg, A. L. Landers, M. H. Prior, R. Dörner, C. L. Cocke  
**Fragmentation pathways for selected electronic states of the acetylene dication**  
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 41 (2008) 091001
- A. Rudenko, L. Foucar, M. Kurka, Th. Ergler, K. U. Kühnel, Y. H. Jiang, A. Voitkiv, B. Najjari, A. Kheifets, S. Lüdemann, T. Havermeier, M. Smolarski, S. Schössler, K. Cole, M. Schöffler, R. Dörner, S. Düsterer, W. Li, B. Keitel, R. Treusch, M. Gensch, C. D. Schröter, R. Moshhammer, J. Ullrich  
**Recoil-Ion Momentum Distributions for Two-Photon Double Ionization of He and Ne by 44 eV Free-Electron Laser Radiation**  
 Phys. Rev. Lett. 101, 073003 (2008)
- L. Ph. H. Schmidt, S. Schössler, F. Afaneh, M. Schöffler, K. Stiebing, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner  
**Young's type interference in collisions between Hydrogen molecular ions and Helium**  
 Phys. Rev. Lett. 101, 173202 (2008)
- M. S. Schöffler, K. Kreidi, D. Akoury, T. Jahnke, A. Staudte, N. Neumann, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt, A. Czasch, O. Jagutzki, R. A. Costa Fraga, R. E. Grisenti, M. Smolarski, P. Ranitovic, C. L. Cocke, T. Osipov, H. Adaniya, S. Lee, J. C. Thompson, M. H. Prior, A. Belkacem, Th. Weber, A. Landers, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner  
**Photo-double-ionization of H<sub>2</sub>: Two-center interference and its dependence on the internuclear distance**  
 Physical Review A 78, 013414 (2008)
- M. S. Schöffler, J. Titze, N. Petridis, T. Jahnke, K. Cole, L. Ph. H. Schmidt, A. Czasch, D. Akoury, O. Jagutzki, J. B. Williams, N. A. Cherepkov, S. K. Semenov, C. W. McCurdy, T. N. Rescigno, C. L. Cocke, T. Osipov, S. Lee, M. H. Prior, A. Belkacem, A. L. Landers, H. Schmidt-Böcking, Th. Weber, R. Dörner  
**Ultrafast probing of core hole localization in N<sub>2</sub>**  
 Science Vol. 320. no. 5878, pp. 920 - 923 (2008)
- K. Ueda, H. Fukuzawa, X.-J. Liu, K. Sakai, G. Prümper, Y. Morishita, N. Saito, I. H. Suzuki, K. Nagaya, H. Iwayama, M. Yao, K. Kreidi, M. Schöffler, T. Jahnke, S. Schössler, R. Dörner, Th. Weber, J. Harries, Y. Tamenori  
**Interatomic Coulombic decay following the Auger decay: Experimental evidence in rare-gas dimers**  
 Jour. of Elect. Spectr. and Rel. Phenomena 166–167 (2008) 3–10
- B. Zimmermann, D. Rolles, B. Langer, R. Hentges, M. Braune, S. Cvejanovic, O. Geßner, F. Heiser, S. Korica, T. Lischke, A. Reinköster, J. Viehhaus, R. Dörner, V. McKoy, U. Becker  
**Localization and loss of coherence in molecular double-slit experiments**  
 Nature Physics 4, 649 (2008)
- H. Akagi, T. Otobe, A. Staudte, A. Shiner, F. Turner, R. Dörner, D. M. Villeneuve, P. B. Corkum  
**Laser Tunnel Ionization from Multiple Orbitals in HCl**  
 Science 325, 1364 (2009)
- N. A. Cherepkov, S. K. Semenov, M. S. Schöffler, J. Titze, N. Petridis, T. Jahnke, K. Cole, L. Ph. H. Schmidt, A. Czasch, D. Akoury, O. Jagutzki, J. B. Williams, C. L. Cocke, T. Osipov, S. Lee, M. H. Prior, A. Belkacem, A. L. Landers, H. Schmidt-Böcking, Th. Weber, R. Dörner  
**Separation of Auger transitions into different repulsive states after K-shell photoionization of N<sub>2</sub> molecules**  
 Physical Review A 80, 051404(R) (2009)
- G. Eitel, M. Block, A. Czasch, M. Dworschak, S. George, O. Jagutzki, J. Ketelaer, J. Ketter, Sz. Nagy, D. Rodriguez, C. Smorra, K. Blaum  
**Position-sensitive ion detection in precision Penning trap mass spectrometry**  
 NIM A 606 (2009) 475-483
- H. Fukuzawa, X.-J. Liu, G. Prümper, M. Okunishi, K. Shimada, A. Rudenko, J. Ullrich, L. Foucar, A. Czasch, R. Dörner, M. Nagasono, A. Higashiya, M. Yabashi, T. Ishikawa, H. Ohashi,  
**Dead-time-free ion momentum spectroscopy of multiple ionization of Xe clusters irradiated by euv free-electron laser pulses**  
 Physical Review A 79, 031201 (2009)
- H. Iwayama, K. Nagaya, M. Yao, H. Fukuzawa, X.-J. Liu, M. Toyoda, M. Yanagihara, M. Yamamoto, K. Motomura, N. Saito, A. Rudenko, J. Ullrich, L. Foucar, A. Czasch, R. Dörner, M. Nagasono, A. Higashiya, M. Yabashi, T. Ishikawa, H. Ohashi,  
**Frustration of direct photoionization of Ar clusters in intense extreme ultraviolet pulses from a free electron laser**  
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 42 (2009) 134019
- Y. H. Jiang, A. Rudenko, M. Kurka, K. U. Kühnel, L. Foucar, Th. Ergler, S. Lüdemann, K. Zrost, T. Ferger, D. Fischer, A. Dorn, J. Titze, T. Jahnke, M. Schöffler, S. Schössler, T. Havermeier, M. Smolarski, K. Cole, R. Dörner, T. J. M. Zouros, S. Düsterer, R. Treusch, M. Gensch, C. D. Schröter, R. Moshhammer, J. Ullrich  
**EUV-photon-induced multiple ionization and fragmentation dynamics: from atoms to molecules**  
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 42 (2009) 134012
- Y. H. Jiang, A. Rudenko, M. Kurka, K. U. Kühnel, Th. Ergler, L. Foucar, M. Schöffler, S. Schössler, T. Havermeier, M. Smolarski, K. Cole, R. Dörner, S. Düsterer, R. Treusch, M. Gensch, C. D. Schröter, R. Moshhammer, J. Ullrich  
**Few-Photon Multiple Ionization of N<sub>2</sub> by Extreme Ultraviolet Free-Electron Laser Radiation**  
 Phys. Rev. Lett. 102, 123002 (2009)
- A. Pfeiffer, P. Eckle, U. Keller, R. Dörner  
 Quantenphysik: **Attosekundengenaue Tunnelzeitmessung**  
 Physik in unserer Zeit  
 Volume 40, Issue 2, Date: März 2009, Pages: 67-68
- Jia Liu, Jian Wu, Achim Czasch, Heping Zeng  
**Warm target recoil ion momentum spectroscopy for fragmentation of molecular hydrogen by ultrashort laser pulses**  
 Optics Express, Vol. 17, No. 15 pp. 12345-12350 (2009)

- X.-J. Liu, H. Fukuzawa, G. Prümper, M. Okunishi, K. Shimada, A. Rudenko, J. Ullrich, L. Foucar, A. Czasch, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, T. Ishikawa, H. Ohashi, H. Kimura  
**Cold-target recoil-ion momentum spectroscopy for diagnostics of high harmonics of the extreme-ultraviolet free-electron laser light source at SPring-8**  
Review of Scientific Instruments 80, 053105 (2009)
- K. Kreidi, D. Akoury, T. Jahnke, Th. Weber, A. Staudte, M. Schöffler, N. Neumann, J. Titze, L.Ph.H. Schmidt, A. Czasch, O. Jagutzki, R.A. Costa Fraga, R.E. Grisenti, R. Díez Muiño, N.A.Cherepkov, C.L. Cocke, T. Osipov, M.H. Prior, A. Belkacem, A. Landers, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner  
**Single photon double ionization of H<sub>2</sub> by circularly polarized photons at a photon energy of 160 eV**  
Eur. Phys. J. Special Topics 169, 109–116 (2009)
- K. Kreidi, T. Jahnke, Th. Weber, T. Havermeier, S. Schössler, L. Ph. H. Schmidt, M. Schöffler, M. Odenweller, N. Neumann, L. Foucar, J. Titze, B. Ulrich, F. Sturm, C. Stuck, R. Wallauer, S. Voss, I. Lauter, H. K. Kim, M. Rudloff, A. Czasch, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, L. S. Cederbaum, R. Dörner  
**Photo- and Auger-Electron Recoil Induced Dynamics of Interatomic Coulombic Decay**  
PRL 103, 033001 (2009)
- M. Kühnel, N. Petridis, D.F.A. Winters, U. Popp, R. Dörner, Th. Stöhlker, R.E. Grisenti  
**Low-Z internal target from a cryogenically cooled liquid microjet source**  
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 602(2009) 311-314
- M. Kurka, A. Rudenko, L. Foucar, K. U. Kühnel, Y. H. Jiang, Th. Ergler, T. Havermeier, M. Smolarski, S. Schössler, K. Cole, M. Schöffler, R. Dörner, M. Gensch, R. Treusch, S. Fritzsche, A. Grum-Grzhimailo, E. V. Gryzlova, R. Moshhammer, J. Ullrich  
**Two-photon double ionization of Ne by free-electron laser radiation: a kinematically complete experiment**  
J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 42 (2009) 141002
- A. L. Landers, F. Robicheaux, T. Jahnke, M. Schöffler, T. Osipov, J. Titze, S.Y. Lee, H. Adaniya, M. Hertlein, P. Ranitovic, I. Bocharova, D. Akoury, A. Bhandary, Th. Weber, M. H. Prior, C. L. Cocke, R. Dörner, A. Belkacem  
**Angular Correlation between Photoelectrons and Auger Electrons from K-Shell Ionization of Neon**  
PRL 102, 223001 (2009)
- K. Motomura, L. Foucar, A. Czasch, N. Saito, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, K. Ueda, J. Ullrich, A. Higashiya, M. Yabashi, T. Ishikawa, H. Ohashi, H. Kimura  
**Multi-coincidence ion detection system for EUV-FEL fragmentation experiments at SPring-8**  
NIM A 606 (2009) 770–773
- A. N. Pfeiffer, P. Eckle, U. Keller, R. Dörner  
**Attosekundengenaue Tunnelzeitmessung**  
Physik in unserer Zeit 02/2009, S.67
- M. S. Schöffler, J. N. Titze, L. Ph. H. Schmidt, T. Jahnke, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner  
**Collision dynamics in electron-capture processes with excitation**  
Phys. Rev. A 80, 042702 (2009)
- M. S. Schöffler, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt, T. Jahnke, N. Neumann, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner  
**State-selective differential cross sections for single and double electron capture in He<sup>2+</sup>-He and p-He collisions**  
Physikal Review A 79, 064701 (2009)
- V. Senz, T. Fischer, P. Oelbner, J. Tiggesbäumker, J. Stanzel, C. Bostedt, H. Thomas, M. Schöffler, L. Foucar, M. Martins, J. Neville, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, W. Eberhardt,  
**Core-Hole Screening as a Probe for a Metal-to-Nonmetal Transition in Lead Cluster**  
Phys. Rev. Lett. 102, 138303 (2009)
- A. Staudte, S. Patchkovskii, D. Pavicic, H. Akagi, O. Smirnova, D. Zeidler, M. Meckel, D. M. Villeneuve, R. Dörner, M.Yu. Ivanov, P. B. Corkum  
**Angular Tunneling Ionization Probability of Fixed-in-Space H<sub>2</sub> Molecules in Intense Laser Pulses**  
Phys. Rev. Lett. 102, 033004 (2009)
- F. P. Sturm, M. Schöffler, S. Lee, T. Osipov, N. Neumann, H.-K. Kim, S. Kirschner, B. Rudek, J. B. Williams, J. D. Daughhettee, C. L. Cocke, K. Ueda, A. L. Landers, Th. Weber, M. H. Prior, A. Belkacem, R. Dörner  
**Photoelectron and Auger-electron angular distributions of fixed-in-space CO<sub>2</sub>**  
Physikal Review A 80, 032506 (2009)
- ALICE**
- K. Aamodt et al. (ALICE Kollaboration),  
**Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks**  
J. Inst. 5 (2010), P03003
- K. Aamodt et al. (ALICE Kollaboration),  
**First proton-proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: measurement of the charged particle pseudorapidity density at  $\sqrt{s} = 900$  GeV**  
Eur. Phys. J. C65, (2010), 111
- K. Aamodt et al. (ALICE Kollaboration),  
**The ALICE Experiment at the CERN LHC**  
J. Inst. 3 (2008) S08002
- R. Bailhache et al. (ALICE Kollaboration),  
**Z<sup>0</sup> Boson Measurement with the ALICE Central Barrel in pp Collisions at 14TeV**  
arXiv: 0808.0453 (2008)
- M.M. Aggarwal et al.  
**Suppression of High-pT Neutral Pions in Central Pb+Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$  GeV**  
Phys. Rev. Lett. 100 (2008), 242301
- A. Marin et al. (ALICE Kollaboration),  
**Exploring the LHC medium with electromagnetic probes**  
arXiv: 0809.3508 (2008)
- C. Lippmann et al. (ALICE Kollaboration),  
**The Time Projection Chamber for the ALICE Experiment**  
arXiv: 0809.5133 (2008)
- J.F. Grosse-Oetringhaus et al.  
**Measuring the Charged Particle Multiplicity with ALICE**  
arXiv: 0808.2590 (2008)

- J.F. Grosse-Oetringhaus et al.  
**Proton-Proton Physics with ALICE**  
arXiv:0808.2935 (2008)
- HADES**
- G. Agakichiev et al.  
**Study of dielectron production in C+C collisions at 1-A-GeV**  
Phys. Lett. B 663 (2008), 43-48
- M. Deveaux et al.  
**Design considerations for the Micro Vertex Detector of the Compressed Baryonic Matter experiment**  
Proceedings of the 17th International Workshop on Vertex detectors (Vertex 2008)
- M. Deveaux et al.  
**Random Telegraph Signal in Monolithic Active Pixel Sensors**  
Proceedings of the IEEE-NSS 2008
- W. Krzemien et al.  
**The TRB for HADES and FAIR experiments at GSI**  
10th Conference on Astroparticle, Particle and Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, 973-977 (2008)
- Y.C. Pachmayer et al.  
**Dielectron Production in C-12 + C-12 Collisions at 1-GeV/u and the Solution to the DLS Puzzle.**  
Quark Matter 2008: 20th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus Nucleus Collisions (QM 2008), Jaipur, India,
- A. Tarantola et al.  
**The Upgrade of the Multiwire Drift Chamber Readout of the HADES Experiment at GSI**  
Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente Supplemento N. 129, 2008, p 238
- G. Agakishiev et al.  
**Phi decay: a relevant source for K- production at SIS energies?**  
Phys. Rev. C80: 025209 (2009)
- G. Agakishiev et al.  
**The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES**  
Eur. Phys. J.A41:243-277 (2009)
- G. Agakishiev et al.  
**Measurement of charged pions in  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$  collisions at 1 and 2A GeV with HADES**  
Eur. Phys. J. A40:45-59 (2009)
- G. Agakishiev et al.  
**Deep sub-threshold Xi- production in Ar+KCl reactions at 1.76A GeV**  
Phys. Rev. Lett. 103:132301(2009)
- G. Agakishiev et al.  
**Origin of the low-mass electron pair excess in light nucleus-nucleus collisions**  
arXiv: 0910.5875
- P. Cabanelas et al.  
**Performances of multi-gap timing RPCs for relativistic ions in the range  $Z=1-6$ .**  
JINST 4:P11007 (2009)
- L. Fabbietti et al.  
**New strangeness results from HADES**  
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 36 064005
- I. Fröhlich et al.  
**Future perspectives at SIS-100 with HADES-at-FAIR**  
Atti di Conferenze, Vol. 99 arXiv: 0906.0091  
XLVII Int. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy)
- T. Galatyuk, P. Senger et al.  
**The compressed baryonic matter experiment at FAIR**  
J. Phys. G36:064037 (2009)
- T. Galatyuk et al.  
**Dielectron measurements in N N interactions at a beam energy of 1.25-GeV with HADES**  
Int. J. Mod. Phys. A24:599-602 (2009)
- F. Krizek for the collab.  
**Inclusive Dielectron Production in Ar+KCl Collisions at 1.76 AGeV studied with HADES**  
Nucl. Phys. A830: 483C - 486C (2009)
- F. Krizek for the collab.  
**Dielectron production in Ar + KCl at 1.756-A-GeV with HADES**  
Int. J. Mod. Phys. A24:603-606 (2009)
- K. Lapidus et al.  
**Dielectron production in pp and dp collisions at 1.25 GeV/u with HADES**  
arXiv: 0904.1128 (2009)
- T. Liu et al.  
**Study of the  $pp \rightarrow np \pi^+$  reaction at 1.25 GeV with HADES**  
arXiv:0909.3399 (2009)
- M. Sudol et al.  
**Measurement of low-mass  $e^+ e^-$  pair production in 1-A-GeV and 2-A-GeV C-C collision with HADES**  
Eur. Phys. J.C62:81-84 (2009)
- NA 49**
- C. Blume et al., for the NA49 collab.  
**Latest Results on High-pt Data and Baryon Production from NA49**  
PoS(Confinement08) (2008), 110
- C. Blume et al. (for the NA49 collab.)  
**Recent Results from the NA49 Experiment**  
J. Phys. G35 (2008) 044004
- C. Alt et al.  
**Energy Dependence of  $\Theta$  Meson Production in Central Pb+Pb Collisions at the CERN-SPS**  
Phys. Rev. C78 (2008), 044907
- C. Alt et al.  
**Energy Dependence of  $\Lambda$  and  $\Xi$  Production in Central Pb+Pb Collisions at 20A, 30A, 40A, 80A, and 158A GeV Measured at the CERN Super Proton Synchrotron**  
Phys. Rev. C78 (2008), 034918



Alt et al.

**Energy Dependence of Multiplicity Fluctuations in Heavy Ion Collisions at the CERN SPS**

Phys. Rev. C78 (2008), 034914

C. Alt et al

**High Transverse Momentum Hadron Spectra at  $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$  GeV, in Pb+Pb and p+p Collisions, Measured by NA49**

Phys. Rev. C77 (2008), 034906

C. Alt et al.,

**Pion and Kaon Production in Central Pb+Pb Collisions at 20A and 30A GeV: Evi-dence for the Onset of Deconfinement**

Phys. Rev. C77 (2008) 024903

C. Alt et al.

**Bose-Einstein Correlations of Pion Pairs in Central Pb+Pb Collisions at CERN SPS Energies**

Phys. Rev C77 (2008) 064908

C. Alt et al.,

**Energy Dependence of Particle Ratio Fluctuations in Central Pb+Pb Collisions from  $\sqrt{s_{NN}} = 6.3$  to 17.3 GeV**

Phys. Rev. C79 (2009), 044910

T. Anticic et al.,

**System-size Dependence of  $\Lambda$  and  $\Xi$  Production in Nucleus-Nucleus Collisions at 40A and 158A GeV Measured at the CERN Super Proton Synchrotron**

Phys. Rev. C80, (2009), 034906

T. Anticic et al.

**Energy Dependence of Transverse Momentum Fluctuations in Pb+Pb Collisions at CERN SPS**

Phys. Rev. C79 (2009), 04490

C. Blume et al., for the NA49 collab.

**Strangeness Production at the SPS**  
arXiv:0910.5815 (2009)

C. Blume et al., for the NA49 collab.

**Recent Results from the NA49 Experiment**

Nucl. Phys. A827 (2009), 588

T. Schuster et al., for the NA49 collab.

**Event-by-Event Fluctuations and the Search for the Critical Point within the NA49 Experiment**

PoS (CPOD2009) (2009), 029

H. Ströbele et al., for the NA49 collab.

**Baryon stopping in 40 and 158 GeV/nucleon Pb+Pb collisions**  
arXiv: 0908.2777 (2009)

## NA 61

M. Gazdzicki for the collab.

**Ion Program of Na61/Shine at the CERN SPS**  
e-Print: arXiv:0812.4415 [nucl-ex] (2008)

N. Abgrall et al.). NA61 Collaboration

**Calibration and analysis of the 2007 data CERN-SPSC-2008-018, CERN-SPSC-SR-033, 2008. 43pp**

J. Kochanowski for the Collab.

**Onset of Deconfinement and Critical Point: NA49 and NA61/SHINE at the CERN SPS**

Eur. Phys.J.ST 155:37-44 (2008)

N. Abgrall et al. NA61 Collab.

**NA61/SHINE low energy program at SPS**

arXiv:0908.1697 [nucl-ex] (2009)

## CBM

T. Galatyuk et al.

**Di-electron spectroscopy in CBM**

Indian Journal of Physics

QM 2008, Jaipur, India, 4-10 Feb 2008

T. Galatyuk et al.

**Di-electron spectroscopy in CBM**

Ricerca Sci. ed Educazione Permanente, Suppl. N. 129 (2008)

T. Galatyuk et al.

**Develop. of a RICH detector for elect. identification in CBM**

Nucl. Instrum. Meth. A595:187-189 (2008)

## PIANO

R. Reifarth, M. Heil, C. Forssén, U. Besserer, A. Couture, S. Dababneh, L. Dörr,

**The  $^{14}\text{C}$  (n, $\gamma$ ) cross section between 10 keV and 1 MeV**

Phys. Rev. C 77, 015804 (2008)

M. Heil, R. Detwiler, R. E. Azuma, A. Couture, J. Daly, J. Görres, F. Käppeler, R. Reifarth, P. Tischhauser, M. Wiescher

**The  $^{13}\text{C}(\text{a},\text{n})$  react. and its role as a neutron source for the s process**

Phys. Rev. C 78, 025803 (2008)

G. Tagliente et al. (n\_TOF collaboration)

**Neutron capture cross section of  $^{90}\text{Zr}$ : Bottleneck in the s-process reaction flow**

Phys. Rev. C 77, 035802 (2008)

Yu. Aksyutina et al.

**Lithium isotopes beyond the drip line**

Physics Letters B 666, Issue 5, Pages 430-434 (2008)

E.-I. Esch, R. Reifarth et al.

**Measurement of the  $^{237}\text{Np}(\text{n},\text{g})$  cross section from 20 meV to 500 keV with a high efficiency, highly segm. 4 $\pi$  BaF<sub>2</sub> detector**

Phys. Rev. C 77, 034309 (2008)

A. M. Alpizar-Vicente, T. A. Bredeweg, E.-I. Esch, U. Greife, R. C. Haight, R. Hatarik, J. M. O'Donnell, R. Reifarth

**Neutron capture cross section of  $^{62}\text{Ni}$  at s-process energies**

Phys. Rev. C 77, 015806 (2008)

Calviani, M., et al.

**High-accuracy U-233(n, f) cross-sect. measur. at the white-neutron source n\_TOF from near-thermal to 1 MeV neutron energy**

Physical Review C (2009) 80(4)

Reifarth, R., et al.

**Opportunities for Nuclear Astrophysics at FRANZ**

Astronomical Society of Australia (2009) 26 (3):p. 255-258

- Käppeler, F., et al.  
**Time-Scales of the s Process: from Minutes to Ages**  
 Publi. of the Astr.Soc. of Australia (2009) 26(3): p. 209-216
- Guerrero, C., et al.  
**The n\_TOF Total Absorption Calorimeter for neutron capture measurements at CERN**  
 Nucl. Instr.& Methods Phys. Res. Section a-Accelerators Spectr. Detectors and Asso. Equipment (2009) 608(3): p. 424-433
- Rupp, G., et al.  
**High pressure gas spheres for neutron and photon experiments.**  
 Nucl. Instr.& Meth. in Phys. Res. Sect. a-Accel. Spectr. Detectors a. Associated Equipment, 2009. 608(1): p. 152-156
- Reifarh, R., et al.  
**PINO-a tool for simulating neutron spectra resulting from the Li-7(p,n) reaction**  
 Nucl. Instr.& Meth. in Phys. Res. Section a-Accel.(2009) 139-143
- Aksyutina, Y., et al.  
**Prop. of the He-7 ground state from He-8 neutron knockout**  
 Physics Letters B, 2009. 679(3): p. 191-196
- Marganec, J., et al.  
**Neutron capture cross sections of Ge-74, Ge-76, and As-75 at 25 keV**  
 Physical Review C (2009)79(6)
- Uberseder, E., et al.  
**Measurement of the  $^{60}\text{Fe}(n,g)^{61}\text{Fe}$  Cross Section at Stellar Temperatures**  
 Physical Review Letters, 2009. 102(15): p. 151101
- Sheets, S.A., et al.  
**Test of the statistical model in  $^{96}\text{Mo}$  with the BaF2 gamma calorimeter DANCE array**  
 Physical Review C (Nuclear Physics), 2009. 79 (2): p. 024301
- Varius**
- M. M. Aggarwal et al. (WA98 Kollaboration)  
**Suppression of High-pT Neutral Pions in Central Pb+Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$  GeV**  
 Phys. Rev. Lett. 100 (2008), 242301
- V.V. Begun, M. Gazdzicki, J. Kochanowski, M.I. Gorenstein  
**Semi-Inclusive Distributions in Statistical Models**  
 e-Print: arXiv:0812.3078 [hep-ph] 2008. 17pp
- V.V. Begun, M. Gazdzicki, J. Kochanowski, M.I. Gorenstein  
**Power Law in Micro-Canonical Ensemble with Scaling Volume**  
 Phys. Rev. C78:024904 (2008) 20pp  
 e-Print: arXiv:0804.0075 [hep-ph]
- V.V. Begun, M. Gazdzicki, (Frankfurt U., Inst. Kernphys., J. Kochanowski, M.I. Gorenstein  
**Semi-Inclusive Distributions in Statistical Models**  
 Phys. Rev. C80:064903 (2009)
- G. Ciavola, S. Gammino, S. Barbarino, L. Celona, F. Consoli, D. Vanrooyen, S. Dobrescu, K. Stiebing  
**A status report of the multipurpose superconducting electron cyclotron resonance ion source**  
 Rev. Sci. Instrum. 79, 02A326 (2008)
- Karl-Ontjes Groeneveld  
**Planet Berényi orbits in atomic physics**  
 Nucl. Instr. Meth. B267 (2009) 181
- D. H. Jakubasa-Amundsen  
**Radiative ionization: The link between radiative electron capture and bremsstrahlung**  
 Rad.Phys. Res. Progress, pp155-191, Novapub., New York (2009)
- D. H. Jakubasa-Amundsen  
**The ground state of rel. ions in the limit of high magnetic elds.**  
 Ann. Henri Poincare 10 (2009) 1207
- P. J. Masset, S. Neve, H.-E. Zschau, M. Schütze  
**Influence of alloy compositions on the halogen effect in TiAl alloys**  
 Materials and Corrosion 2008, vol. 59, 7, (p 609-618)
- M. Rudolphi, M. Renusch, D. H.-E. Zschau, M. Schütze  
**Hydrogen Detection in Buried Layers of Thermal Barrier Coatings**  
 Materials Science Forum 595-598 (2008)177-184
- L. Schachter, S. Dobrescu, K. Stiebing, T. Thuillier, T. Lamy  
**The influence of ambipolarity on plasma confinement and on the performance of electron cyclotron resonance ion sources**  
 Rev. Sci. Instrum. 79, 02A329 (2008)
- H.-E. Zschau, S. Neve, P. J. Masset, M. Schütze, H. Baumann K. Bethge  
**Characterization of the long time oxidation protection of fluorine implanted technical TiAl-alloys using ion beam methods**  
 Nucl. Instr. and Methods in Physics Res. B266 (2008) 2441-2445
- L. Schachter, K. E. Stiebing, S. Dobrescu  
**Infl. of the elec. cyclotron resonance plasma conf. reducing the bremsstrahlung prod. of an electron cyclotronres. ion source with metal-dielectric structures**  
 Review of Scientific Instruments 80, 013303 (2009)
- H.-E. Zschau, D. Renusch, P. Masset and M. Schütze  
**A new concept of oxidation protection of Ni-base alloys by using the halogen effect**  
 Materials at High Temperatures 26, No. 1 (2009) 85-89
- H.-E. Zschau, D. Renusch, P. Masset, M. Schütze  
**The halogen effect for Ni-base alloys - a new method for increasing the oxidation protection at high temperatures**  
 Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research B 267, Issue 8-9 (2009)
- M. Rudolphi, D. Renusch, H.-E. Zschau, M. Schütze, J. Meijer  
**The effect of moisture on the del. spallation of therm.barrier coatings**  
 Materials at High Temperatures 26, No. 1 (2009) 325-329
- H. Zschau, M Schütze  
**The Role of fundamental Material Parameters for the Fluorine Effect in the Oxidation Protection of Titanium Aluminides**  
 MRS Symposium Proceedings Volume 1128 (2009) 165-170
- H.-E. Zschau, P. J. Masset, D. Renusch and M. Schütze  
**Thermodynamical Considerations for applying the Halogen Effect to Ni-Base Superalloys**  
 Proc.TMS Spring Meeting, San Francisco, 15.-19.2.2009

## DISSERTATIONEN

### **Markus Bender**

Untersuchung der Mechanismen schwerioneninduzierter Desorption an beschleunigerrelevanten Materialien (2008)

### **Michael Deveaux**

Development of fast and radiation hard Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) optimized for open charm meson detection with the CBM - vertex detector (2008)

### **Lutz Foucar**

Auslese von Delaylinedetektoren mit Hilfe von Transientenrekordern (2008)

### **Tetyana Galatyuk**

Di-electron spectroscopy in HADES and CBM: from  $p + p$  and  $n + p$  collisions at GSI to Au + Au collisions at FAIR (2009)

### **Vitali Gostishchev**

Investigation of the Effect of an Internal Target in Ion Storage Rings with Beam Cooling (2008)

### **Stefan Kniese**

Two- and Three-Particle azimuthal Correlations of high-pt charged Hadrons in Pb+Au Collisions at 158 GeV per Nucleon (2009)

### **Katharina Kreidi**

Untersuchung der Zerfallsmechanismen und der Lokalisierung von Vakanzen in  $Ne_2$  (2009)

### **Simon Lang**

Analyse der Elektronpaarproduktion im Stoßsystem Ar + KCl bei 1,76 AGeV (2008)

### **Benjamin Lungwitz**

Energy Dependence of Multiplicity Fluctuations in Heavy Ion Collisions at the CERN SPS (2008)

### **Regina Reusch**

Untersuchung zur Lamb-Verschiebung in schweren Ein- und Zwei-Elektronen-Systemen (2009)

### **Mathias Smolarski**

Ionisation von Atomen und Molekülen in starken Laserfeldern - Eine Betrachtung zeitabhängiger Phänomene (2008)

### **Wolfgang Sommer**

Measurements of Quarkonia with the central detectors of ALICE (2008)

### **Yvonne Pachmayer**

Dielektronenproduktion in  $^{12}C + ^{12}C$  Kollisionen bei 1 GeV pro Nukleon (2008)

### **Uwe Spillmann**

Charakterisierung und erster experimenteller Einsatz von ortsauflösenden energiedispersiven Germanium-Detektoren zur Präzisionsspektroskopie and schweren Ionen (2009)

## DIPLOMARBEITEN

### **Dominique Akoury**

Photodoppelionisation von molekularem Wasserstoff bei hohen Photonenenergien (2008)

### **Andreas Arend**

Entwicklung einer Prozessvisualisierung zur Qualitätskontrolle der Front End Elektronik des ALICE – Übergangsstrahlungsdetektors (2009)

### **Dorata Hant**

Dissoziativer Zweifachelektroneneinfang in  $Ar^{8+}$  und  $H_2$  Stoßprozessen (2008)

### **Manuel Lorenz**

Geladene Kaonen Produktion in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV (2008)

### **Hong-Keun Kim**

Impulsspektroskopische Untersuchung des Elektroneneinfangs in Proton-Helium Stößen (2008)

### **Milica Utvic**

Zentralitätsabhängigkeit der Produktion von Protonen und Antiprotonen in Pb+Pb Stößen bei 158A GeV (2008)

### **Sophie Kirschner**

Vektorkorrelation von Auger- und Photoelektron nach O1s Ionisation von  $CO_2$  (2009)

### **Matthias Kühnel**

Entwicklung einer kryogenen Cluster- und Tröpfchenquelle als internes Target am Experimentierspeicherring ESR (2009)

### **Jan Michel**

Development of a Realtime Network Protocol for HADES and FAIR Experiments (2008)

### **Boris Milanovic**

Development of a Real-Time General Purpose Online Monitoring System for HADES and FAIR Experiments (2009)

### **Benedikt Rudek**

Dissociative Electron Attachment to Water (2009)

### **Hendrik Sann**

Photodoppelionisation von Wassermolekülen (2009)

### **Simone Schuchmann**

Bose-Einstein-Korrelationen in Pb-Au-Stoessen bei 80GeV Strahlenergie (2009)

### **Felix Paul Sturm**

Photo and Auger Electron Angular Distributions of Fixed-in-Space  $CO_2$  (2009)

### **Jörg Voigtsberger**

Bestimmung und Optimierung der Zeitauflösung von Detektoren (2009)

**Hans Beck**

Proton-Lambda Korrelationen in zentralen Pb+Pb Kollisionen bei 158A GeV (2009)

**Julian Book**

Zentralitätsabhängigkeit der K<sub>0s</sub>-Produktion in relativistischen Schwerionenkollisionen (2009)

**BACHELORARBEITEN****Anna Bernhard**

Studie zur Messung von Quarkonia mit zentralen ALICE-Detektoren in 14TeV p+p Ereignissen

**A. Büdenbender**

Systematische Untersuchung der Strahlentoleranz optimierter Monolithic Active Pixel Sensoren gegen nicht-ionisierende Strahlung (2008)

**Dennis Doering**

Random Telegraph Signal in Monolithic Active Pixel Sensors (2008)

**Kathrin Goebel**

Messungen zur Überprüfung der Nachweiswahrscheinlichkeit der HADES-Driftkammern (2008)

**Matthias Kaiser**

Aufbau und Betrieb eines Gassystems für den GOOFIE-Driftdetektor (2009)

**Frederik King**

Aufbau einer Kammer zur PIGE Analyse an Turbinenschaufeln aus TiAl-Legierungen am 2,5 MV Van-de-Graaff-Beschleuniger (2008)

**Berit Körbitzer**

Erzeugung ultrakurzer Laserpulse mittels einer gasgefüllten Hohlleiter

**Philipp Lüttig**

Entwicklung einer Testumgebung für TRD-Ausleseammern (2008)

**Christian Trageser**

Simulation der Multiplizitätsverteilung auf den Detektorstationen des MVD am CBM Experiment (2008)

**Moritz Pohl**

Effizienzstudien zur K<sub>0s</sub>-Rekonstruktion bei 158A GeV Pb - Pb Kollisionen (2009)

**Amely Tampe**

Aufbau und Inbetriebnahme einer Funkenkammer (2008)

**Florian Trinter, Markus Waitz**

Suche nach Unterschieden in der Ionisationsdynamik von H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub> (2009)

**Stefan Zeller**

Aufbau einer Kammer zur RBS-Analyse an Turbinenschaufeln aus TiAl-Legierungen am 2,5MV Van-de-Graaff-Beschleuniger (2009)

**Achim Rippert**

Spin-Orbit-Dynamik in Neon (2009)

**Severin Schad**

Untersuchung zur Zeitentwicklung von relativen Detektionseffizienzen an Mikrokanalplatten bei Beschuss mit Argon-Ionen

**Ute Lenz**

Photodoppelionisation von H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub> (2009)

**Laura Rehnisch**

Produktion der Sigma(1385)-Resonanz in Ar+KCl-Reaktionen bei 1.756 AGeV (2009)

**Timo Scheib**

Exklusive Produktion von omega-mesonen in pp-Stößen mit dem HADES-Experiment (2009)

**Heidi Schuldes**

Simulation der Produktion von Di-Elektron-Paaren in Pion-induzierten Stößen mit dem HADES-Spektrometer (2009)

2008

**23.-25. Jan. 2008 , JINR, Dubna, Russia**

M. Gazdzicki

**Critical Point and Flying Neutrinos - NA61/SHINE at the CERN SPS**

invited talk at the workshop on Neutrino Physics at Accelerators

**15. Feb. 2008, STREP/MCRTN Meeting, Liblice, Tschechische Republik**

S. Schöbller, Position and time sensitive detection of single photons with delay-line technique (Vortrag)

**4.-8.Feb.2008, EAS Energieriche Atomare Stöße, Riezlern**

J. Voigtsberger

**Bestimmung und Optimierung der Zeitauflösung von MCP-Detektoren**

M. Odenweller

**Aufbau zur Untersuchung von Elektronwinkelverteilungen bei Ionen mit Hilfe kurzer Laserpulse (Vortrag)**

T. Havermeier

**Photoionisation von Helium-Dimeren**

B. Ulrich

**Ionisation von Argon Dimeren in intensiven Laserfeldern (Poster)**

U. Lenz

**Photodoppelionisation von Wasserstoff und Deuterium (Vortrag)**

**10 - 14. März 2008, DPG-Tagung, Darmstadt**

J. Voigtsberger

**Bestimmung und Optimierung der Zeitauflösung von MCP-Detektoren (Poster)**

M. Meckel, A. Staudte, D. Comtois, D. Zeidler, D. Villeneuve, P. Corkum, R. Dörner

**Einfachionisation kleiner, ausgerichteter Moleküle in starken Laser-Feldern**

J. Titze

**Untersuchung des doppelten Elektroneneinfangs an Heliumdimeren**

T. Havermeier

**Photoionization of helium-dimers (Poster)**

S. Kirschner, M. Odenweller, M. Yildirim, K. Cole, L. Schmidt, M. Schöffler, L. Foucar, J. Titze, Z. Chang, H. Schmidt-Böcking und R. Dörner

**Experimenteller Aufbau zur Untersuchung des Dissoziationsprozesses von H<sup>2+</sup>**

**10. März 2008, DPG Fachverband Physik der Hadronen und Kerne, Frühjahrstagung**

A. Fick

**Aufbau und Funktionsweise eines Test-Verfahrens für die DCS- und Readout-Elektronik des ALICE-Transition-Radiation-Detector TRD**

M. Kliemant

**Konstruktion und Qualitätskontrolle des ALICE TRD**

**19.-23. Mai 2008, The 4th Electron Ion Collider Workshop, Hampton Virginia US**

M. Hartig

**TRD Technology at ALICE**

**8.-13. Juni 2008, Gordon Conference on Multiphoton Processes in Tilton, NH, USA**

M. Meckel, D. Comtois, D. Zeidler, A. Staudte, H. Pépin, J.C. Kieffer, R. Dörner, D.M. Villeneuve, P.B. Corkum

**Laser-Induced Electron Tunneling and Diffraction**

**Juni 2008, Hard Probes 2008 conference, Illa da Toxa, Spain**

H. Appelshäuser

**High pt particle correlations in Pb-Au at 158 AGeV/c**

**30. Juni - 02. Juli 2008, MPS08, Paris, Frankreich**

S. Schöblier, L. Ph. H. Schmidt, L. Foucar, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

**Electron transfer into fixed-in-space hydrogen molecules in slow collisions** (Poster)

F. Trinter, M. Waitz, J. Titze, M. S. Schöffler, M. Kühnel, O. Jagutzki, H. Kim, L. Ph. H. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

**Search for differences in the ionization dynamics of H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub>** (Poster)

**15. – 18. Sep. 2008, 18th International Workshop on ECR Ion Sources (ECRIS08) Chicago, IL USA**

K. E. Stiebing, S. Enz, Th. Kruppi

**Beam-Profile/-Emittance Measurements at the Frankfurt ECRIS**

L. Schachter, K. E. Stiebing, S. Dobrescu

**Microwave Power Saving and Reduced Bremsstrahlung Emission for High Charge State Ion Production in an ECRIS Equipped with MD Structures**

**18. – 23. Sep. 2008, 11th International Conference on Multiphoton Processes (ICOMP 2008) Heidelberg**

M. Odenweller, A. Malakzadeh, L. Schmidt, K. Cole, S. Kirschner, M. Schöffler, T. Jahnke, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

**Experimental Setup for Investigation of the Electron Angular Distribution of and an Analysis of the Dissociation Process** (Poster)

**1. - 6. Sep. 2008, „Confinement08“ Konferenz, Mainz, Deutschland**

Ch. Blume

**Latest Results on High-pt Data and Baryon Production from NA49** (Vortrag)

**24. Sep. 2008, Tag der Naturwissenschaften der Universität Frankfurt,**

Ch. Blume

**Der Urkall im Labor** (Vortrag)

**12. Sept-2008 „Confinement08“ Konferenz, Mainz**

Ch. Blume

**Latest Results on High-pt Data and Baryon Production from NA49** (Vortrag)

**6. - 10. Okt. 2008, ICESS-11, Nara (Japan)**

R. Wallauer

**Double Photoemission from Pb**

**12. - 15. Okt-2008, IWES, Matsushima Sendai (Japan)**

R. Wallauer

**Double Photoemission from Pb**

**Oct. 2008, Beijing, China, October 6, 2008, SQM 2008**

M. Gazdzicki

**NA61/SHINE at the CERN SPS: Status and Plans** (Vortrag)

**16. Okt-2008, IWES-Symposium, Sendai**

R. Wallauer

**ICD in Helium-Dimers**

**9.-14. Nov. 2008, 18th International Conference on Particles and Nuclei („PANIC08“), Eilat, Israel**

Ch. Blume

**Recent Results from the NA49 Experiment** (Vortrag)

**9. - 12. Dez. 2008, International Coincidence Workshop, Ringberg**

R. Wallauer

**Double Photoemission from superconducting Pb**

2009

**Januar 2009, Physikalischer Verein**

H. Appelshäuser

**Gott-Teilchen und Weltmaschine – Dem Urknall auf der Spur mit dem Beschleuniger am CERN**

**17. Feb.2009, DPG Spring Meeting, Bonn**

J. Book, Centrality dependence of Ks production in Pb+Pb collisions

**02.03. – 06.03.2009: DPG-Frühjahrstagung in Hamburg**

F. Trinter, M. Waitz, J. Titze, M. S. Schöffler, M. Kühnel, O. Jagutzki, H. Kim, L. Ph. H. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

**Suche nach Unterschieden in der Ionisationsdynamik von H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub>** (Poster)

F. Sturm

**Photoelectron and Auger Electron Angular Distributions of Fixed-in-Space CO<sub>2</sub> Molecules**

**8.-13.Feb. 2009, EAS Tagung Riezlern, Österreich**

N. Neumann

**Reaktionsdynamik in langsamen Ionen Stößen mit CO<sub>2</sub> (Vortrag)**

F. Sturm

Photoelectron and Auger electron angular distributions of fixed in space CO<sub>2</sub> molecules (Vortrag)

**26. März 2009, Univ. Catania, Italien**

S. Hagmann

Electron Continua and Electron Capture to Continuum ECC-Cusps in strongly perturbing Ion-Atom Collisions

**März, 2009 DPG Tagung, Hamburg**

N. Neumann

**Dissociative electron capture in collisions of Ar<sup>8+</sup> and CO<sub>2</sub> (Vortrag)**

S. Hagmann

**Electron Continua and Electron Capture to Continuum ECC Cusps in strongly perturbing Ion-Atom Collision**

**März 2009 Quark Matter 2009 conference, Knoxville, Tennessee, USA**

H. Appelshäuser

**High-pt correlations of charged particles in Pb-Au collisions at 158 AGeV/c**

**16.-20. März 2009, DPG Frühjahrstagung, Bochum**

P. Reichelt

Measurement of the gas amplification of ALICE-TRD chambers (Poster)

P. Lüttig

**A new Testing Scheme for the Front-End Electronics of the ALICE Transition Radiation Detector (Poster)**

**2. - 6. März 2009, DPG-Frühjahrstagung in Hamburg**

F. Trinter, M. Waitz, J. Titze, M. S. Schöffler, M. Kühnel, O. Jagutzki, H. Kim, L. Ph. H. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

**Suche nach Unterschieden in der Ionisationsdynamik von H<sub>2</sub> und D<sub>2</sub> (Poster)**

**14. Mai 2009 „Relativistic Nuclear Matter“ Seminar, GSI, Darmstadt, Deutschland**

Ch. Blume

Two-Particle Angular Correlations in Nucleon-Nucleon and Nucleus-Nucleus Collisions Measured by NA49“. Vortrag

**Mai 2009, RNM-workshop GSI Darmstadt**

H. Appelsläuser

**Modification of jet-like correlations in Pb-Au collisions at SPS**

**19.- 23. Mai 2009, DAMOP der APS, Univ. Virginia, Charlottesville, Virginia, USA**

S. Hagmann

**Multi-Electron Continua and -Cusps in strongly perturbing Ion-Atom Collisions**

**21.06. - 25.06.2009 Aarhus Dänemark, Young-type interference in collisions between Helium and molecular Hydrogen  
3rd International Workshop on Electrostatic Storage Devices**

K. Stiebing (Vortrag)

**FLSR – Frankfurt Low-Energy Storage Ring - an Electrostatic Storage Ring for Ions of Energies up to 50keV**

**Juli-2009 ICPEAC-Satellite Conference, Lexington, USA**

N. Neumann

**Localization of inner shell photoelectron emission and ICD in neon dimers (Vortrag)**

**17. -22. Juli 2009, XXI international Symposium on Ion-Atom Collisions, Norfolk, Virginia, USA**

L. Schmidt

**Young-type interference in collisions between Helium and molecular Hydrogen ions**

S. Hagmann

**Multi-Electron Continua and -Cusps in strongly perturbing Ion-Atom Collisions**

**22. - 29. Juli 2009, ICPEAC, Kalamazoo, Michigan, USA**

S. Hagmann

**Multi-Electron Continua in Strongly Perturbing Collisions of Ions with Atoms**

**1.- 4. Sept- 2009 SPARC workshop, LISBOA, Portugal**

S. Hagmann

Multi-Electron Continua in Strongly Perturbing Collisions of Ions with Atoms

**10. Okt. 2009, 66. NuPECC Meeting, Egelsbach, Deutschland,**

Ch. Blume, Physics Program at Frankfurt“, Vortrag

**6.-10.Oktober 2009, ICESS-11, Nara, Japan**

R. Wallauer

**Double Photoemission from Pb(111)**

**12. – 15. Oktober2009, IWES, Matsushima Sendail, Japan**

R. Wallauer

**Double Photoemission from Pb (111)**

**ICD in Helium-Dimers**

**6.-9. Okt. 2009, 14th CBM Collaboration Meeting, Split (Croatia)**

P. Reichelt, H. Appelshäuser, M. Hartig, P. Dillenseger

**Optimization of TRD Design – Activities and Plans at Frankfurt**

**Sept. 2009, 39. International Symposium on Multiparticle Dynamics („ISMD09“), Gomel, Weißrussland**

Ch. Blume

**Strangeness Production at the SPS (Vortrag)**

**20.09 – 25.09.2009, Gatlinburg, TN, USA 13th International Conference on Ion Sources (ICIS'09)**

K. E. Stiebing, L. Schachter, S. Dobrescu

**MD structures for high power ECRIS**

L. Schachter, K. E. Stiebing, S. Dobrescu

**Reduced Electron Loss in ECRIS and Fusion Plasma Devices**

**Nov. 2009 13. Deutsche Physikerinnentagung, Frankfurt am Main**

N. Neumann

**Kinematically complete imaging of the three-body break up of CO<sup>23+</sup> created by slow highly charged ion impact (Vortrag+Poster)**

**9. – 12. Dez. 2009, International Coincidence Workshop, Ringberg**

R. Wallauer

**Double Photoemission from superconducting Pb**



## LÄNGERE FORSCHUNGSaufenthalte

### **Tilo Havermeier**

7.- 28.April 2008 Strahlzeit am Bessy, Berlin  
28.Juli- 13.Aug.2008 Strahlzeit am LBNL, Berkeley, USA  
17.- 27.Nov.2008 Strahlzeit am Bessy, Berlin

### **Sven Schössler**

August 2008, ALS, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, USA, Experimentdurchführung

### **Moritz Meckel**

1.5. - 30.Aug.2008 National Research Council of Canada, Ottawa, Kanada

### **Mathias Kühnel**

19.11.09 - 19.12.09 Instituto de estructura de la Materia, Madrid

### **Hendrik Sann:**

Februar/März 2009, Strahlzeit an ALS Berkeley  
Oktober/November 2009, Strahlzeit am BESSY Berlin  
April 2008, BESSY Berlin  
November/Dezember 2008, BESSY Berlin

### **Ute Lenz**

28. Juli -13.Aug. 2008 Advanced Light Source (ALS) am Lawrence Berkeley National Laboratory in Berkeley, USA

### **Robert Wallauer**

April 2008, Strahlzeit BESSY Berlin  
Nov./Dez. 2008, Strahlzeit BESSY Berlin  
17.10. – 2.11. 2009, Bessy/Berlin

### **Hong-Keun Kim**

6.3.2008-28.3.2008, Berkeley, USA

### **B. Rudek**

1.10.2007 bis 1.10.2008 , Visiting Scholar am Lawrence Berkeley National Laboratory , Berkeley, CA, USA

### **Florian Trinter**

27.Juli 2009 – 26.Aug. 2009, Lawrence Berkeley National Laboratory in Berkeley, California (Strahlzeit Advanced Light Source  
25. Nov.2009 – 07. April 2010: Lawrence Berkeley National Laboratory in Berkeley, California

### **Deborah Schneider**

12. Okt. 2009 - 2. Nov. 2009, Bessy/Berlin

### **Jörg Voigtsberger**

24. Feb.-18. März 2009, Berkeley, USA

### **Till Jahnke**

März 2008 FLASH/DESY, Hamburg, Germany  
April 2008 BESSY II, Berlin, Germany  
Okt. 2008 BESSY II, Berlin, Germany  
März 2009 LBNL ALS, Berkeley, USA  
Mai 2009 FLASH/DESY, Hamburg, Germany  
August 2009 LBNL ALS, Berkeley, USA

### **Nadine Neumann**

März 2008 – 04/2008 LBNL, ALS, Berkeley, USA  
Mai 2008 – August 2008 Tohoku University, Sendai, Japan

**ALICE**

*Institut für Kernphysik, Frankfurt:*

Armenia, Yerevan, Yerevan Physics Institute  
 China, Beijing, Institute of Atomic Energy  
 China, Wuhan, Hua-Zhong Normal University, Inst. of Particle Physics  
 China, Wuhan, Hua-Zhong University of Science and Technology,  
 Electronics and Information Eng.  
 Croatia, Split, Technical University FESB  
 Croatia, Zagreb, Ruder Boskovic Institute  
 Cuba, La Habana, Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo  
 Nuclear, CEADEN  
 Czech Republic, Praha, Academy of Sciences of the Czech Republic,  
 Institute of Physics  
 Czech Republic, Praha, Czech Technical University of Prague CTU  
 Czech Republic, Rez, Academy of Sciences of the Czech Republic,  
 Nuclear Physics Institute  
 Denmark, Copenhagen, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen  
 Finland, Jyväskylä, University of Jyväskylä, Department of Physics and  
 Helsinki Institute of Physics  
 France, Aubière, Université Blaise Pascal (Clermont-Ferrand II), IN2P3-  
 CNRS, Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC)  
 France, Gif-sur-Yvette, DAPNIA CEA Saclay  
 France, Grenoble, LPSC  
 France, Nantes, Ecole des Mines, IN2P3-CNRS, Université de Nantes,  
 Laboratoire de Physique Subatomique et des Technologies Associées  
 France, Orsay, Université de Paris XI, IN2P3-CNRS, Institut de Physique  
 Nucléaire (IPN)  
 France, Strasbourg, Université Louis Pasteur, IN2P3-CNRS, Institut de  
 Recherches Subatomiques (IReS)  
 France, Villeurbanne, Université Claude Bernard Lyon-I, IN2P3-CNRS,  
 Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL)  
 Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) Darmstadt  
 Germany, Darmstadt, Technische Universität Darmstadt  
 Germany, Frankfurt, Johann-Wolfgang-Goethe Universität,  
 Germany, Heidelberg, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg,  
 Physikalisches Institut  
 Germany, Heidelberg, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Kirchhoff  
 Institute for Physics  
 Germany, Karlsruhe, Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik  
 Germany, Köln, Fachhochschule  
 Germany, Münster, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Institut  
 für Kernphysik  
 Germany, Worms, Fachhochschule ZTT  
 Greece, Athens, University of Athens  
 Hungary, Budapest, Hungarian Academy of Sciences, KFKI Research  
 Institute for Particle and Nuclear Physics  
 India, Aligarh, Department of Physics, Aligarh Muslim University  
 India, Bhubaneswar, Institute of Physics  
 India, Chandigarh, Panjab University, High Energy Physics group  
 India, Jaipur, University of Rajasthan, Physics Department  
 India, Jammu, University of Jammu, Physics Department  
 India, Kolkatta, Variable Energy Cyclotron Centre (VECC)  
 India, Kolkatta, Saha Institute of Nuclear Physics  
 India, Mumbai, Bhabha Atomic Research Center (BARC)  
 India, Mumbai, Indian Institute of Technology (ITT)  
 Italy, Alessandria Università del Piemonte Orientale, Istituto Nazionale di  
 Fisica Nucleare (INFN)  
 Italy, Bari, Politecnico di Bari  
 Italy, Bari, Università degli Studi di Bari and INFN  
 Italy, Bologna, Università degli Studi di Bologna and INFN  
 Italy, Cagliari Università degli Studi di Cagliari and INFN  
 Italy, Catania, Università di Catania and INFN  
 Italy, Legnaro, Laboratori Nazionali di Legnaro, INFN  
 Italy, Padova, Università degli Studi di Padova and INFN  
 Italy, Roma, Università di Roma I 'La Sapienza' and INFN  
 Italy, Salerno, Università degli Studi di Salerno and INFN  
 Italy, Torino, Università degli Studi di Torino and INFN  
 Italy, Trieste, Università degli Studi di Trieste and INFN  
 Japan, Hiroshima, Hiroshima University  
 Japan, Tokyo, University of Tokyo, Graduate School of Science, Center  
 for Nuclear Study (CNS)  
 Japan, Tsukuba, University of Tsukuba, Center for Nuclear Studies  
 Japan, Wako, RIKEN, The Institute of Physical and Chemical Research  
 Mexico, Mexico, D.F., Centro de Investigación y de Estudios Avanzados

del IPN  
 Mexico, Mexico, D.F., Universidad Nacional Autónoma de México, Instituto de  
 Física and Instituto de Ciencias Nucleares  
 Mexico, Morelia, Michoacan, Universidad Michoacana de San Nicolás de  
 Hidalgo, Inst de Física y Matemáticas  
 Mexico, Puebla, Universidad Autónoma de Puebla  
 Netherlands, Utrecht, Rijksuniversiteit Utrecht (NIKHEF) and Amsterdam,  
 Nuclear Physics Section (NIKHEF)  
 Norway, Bergen, University of Bergen, Department of Physics  
 Norway, Bergen, Bergen University College Faculty of Engineering  
 Norway, Oslo, University of Oslo, Department of Physics  
 Poland, Cracow, H. Niewodniczanski Institute of Nuclear Physics, High Energy  
 Physics Department  
 Poland, Warszawa, Soltan Institute for Nuclear Studies  
 Poland, Warszawa, Warsaw University of Technology  
 Portugal, Lisboa, Instituto Superior Técnico  
 Rep. of Korea, Kangnung, Kangnung National University  
 Rep. of Korea, Pohang, Pohang Accelerator Laboratory  
 Rep. of Korea, Seoul, Sejong University  
 Romania, Bucharest, National Institute for Physics and Nuclear Engineering  
 Russia, Dubna, Moscow Region, Joint Institute for Nuclear Research  
 Russia, Gatchina, St. Petersburg Nuclear Physics Institute  
 Russia, Moskva, Academy of Sciences, Institute for Nuclear Research  
 Russia, Moskva, Institute for Theoretical and Experimental Physics  
 Russia, Moskva, Russian Research Centre Kurchatov Institute  
 Russia, Moskva, Moscow Engineering Physics Institute  
 Russia, Novosibirsk, Budker Institute for Nuclear Physics  
 Russia, Protvino, Institute for High Energy Physics  
 Russia, Sarov, Russian Federal Nuclear Center  
 Russia, St. Petersburg, State University, Institute for Physics, Mendeleev  
 Institute for Metrology and Meson Scientific Association  
 Slovakia, Bratislava, Comenius University, Faculty of Mathematics,  
 Physics and Informatics  
 Slovakia, Kosice, Inst. of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences  
 Slovakia, Kosice, Faculty of Sciences, P.J. Safarik University  
 South Africa, Cape Town, University of Cape Town  
 Sweden, Lund, University of Lund, Division of Cosmic and Subatomic Physics  
 Switzerland, Geneva, European Organization for Nuclear Research (CERN)  
 Ukraine, Kharkov, Ukrainian Academy of Sciences, National Scientific Centre  
 'Kharkov Institute of Physics and Technology'  
 Ukraine, Kharkov, Scientific and Techn. Research Inst. of Instrument Eng.  
 Ukraine, Kiev, Ukrainian Academy of Sciences, Bogolyubov Institute for  
 Theoretical Physics  
 UK, Birmingham, University of Birmingham  
 USA, Columbus OH, Ohio State University, Department of Physics  
 USA, Columbus OH, Ohio Supercomputer Centre  
 United States of America, Oak Ridge TN, Oak Ridge National Laboratory  
 (ORNL), Instrumentation and Controls Division  
 USA, Omaha NE, Creighton University

Weiter Informationen finden Sie unter:  
<http://aliceinfo.cern.ch/>

**CBM**

*Institut für Kernphysik, Frankfurt*

Aligarh, India, Physics Department, Aligarh Muslim University  
 Bergen, Norway, Department of Physics and Technology, University of Bergen  
 Bhubaneswar, India, Institute of Physics  
 Bucharest, Romania, National Institute for Physics and Nuclear Engineering  
 (NIPNE)  
 Budapest, Hungary, Eötvös University  
 Budapest, Hungary, KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics  
 (KFKI-RMKI)  
 Chandigarh, India, Department of Physics, Panjab University  
 Coimbra, Portugal, Laboratório de Instrum. e Física Experimental de Partículas  
 Darmstadt, Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI)  
 Dresden, Germany, Institut für Strahlenphysik, Forschungszentrum Dresden-  
 Rossendorf (FZD)  
 Dubna, Russia, Veksler and Baldin Lab. of High Energies, Dubna, Russia, Lab.  
 of Particle Physics, Joint Inst. for Nuclear Research  
 Dubna, Russia, Lab. of Inf. Techn. Joint Institute for Nucl. Research  
 Gatchina, Russia, Petersburg Nuclear Physics Institute  
 Hefei, China, Dep. of Modern Physics, Uni. of Science & Techn. of China

Heidelberg, Germany, Physikalisches Institut, Universität Heidelberg  
 Heidelberg, Germany, Kirchhoff-Inst. für Physik, Universität Heidelberg  
 Jaipur, India, Physics Department, University of Rajasthan  
 Jammu, India, Department of Physics, University of Jammu  
 P.V.K.S. Baba, A. Bhasin, A. Gupta, S.S. Sambyal  
 Katowice, Poland, Inst. of Nuclear Physics And Its App., Univ. of Silesia  
 Kharagpur, India, Dep. of Phys. and Met., Indian Inst. of Technology  
 Kolkata, India, High Energy Phys. Division, Saha Inst. of Nucl. Physics  
 Kolkata, India, Dep. of Physics and Dep. of Elect. Science, Uni. of Calcutta  
 Kolkata, India, Variable Energy Cyclotron Centre  
 Kraków, Poland, Faculty of Electrical Engineering, Automatics, Computer Science and Electronics, Department of Measurement and Instrumentation, AGH University of Science and Technology  
 Krakow, Poland, Marian Smoluchowski Inst. of Phy., Jagiellonian Univ.  
 Kyiv, Ukraine, Dep. of Nucl. Physics, Nat. Taras Shevchenko Univ. of Kyiv  
 Mannheim, Germany, Inst. of Computer Eng., Universität Mannheim  
 Moscow, Russia, Institute for Nuclear Research (INR)  
 Moscow, Russia, Alikhanov Institute for Theoretical and Exp. Physics  
 Moscow, Russia, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University  
 Moscow, Russia, Kurchatov Institute  
 Moscow, Russia, Moscow Engineering Physics Institute  
 Münster, Germany, Inst. für Kernphysik, W.W. Universität Münster  
 Nikosia, Cyprus, University of Cyprus  
 Obninsk, Russia, Obninsk State Tech. Univ. for Nucl. Power Engineering  
 Prag, Czech Republic, Czech Technical University  
 Protvino, Russia, Institute for High Energy Physics  
 Pusan, Korea, Pusan National University  
 Kyungeon Choi, Junghan Kim, Jun-Gyu Yi, In-Kwon Yoo  
 Rez, Czech Rep., Nucl. Phy. Institute, Ac. of Sci. of the Czech Republic  
 Seoul, Korea, Department of Physics, Korea University  
 Split, Croatia, University of Split  
 St. Petersburg, Russia, V.G. Khlopin Radium Institute  
 St. Petersburg, Russia, St. Petersburg State Polytechnic University  
 Strasbourg, France, Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien  
 IN2P3-CNRS and Univesite Louis Pasteur Strasbourg  
 Varanasi, India, Department of Physics, Banaras Hindu University  
 Warsaw, Poland, Institute of Experimental Physics, Warsaw University  
 Wuhan, China, Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University  
 Zagreb, Croatia, Rudjer Boskovic Institute

Weiter Informationen finden Sie unter:  
[http://www.gsi.de/fair/experiments/CBM/index\\_e.html](http://www.gsi.de/fair/experiments/CBM/index_e.html)

## CERES

*Institut für Kernphysik, Frankfurt:*

Czech Republic, Nuclear Physics Institute ASCR  
 Germany, Heidelberg University, Heidelberg  
 Germany, Max-Planck Institut Heidelberg, Heidelberg  
 Germany, GSI, Darmstadt  
 Israel, WIS, Rehovot  
 Russia, JINR, Dubna, RUSSIA  
 Switzerland, CERN, Geneva,  
 USA, BNL, Brookhaven  
 USA, SUNY, Stony Brook

Weitere Informationen.  
<http://www.physi.uni-heidelberg.de/physi/ceres/>

## HADES

*Institut für Kernphysik, Frankfurt:*

Czech Republic, Czech Academy of Sciences, Rez, Nuclear Physics Institute  
 Cyprus, University of Cyprus, Nicosia  
 France, Institut de Physique Nucleaire Orsay, Orsay  
 Germany, Forschungszentrum Rossendorf, Institut für Kern- und Hadronenphysik Dresden  
 Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, Darmstadt  
 Germany, J. W. Goethe-Universität Frankfurt, Institut für Kernphysik Frankfurt  
 Germany, Technische Universität München, München  
 Germany, Justus Liebig Universität Giessen, Giessen

Russia, Institute for Nuclear Research, Moscow  
 Russia, Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow  
 Italy, Istituto Nazionale di Fisica Nucl. Lab. Nazionali del Sud and Uni. Dep. of Physics, Catania  
 Italy, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare and University of Milano, Milano  
 Poland, Jagiellonian University, Cracow  
 Portugal, Universidade de Coimbra, Coimbra  
 Russia, Joint Institute of Nuclear Research, Dubna  
 Russia, Moscow Engineering Physics Institute, Moscow  
 Slovakia, Slovak Academy of Sciences, Bratislava  
 Spain, Universidade de Santiago de Compostela, Santiago de Compostela,  
 Spain, University of Valencia, Valencia

Weitere Informationen unter:  
<http://www-hades.gsi.de/>

## R3B Collaboration

*Institut für Kernphysik, Frankfurt:*

Brazil, Instituto de Fisica, Universidade de Sao Paulo  
 Canada, TRIUMF, Vancouver,  
 China, Institute of Modern Physics, Lanzhou  
 Denmark, Department of Physics and Astronomy, University of Aarhus  
 Finland, CUPP project, Pyhaesalmi  
 France, CEA Saclay  
 France, GANIL, Caen  
 France, IN2P3/IPN Orsay  
 France, IPN Lyon  
 Germany, Forschungszentrum Rossendorf  
 Germany, Max-Planck Institut Heidelberg  
 Germany, Technische Universität Darmstadt  
 Germany, Technische Universität München  
 Germany, GSI, Darmstadt  
 Germany, Johann Wolfgang Goethe Universität, Frankfurt  
 Germany, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz  
 Germany, Justus-Liebig-Universität, Giessen  
 Germany, Universität zu Köln  
 Hungary, ATOMKI, Debrecen  
 India, Bhabha Atomic Research Center, Mumbai  
 India, Saha Institute of Nuclear Physics, Kolkata  
 India, Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai  
 Japan, Tokyo Institute of Technology,  
 Kurchatov Institute, Moscow, Russia  
 Norway, University of Bergen  
 Poland, IFJ PAN Krakow  
 Poland, Jagellonski University, Krakow  
 Romania, Institut of Space Sciences, Bucharest  
 Russia, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna  
 Russia, Inst. of Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow  
 Russia, IPPE Obninsk  
 Russia, PNPI, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina  
 Spain, CSIC University, Valencia  
 Spain, Instituto de Estructura de la Materia, CSIC, Madrid  
 Spain, Universidad Complutense, Madrid  
 Spain, Universidad Politecnica de Cataluna, Barcelona  
 Spain, Universidad Santiago de Compostela  
 Sweden, Chalmers University of Technology, Göteborg  
 UK, CCLRC Daresbury Laboratory  
 UK, University of Birmingham  
 UK, University of Keele  
 UK, University of Liverpool  
 UK, University of Manchester  
 UK, University of Paisly  
 UK, University of Surrey, Guildford  
 UK, University of York  
 USA, Argonne National Laboratory  
 USA, Michigan State University, East Lansing  
 USA, University of Arizona  
 USA, Yale University

Weitere Informationen: <http://www-land.gsi.de/r3b/>

## NA49

### *Institut für Kernphysik, Frankfurt:*

Bulgaria, Atom. Phys. Dep., Sofia University St. Kliment Ohridski, Sofia  
Bulgaria, Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia  
Croatia, Rudjer Boskovic Institute, Zagreb  
Czech Republic., Institute of Particle and Nuclear Physics, Charles University, Prague  
Germany, Fachbereich Physik der Universität, Frankfurt  
Germany, Fachbereich Physik der Universität, Marburg  
Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, Darmstadt  
Germany, Max-Planck-Institut für Physik, Munich  
Greece, Department of Physics, University of Athens, Athens  
Hungary, KFKI Res. Inst. for Particle and Nucl. Phys., Budapest  
Netherlands, NIKHEF, Amsterdam  
Poland, Institute of Physics Swietokrzyska Academy, Kielce  
Poland, Institute for Exp. Physics, University of Warsaw, Warsaw  
Poland, Institute for Nuclear Studies, Warsaw  
Poland, Institute of Nuclear Physics, Cracow  
Republic of Korea, Department of Physics, Pusan National University  
Russia, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna  
Slovakia Comenius University, Bratislava  
Switzerland, CERN, Geneva  
USA, MIT, Cambridge  
USA, Nuclear Physics Laboratory  
USA, University of Washington, Seattle

Weitere Informationen:  
<http://na49info.cern.ch/na49/>

## NA61

### *Institut für Kernphysik:*

University of Athens, Athens, Greece  
University of Bari and INFN, Bari, Italy  
University of Bergen, Bergen, Norway  
KFKI res. Inst. for Part. and Nucl. Physic; Budapest, Hungary  
Cape Town University, Cape Town, South Africa  
Jagiellonian University, Cracow, Poland  
Swietokrzyska Academy, Kielce, Poland  
Warsaw University of Technology, Warsaw, Poland  
University Frankfurt, Frankfurt, Germany  
Fachhochschule Frankfurt, Frankfurt, Germany  
Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, Germany  
University of Geneva, Geneva, Switzerland  
ETH, Zürich, Switzerland  
LPNHE, Univ. de Paris, Paris, France  
Pusan Nat. University, Pusan, Korea  
Faculty of Physics, University of Sofia, Bulgaria  
St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia  
Inst. for nucl. Research, Moscow, Russia  
Joint Inst. for Nucl. Research, Dubna, Russia  
State University of New York, New York, USA  
Inst. for Part. and Nucl. Studies, KEK, Tsukuba, Japan  
Rudjer Boskovic Institute, Zagreb, Croatia  
Soltan Inst. for Nucl. Studies, Warsaw, Poland

Weitere Informationen: <http://na61.web.cern.ch/na61/>

## PIANO

### Proton-Induced Reactions for Astrophysical Nucleosynthesis

„Nachwuchsgruppe“ der Helmholtz Gesellschaft GSI Darmstadt und der Goethe-Universität Frankfurt  
Reifarth, Plag, Ershova, Langer, Le Bleis, Weigand, Zhong  
Weitere Informationen:

<http://www.gsi.de/forschung/kp/kp2/piano/index.html>

## PANDA

### *Institut für Kernphysik, Frankfurt:*

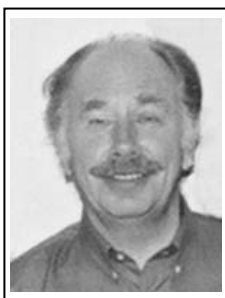
Austria, SMI für subatomare Physik  
Austria, Stefan Meyer Institut für subatomare Physik Vienna  
Belarussia, Research Institute for Nuclear Problems, Minsk  
China, IHEP Beijing  
China, IMP Lanzhou  
Finland, Institute of Physics Helsinki  
France, IPN Orsay  
Germany, FZ Jülich, IKP II  
Germany, GSI, Darmstadt  
Germany, TU Dresden  
Germany, TU München,  
Germany, Universität Bonn  
Germany, Universität Erlangen  
Germany, Universität Frankfurt  
Germany, Universität Gießen  
Germany, Universität Mainz  
Germany, Universität Münster  
Germany, Universität Tübingen  
Germany, FZ Jülich, IKP I  
Germany, Ruhr-Universität Bochum  
Italy, Università di Trieste + INFN  
Italy, INFN Sezione di Ferrara  
Italy, INFN Sezione di Genova  
Italy, LNF-INFN, Frascati  
Italy, Università de Piemonte Orientale, Alessandria, Torino  
Italy, Università di Brescia + INFN  
Italy, Università di Catania, Italy  
Italy, Università di Genova  
Italy, Università di Milano  
Italy, Università di Pavia  
Italy, Università di Torino  
Netherlands, KVI Groningen  
Poland, SINS Warschau  
Poland, University Cracow  
Poland, University of Silesia, Catowice  
Romania, IFIN Bucharest  
Romania, IFIN Bucharest  
Russia, IHEP Protvino  
Russia, BINP Novosibirsk  
Russia, JINR Dubna  
Russia, PNPI Gatchina, St. Petersburg  
Spain, Universidad de Valencia  
Spain, Universidad de Valencia  
Sweden, Stockholm University  
Sweden, TSL Uppsala  
Sweden, Uppsala Universitet  
Switzerland, Universität Basel  
United Kingdom, University Edinburgh  
United Kingdom, University of Glasgow  
USA, Northwestern University, Evanston

Weitere Informationen:  
[http://www-panda.gsi.de/auto/\\_home.htm](http://www-panda.gsi.de/auto/_home.htm)

**Prof. Dr. Helmut Bokemeyer**

\* 4. Nov.1941, † 8.März 2009

Helmut Bokemeyer war einer der ersten Mitarbeiter der neugegründeten GSI in Darmstadt und durch Habilitation sowie der Ernennung zum Apl. Professor war er dem Institut für Kernphysik unserer Universität sehr verbunden.



Helmut Bokemeyer wurde am 4.11.1941 in Wien geboren. Nach der Ausweisung aus Österreich ließ sich die Familie in Darmstadt nieder. Hier besuchte er die Volksschule sowie das Justus-Liebig Gymnasium bis zum Abitur 1961. 1962 begann er das Physik-Studium an der TH Darmstadt. Die im Rahmen des Studiums geforderten Praktika absolvierte er im Herbst 1963 im Institut für Automation bei AEG-Telefunken in Frankfurt und im Herbst 1965 am FTZ der Deutschen Bundespost in Darmstadt. Im Frühjahr 1965 legte er die Diplom-Vorprüfung an der TH Darmstadt ab.

Das Studium schloß er im Juni 1968 mit einer Diplomarbeit: Aufbau eines eisenfreien  $\beta$ -Spektrometers hoher Transmission, unter Leitung von Prof. E.Kankeleit ab. Als Verwalter einer Assistentenstelle am Institut für Kernphysik der TH Darmstadt fertigte er eine Dissertation „Mössbauer-Konversions-Spektroskopie an  $^{182}\text{W}$  und  $^{145}\text{Pm}$ “ an, mit der er im Februar 1973 zum Dr.rer.nat. promoviert wurde.

Ab Oktober 1973 war Helmut Bokemeyer wissenschaftlicher Mitarbeiter an der GSI Darmstadt, zunächst mit einem Zeitvertrag, danach in fester Anstellung im Bereich Kernphysik II. Seit 1981 war er Lehrbeauftragter an der Universität Frankfurt.

Seine wissenschaftlichen Arbeiten bei der GSI konzentrierten sich auf die EPOS-Experimente (Elektron-Positron-Spektroskopie), an denen neben der GSI die Universitäten Frankfurt, Heidelberg, Mainz und der Yale-University beteiligt waren.

Im Dezember 1989 wurde Bokemeyer am Fachbereich Physik der Universität Frankfurt habilitiert. Thema der Habilitationsschrift: Positronenspektroskopie nach Schwerionenstößen. Seine Antrittsvorlesung am 6. Juni 1990 hatte den Titel : Ein Streifzug durch Experimente zur Positronenemission in Schwerionenstößen.

Seit 1991 begannen die Vorarbeiten zum HADES Dileptonen Spektrometer Projekt, für das er die Funktion eines Administrators übernahm. Außerdem war er maßgeblich an der Entwicklung und Inbetriebnahme des sekundären Pionenstrahls der GSI beteiligt. Seit 1964 war er außerplanmäßiger Professor am Fachbereich Physik der Universität Frankfurt und hat in dieser Position zahlreiche Diplomanden und Doktoranden betreut.

Im Jahre 2002 übernahm er in Brüssel die Position eines Scientific Officer for Physics im EU INTAS-Programm, die er bis November 2006 inne hatte.

Neben der Physik widmete er seine Aktivitäten einem Tennis- und einem Skiclub. In letzterem war er einige Jahre Lehrwart, d.h. Skilehrer für die Jugend. Seit 1995 war er Mitglied im Ambassador-Club und dessen Kanzler von 2001 bis 2006. Er war verheiratet mit Dagmar Weber und hatte drei Söhne.

*Klaus Bethge*

**Heinz Latka**

\* 18. April 1935, † 16.Okt.2008



Heinz Latka war bis zum Eintritt in den Ruhestand am 31.12.2000 ein zentraler Punkt im Institut für Kernphysik.

Geboren wurde Heinz Latka in Falkenau im Sudetenland am 18.4.1935. Nach der Flucht ließ sich die Familie in Erlangen nieder. Nach dem Schulbesuch begann er dort auch das Physik-Studium. Diese Grundlage bot beste Voraussetzungen für seine Verwaltungstätigkeit im Institut für Kernphysik, in das ihn am 1.8.1963 Prof. E. Schopper einstellte.

Die anwachsende finanzielle Unterstützung der Forschungsaufgaben des Instituts sowie das Entstehen verschiedener Arbeitsgruppen mit unterschiedlichen Forschungszielen und deren Finanzquellen erforderte eine sorgfältige Verwaltung der Mittel. Dazu benutzte H. Latka mit gutem Erfolg den Computer, der es sowohl erlaubte, jederzeit den Pegelstand abzulesen, als auch eine große Hilfe bei der späteren Abrechnung war. Viele der dabei benutzten Programme wurden von ihm selbst geschrieben, so dass sich die zentrale Universitätsverwaltung in den frühen Jahren des Computereinsatzes um Rat an ihn wandten.

Er war ein voll integrierter, sehr liebenswürdiger Mitarbeiter, der seine Hilfsbereitschaft häufig bewiesen hat.

An vielen Veranstaltungen des Instituts hat er teilgenommen und die Aufgaben sehr akribisch, zuverlässig und kompetent durchgeführt. Geplante Exkursionen z.B. zu DESY in Hamburg oder CERN in Genf hat er sorgfältig vorbereitet, z.B. Einzelheiten der Unterbringung der Exkursionsteilnehmer erkundet und schließlich auch betreut. Auch hat er viele Konferenzen, die vom Institut initiiert wurden, sorgfältig mitgeplant und ihren Ablauf überwacht und schließlich die Abrechnung erstellt.

Bei ihm liefen im Institut viele Fäden zusammen und seine langjährige Erfahrung machten ihn zum administrativen Mittelpunkt des Instituts. Manchmal half auch die Existenz des ruhenden Pols „Institut“ über persönliche und gesundheitliche Probleme hinweg.

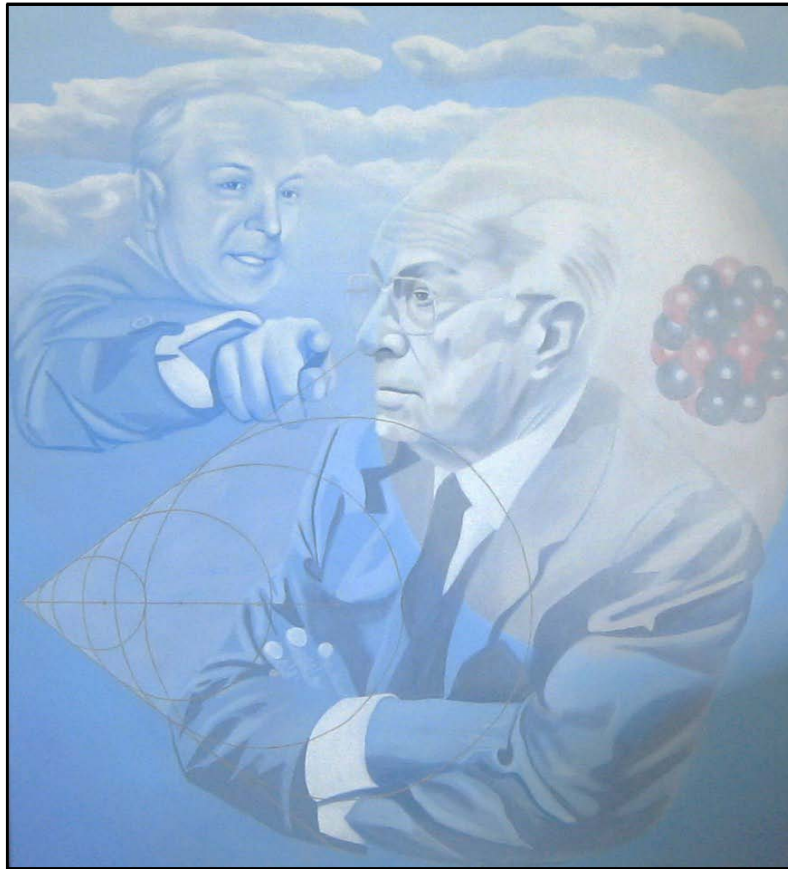
Als Großvater nahm er dann regen Anteil am Gedeihen der Enkel, die leider sehr weit weg von ihm lebten.

Am 31.12.2000 erreichte er den Ruhestand, der ihn aber nicht hinderte, von Zeit zu Zeit in „seinem“ Institut zu erscheinen.

Sein friedvolles kompetentes Handeln hat sehr zum Erfolg unserer Arbeiten im Institut beigetragen.

Wir verdanken ihm viel und werden ihn in liebevoller Erinnerung behalten.

*Klaus Bethge*



Erwin Schopper, gemalt von J. Jaumann anlässlich des 100. Geburtstages. Das Bild zieht nun den nach ihm benannten „Schopper-Hörsaal“ am Institut für Kernphysik, Campus Riedberg

**Prof. Dr. Erwin Schopper**

\*26. Juni 1909 † 29. Juni 2009

Nur drei Tage nach seinem 100. Geburtstag verstarb am 29.6 Prof. Dr. Erwin Schopper, Gründungsdirektor des Instituts für Kernphysik an der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt. Am 26. Juni, an seinem 100. Geburtstag war in einer akademischen Feier Prof. Schoppers Lebensleistung von seinen Schülern und Kollegen gewürdigt worden. Nach den Vorträgen konnte er die Geburtstagswünsche noch persönlich entgegennehmen.

Prof. Schopper wurde am 26.6 1909 in Heilbronn geboren und legte dort 1927 sein Abitur ab. Er studierte in Tübingen, Berlin, München und Stuttgart Physik und hörte u.a. Vorlesungen bei Walther Gerlach, Max Planck und Arnold Sommerfeld. Bei Erich Regener in Stuttgart fertigte er seine Dissertation an über das Thema: „Bestimmung der elektrischen Elementarladung“ und promovierte 1934 an der Universität Tübingen. Während seiner Assistentenzeit am Physikalischen Institut der TH-Stuttgart befasste er sich schon mit der Untersuchung von Kernreaktionen in photographischen Emulsionen. In Zusammenarbeit mit der AGFA in Wolfen leistete er Pionierarbeit bei der Entwicklung dieser Nachweismethode, die ihn bis zu seiner Emeritierung und sogar darüber hinaus beschäftigte. Mit Hilfe unbemannter Ballonflüge konnte er damit durch die Höhenstrahlung ausgelöste Kernreaktionen in der Stratosphäre vermessen und 1937 als einer der ersten Forscher die vollständige Fragmentierung von Atomkernen (damals Kernzertrümmerung genannt) nachweisen und quantitativ beschreiben. Die von ihm weiterentwickelte Experimentiertechnik führte Ende der 1940er-Jahre u.a. zum Nachweis des Pions.

Erwin Schopper wurde 1937 aus dem Hochschuldienst entlassen und ging zu AGFA nach Wolfen, wo er seine Arbeiten an Kernemulsionen fortsetzen konnte. Bei Beginn des Krieges wurde er zur Wehrmacht eingezogen und nach einer Verwundung zur Forschungsstelle der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft „Physik der Stratosphäre“ nach Friedrichshafen abgeordnet, wo er sich bei Regener mit der Physik der hohen Stratosphäre befasste. In den letzten Kriegsjahren war er auch maßgeblich an der Entwicklung eines Messkopfes für Forschungsraketen in Zusammenarbeit mit Wernher von Braun in Peenemünde beschäftigt.

Als Regener nach dem Krieg wieder seine Professorenstelle in Stuttgart erhielt, kehrte auch Schopper wieder als Assistent an die TH-Stuttgart zurück. Er schloss 1948 seine schon 1935 begonnene Habilitation ab und wurde daraufhin im gleichen Jahr zum Dozenten und 1950 zum außerplanmäßigen Professor für Experimentalphysik in Stuttgart ernannt. 1952 übernahm er zusätzlich als Mitglied des Max-Planck-Gesellschaft die Leitung des Hochspannungslaboratoriums Hechingen, einer Außenstelle des Max-Planck-Instituts für Physik der Stratosphäre. Für Untersuchungen mit geladenen Teilchen konnte dort unter schwierigen Bedingungen ein Kaskadenbeschleuniger aufgebaut und in Betrieb genommen werden, der 1940 im Kaiser-Wilhelm Institut, Berlin-Dahlem entwickelt und im Kriege verlagert worden war.

Prof. Schopper folgte 1956 einem Ruf an die Johann Wolfgang Goethe-Universität auf den neugeschaffenen Lehrstuhl für Kernphysik. Die Mitglieder der von ihm in Hechingen aufgebauten Arbeitsgruppe folgten ihm nach Frankfurt und bildeten die Keimzelle des neuen Instituts.

Als erstes Projekt wurde 1957 der von den Farbwerken Hoechst gestiftete Forschungsreaktor installiert und nach einer Aufbauzeit von nur einem Jahr fast zeitgleich mit dem Münchner Forschungsreaktor in Betrieb genommen.

Für Untersuchungen mit geladenen Teilchen stand 1957 zunächst der Kaskadenbeschleuniger aus dem Hechinger Labor zur Verfügung. Auf Schoppers Bemühungen hin konnte dieser funktionsfähige, aber fast museumsreife Kaskadebeschleuniger schon ab 1961 durch zwei moderne und leistungsfähige Van de Graaff-Beschleuniger ersetzt werden. Daraus ergaben sich die Schwerpunkte der Institutsarbeit: Auf der einen Seite diente der Reaktor Experimenten auf dem Gebiet der Neutronenphysik, der Kernphysik und der nuklearen Festkörperphysik, auf der anderen Seite erlaubten die Beschleuniger experimentelle Untersuchungen der Kernspektrometrie, des Mechanismus von Kernreaktionen, der Struktur von Atomkernen sowie vielseitige atomphysikalische und analytische Arbeiten.

Unterstützt durch die damalige hessische Landesregierung war Prof. Schopper maßgebend daran beteiligt, eine Verbundforschung zwischen mehreren Universitäten aufzubauen, die später zum wichtigen Verbundforschungsnetz der Bundesrepublik führte. Er hat frühzeitig erkannt, dass auch auf dem Gebiet der Niederenergie-Kernphysik Hochschulgruppen Zugang zu aktuellen Forschungsgebieten an Großgeräten haben müssen, damit die Hochschulen Träger des wissenschaftlichen Fortschritts in Forschung und Lehre bleiben können. Zusammen mit seinen Kollegen Walter Greiner/Frankfurt, Wilhelm Walcher und Rudolf Bock/Marburg, Peter Brix/Darmstadt sowie Christof Schmelzer/Heidelberg war er einer der Gründerväter der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt.

Als Erwin Schopper 1956 nach Frankfurt kam, hatte der Fachbereich nur 4 Ordinarien. Er war maßgebend daran beteiligt, dass der Fachbereich Physik in den folgenden Jahren entscheidend wachsen und sich im internationalen Vergleich eine führende Stellung erringen konnte. Er war Mitglied oder Leiter einer Reihe von überregionalen Gremien, u.a. der Deutschen Atomkommission in Sicherheitsfragen kerntechnischer Anlagen, der „Organisation for Economic

Cooperation and Development (OECD)“ in Haftungsfragen der Kernenergie und der Arbeitsgruppe Space Biophysics“ im Joint Committee of Science and Technology“ des Europarats.

Schoppers eigene Forschungsarbeiten entwickelten sich aus der Tradition des Regener'schen Instituts in Stuttgart, dessen Schwerpunkt sich von der Untersuchung der kosmischen Strahlung auf die mit den heutigen Hochenergiebeschleunigern zugänglichen relativistischen Schwerionen-Stoßprozess verlagerte.

Seine Untersuchungen hochenergetischer Kern-Kern-Stöße mit Teilchenspurdetektoren an den Beschleunigern in Berkeley, Dubna und bei der CERN in Genf führten in fruchtbarer Zusammenarbeit mit der theoretischen Arbeitsgruppe von Prof. Greiner zu weitreichenden Ergebnissen auf dem Gebiete kollektiver Phänomene in Kernmaterie, z.B. dem Auftreten von Mach-Schockwellen, die weltweit Beachtung gefunden haben und entscheidende Impuls für weitere Experimente an Großlaboratorien gegeben haben.

Im Rahmen der europäischen Biostack Experimente hat er mit den von ihm neu entwickelten einkristallinen AgCl Detektoren in Weltraumflügen der NASA, sowie der Russischen Raumfahrtorganisation Roskosmos, einen wesentlichen Beitrag zur Untersuchung der biologischen Wirkung der kosmischen Teilchenstrahlung geleistet. Von der NASA wurde ihm dafür der „NASA Group Achievement Award“ verliehen.

Erwin Schopper hat seine Begeisterung für die Physik und seinen Ideenreichtum stets an seine Schüler und Mitarbeiter weitergegeben. Dabei hat er in seinem Institut für Kernphysik eine anregende und fruchtbare wissenschaftliche Atmosphäre geschaffen, in der sich die verschiedenen Arbeitsgruppen frei entfalten konnten. Durch sein organisatorisches Talent, und seine stets freundliche aber doch feste Art, entwickelte sich im Institut eine zielstrebige und fruchtbare Teamarbeit.

Prof. Dr. Erwin Schopper wurde 1979 emeritiert und hat bis ins hohe Alter (auch nach seinem 95. Geburtstag) stets am Leben des Fachbereichs teilgenommen und regelmäßig das Kolloquium besucht. Er hat sich um den Fachbereich Physik, die Goethe-Universität Frankfurt, die GSI-Darmstadt und darüber hinaus um die ganze Physik außerordentliche Verdienste erworben. 1984 wurde ihm das Bundesverdienstkreuz 1. Klasse der Bundesrepublik Deutschland verliehen.

*K. O. Groeneveld, M. Müllner, H. Schmidt-Böcking, K. Stelzer*

**AUTORENINDEX**

<b>A</b>		Friese, V. ....	30, 31, 32
ALICE Collab. ....	52, 56	Fröhlich, I. ....	22, 23, 24, 26, 27, 28, 57, 58, 59
Adaniya, H. ....	100	Fukuzawa, H. ....	91
Amend, W. ....	137, 143	<b>G</b>	
Amar-Youcef, S. ....	5, 587	Galatyuk, T. ....	25, 27, 28, 62, 63
Arend, A. ....	42, 47	Garabatos, C. ....	52
Appelshäuser, H. ....	29, 39, 40, 41, 42, 47, 49, 50, 60	Gärtner, S. ....	52
Antonczyk, D. ....	29	Gazdzicki, M. ....	30, 31, 32, 33, 36
Aumann, T. ....	67	Geis, S. ....	151
Amorini, F. ....	119	Göbel, K. ....	25
<b>B</b>		Grisenti, R.E. ....	83, 87, 91, 106, 110, 126, 127
Bailhache, R. ....	47	Guidara La, E. ....	119
Bauer, T. ....	89, 98	<b>H</b>	
Baudot, J. ....	58	HADES. ....	15, 25, 27
Bandulet, D. ....	75	Hagmann, S. ....	118, 119
Beck, H. ....	30, 31, 32	Hartig, M. ....	39, 40, 41, 42, 60, 136
Belkacem, A. ....	96, 97, 100	Haile, D. ....	89
Belolaptikova, E. ....	62	Hant, D. ....	105
Bernhard, A. ....	46, 48	Hauer, M. ....	57
Bemmerer, D. ....	67	Havermeier, T. ....	80, 86, 87, 89, 91, 94, 99, 106
Bialas, N. ....	57, 58, 143	Holzmann, R. ....	25, 26, 28
Blume, C. ....	30, 31, 32, 45, 45, 48, 51, 137	Hoehne, C. ....	30, 31, 32, 62, 63, 64
Boock, J. ....	30, 31, 32, 46	<b>J</b>	
Boretzky, K. ....	67	Jahnke, T. ....	77, 84, 86, 87, 89, 91, 94
Böhmer, M. ....	22, 23, 24		99, 105, 106, 110, 120
Bredenbeck, J. ....	143	Jagutzki, O. ....	89, 91, 99, 105, 114, 116, 122
Braun-Munzinger, P. ....	52	Jegel, A. ....	151
Büsching, H. ....	47, 50	<b>K</b>	
<b>C</b>		Kalweit, A. ....	52
Castillo, J. ....	52	Kalinin, A. ....	83, 126
Caner, T. ....	151	Kanigel, A. ....	98
Cardella, g. ....	119	Kieselev, O. ....	69
CBM Collab. ....	63	Kieseleva, A. ....	64
Cocke, C. L. ....	96, 97	Kirschner, S. ....	80, 97, 99
Cherepkov, N. ....	91	Kim, H.K. ....	89, 91, 97, 99, 105, 106, 110
Cole, K. ....	77, 82, 83, 129		112, 114, 116
Cocke, C.L. ....	84, 86, 96	King, F. ....	130
Costa-Fraga, R. ....	83	Kliemant, M. ....	39, 40
Comtois, D. ....	75	Köhler, E. ....	141
Czasch, A. ....	89, 91, 94, 96, 105, 106, 110, 122	Kolitsch, A. ....	133
Costa Fraga, R. ....	129	Kramer, F. ....	45, 46, 48
<b>D</b>		Kratz, J.V. ....	67
Daughhetee, J.D. ....	96, 97	Kresan, D. ....	30
Deveaux, M. ....	57, 58, 59, 60, 136	Kreidi, K. ....	87, 91, 99, 105, 106
Dilfer, W. ....	141	Kühnel, M. ....	86, 87, 114, 126
Dinkelaker, P. ....	31	<b>L</b>	
Doering, D. ....	57, 60	Landers, A. L. ....	84, 86, 96
Dörner, R. ....	75, 77, 80, 82, 83, 86, 87, 89, 91, 94, 96,	Langer, C. ....	66
	97, 98, 99, 102, 104, 105, 106, 110, 112,	Lauter, I. ....	91
	114, 116, 120, 122, 124, 129, 130, 133	Lee, S. ....	96
Döring, D. ....	57	Lebedev, A. ....	64
Düring, H. ....	58, 151	Le blais, T. ....	69
Dworak, M. ....	141	Lenz, U. ....	84, 86
<b>E</b>		Leon-Vargas, H. ....	51
Engel, S. ....	151	Liao, C. ....	118
Elvers, M. ....	67	Lorentz M. ....	25, 28
Ershova O. ....	69, 70	Lombardo, I. ....	119
<b>F</b>		Lungwitz, B. ....	33
Foucar, L. ....	87, 91, 99, 106	Lüdtke, M. ....	151
Filippo de, E. ....	119	Lüttig, P. ....	42, 50
Frankenfeld, U. ....	52		



<b>M</b>			
Mager, M.	52	Schrader, IC	136
Markert, J.	25, 26, 28	Schuchmann, S.	50
Marquard, M.	129	Schuster, T.	30, 31, 32, 33, 36
Malakzadeh, A.	77, 80, 87, 120, 129	Schütze, M.	130
Masset, P.	130, 133	Schrader, C.	57, 143
Meckel, M.	75, 89, 96	Schreiber, S.	141
Metz, D.	80, 124	Schwab, Th.	151
Meuter, W.	141	Schuchmann, S.	29
Michel, J.	22, 23, 57, 58	Sedikki, S.	57, 58, 59
Mitrovski, M.	30, 31, 33, 36	Senger, P.	64
Morisita, Y.	91	Semenov, S.K.	91
Müntz, C.	24, 28, 57, 58, 59	Spillmann, U.	84, 86
<b>N</b>		Stach, D.	67
NA49 Collab.	32	Staudte, A.	75
Neumann, N.	84, 87, 91, 96, 97, 105	Stuck, C.	84, 91, 96
Neve, S.	130, 133	Stiebing, K. E.	128, 130, 141
<b>O</b>		Stock, R.	30, 31, 32
Odenweller, M.	80, 82, 91, 106	Ströbele, H.	24, 28, 32, 33
Osipov, T.	86, 96, 97, 100	Stroth, J.	22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 57, 58, 58, 60, 62, 63
Ottersbach, S.	60	Stöhlker, Th.	127, 128
<b>P</b>		Sturm, F.	86, 91, 96, 97, 99
Palcka, M.	22, 23, 24	Sturm, C.	28
Palit, R.	69	<b>T</b>	
Pavicic, D.	75	Tampe, A.	137
Pahl, K.	80, 82	Tarantola, A.	22, 23, 24, 25
Petrie, M.	136	Tischler, T.	57, 58, 136
Petridis, N.	127	Titze, J.	84, 87, 91, 99, 105, 106, 110, 112, 114, 116
Pitz, N.	43	Trageser, C.	59
Plag, R.	66, 69, 70	Traxler, M.	22, 23, 24
Pohl, M.	30, 31, 32	Trinter, F.	89, 110, 114
Pohlmann, S.	151	<b>U</b>	
Popp, U.	127	Ueda, K.	91, 96
Politi, G.	119	Ulery, J.	47, 49
Prümper, G.	91	Ulrich, B.	77, 89, 91, 98, 106, 110, 129
<b>R</b>		Urban, M.	141
R3B Collab.	66, 67	Utvic, M.	31
Rascanu, T.	47	<b>V</b>	
Reichelt, P.	31, 60	Voss, S.	87, 89, 91, 96, 97, 99
Reifarh, R.	66, 67, 69, 70	Voigtsberger, J.	87, 120
Renfordt, R.	30, 31, 32, 33, 52, 143	Vredenburg, A.	77, 80, 82, 83, 120
Rizzo, F.	119	<b>W</b>	
Rothard, H.	119	Wagner, A.	67
Rossen, A.	133	Wallauer, R.	87, 89, 91, 96, 97, 99, 106
Rossi, D.	67	Warczak, V.	128
Rudloff, M.	91	Waitz, M.	80, 89, 97, 106, 110
Rudek, B.	96, 97, 100	Weber, Th.	84, 91, 96, 97
Russotto, P.	119	Weirich, R.	143
<b>S</b>		Wilms, A.	65
Sann, H.	84, 87, 89, 94, 99	Williams, J.B.	86, 97
Saito, N.	91	Winters, D.F.A.	128
Scharrer, P.	58	Wiechula, J.	52
Schmidt, L.	80, 91, 99, 102, 104, 106, 110, 112, 114, 116, 120, 122, 124, 130	Wiedemann, B.	57, 136
Schmidt-Böcking, H.	77, 80, 87, 89, 91, 96, 97, 99, 102, 105, 106, 110, 112, 114, 116, 120, 124	Wiedemann, K.H.	136
Schöffler, M.	87, 89, 91, 96, 96, 97, 98, 106, 110, 112, 116	Wiesenäcker, A.	137
Schössler, S.	87, 91, 102, 104, 120, 122	Wüstenfeld, J.	24
Scöllkopf, W.	87	<b>Z</b>	
Schneider, D.	89, 98	Zeidler, D.	75
		Zeller, S.	89
		Ziel, P.	141
		Zschau, H.E.	130, 133

## IMPRESSUM

IKF - Jahresbericht 2008/2009  
Herausgegeben vom  
Institut für Kernphysik  
Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

Geschäftsführender  
Direktor:

Prof. Dr. Harald Appelshäuser

Redaktion

Prof. Dr. Harald Appelshäuser  
Claudia Freudenberger

Satz und Layout

Claudia Freudenberger

Adresse:

Institut für Kernphysik  
Max-von-Laue-Str.1  
60438 Frankfurt am Main

Internet:

<http://www.uni-frankfurt.de/fb/fb13/ikf/index.html>

Telefon Pforte:

(069) 798 47777

Telefon IKF-Verwaltung:

(069) 798 47099

Telefon Sekretariat:

(069) 798 47023/47045

FAX:

(069) 798 47100

E-Mail:

[verwaltung@ikf.uni-frankfurt.de](mailto:verwaltung@ikf.uni-frankfurt.de)

Anfragen bei C. Freudenberger Tel.: (069) 798 47104, [freudenberger@atom.uni-frankfurt.de](mailto:freudenberger@atom.uni-frankfurt.de)

Das Titelbild zeigt (von oben nach unten):

ALICE TPC- erste Spuren, Alice Detektor am CERN

Doppelspaltinterferenz an einem Wasserstoffmolekül, Welle-Teilchen Dualismus in einem Ionisationsprozess,

Lokalisation und Delokalisation bei K-Schalen Photoionisation von N<sub>2</sub>-Molekülen.

Dielektronenproduktion gemessen mit dem HADES Detektorsystem, CBM Detektor

