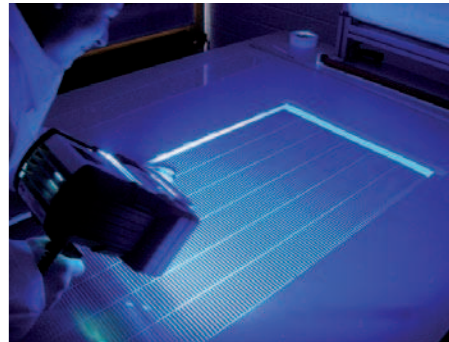
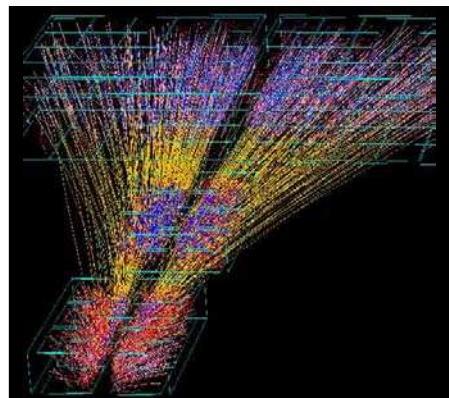
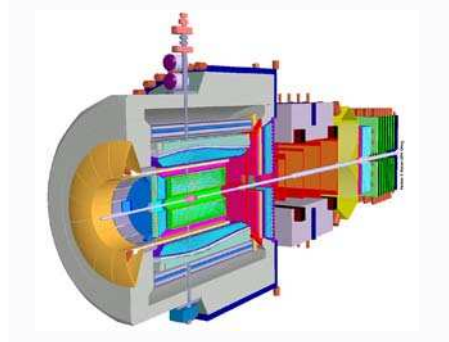
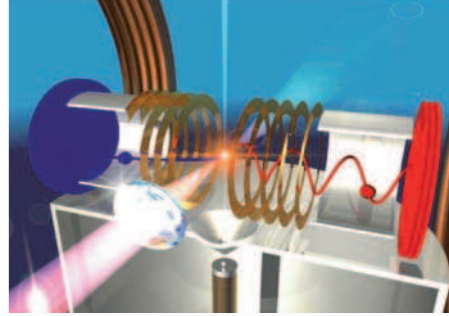
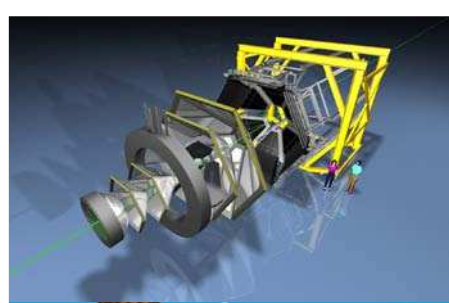
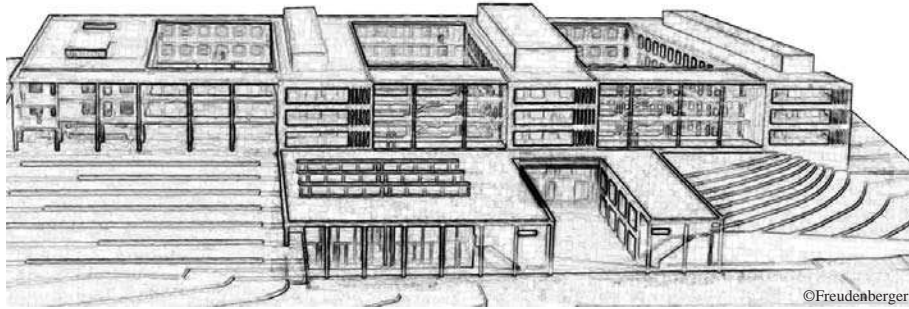


Institut für Kernphysik

Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main





Gebäude der Physik
Campus Riedberg

©Freudenberger

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK

am Fachbereich Physik
der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Jahresbericht

2006

INHALTSVERZEICHNIS

Vorwort	5
Forschungsschwerpunkte	7
Arbeitsgruppen	9
Wissenschaftliche Arbeiten	
Kernphysik	11
Atomphysik	29
Materialforschung	45
Instrumentelle Entwicklungen	59
IKF Institutionen	75
Dokumentation	81

Dies ist die Web Version des IKF Jahresberichtes über den Zeitraum 2006.
Der IKF-Jahresbericht in gedruckter Form, erscheint alle 2 Jahre, also im nächsten Jahr
Weitere Berichte finden Sie unter:
<http://www.uni-frankfurt.de/fb/fb13/ikf/Downloads/index.html>

Wir danken den folgenden Geldgebern für die großzügige
Unterstützung der Arbeiten des Instituts:
Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt
Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG)
Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF)
Europäische Gemeinschaft,
Deutscher Akademischer Austauschdienst
DLR, Bonn
Hermann Willkomm-Stiftung, Frankfurt
W.E. Heraeus-Stiftung, Hanau
Alexander von Humboldt-Stiftung, Bonn
Röntdek GmbH, Kelkheim



Prof. Herbert Ströbele



Prof. Dr. Harald Appelhäuser



J Prof. Dr. Christoph Blume



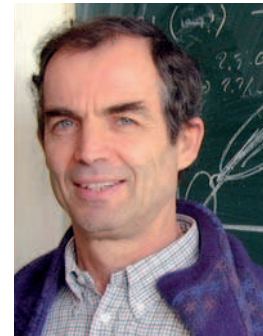
Prof. Dr. Reinhard Dörner



Prof. Dr. Klaus Peters



Prof. Dr. Joachim Stroth



Prof. Dr. Herbert Ströbele

FORSCHUNGSSCHWERPUNKTE

Die Erforschung extremer Formen starkwechselwirkender Materie (I) und die Atom- und Molekülphysik (II), sind 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. 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 damit tiefere Einblicke in die Vorgänge der mikroskopischen Welt möglich.

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 Blasenkammer 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 Ultrakurzzeitalasern (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.

ARBEITSGRUPPEN

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

Forschergruppe Prof. Appelshäuser, JProf. Blume

Facility: LHC , CERN, Genf

Einbindung: ALICE Kollaboration,

VI-Strongly Interacting Matter

Experimentierbeginn voraussichtlich 2007

Hadronische Materie bei höchsten Baryondichten

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

Forschergruppe: JProf. Blume, PD Gazdzicki,

Prof. R. Stock, Prof. Ströbele

Facility: SPS, CERN, Genf

Einbindung: NA49 Kollaboration,

VI-Strongly Interacting Matter

Datenaufnahme abgeschlossen

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

Fortlaufend

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)

Resonanzmaterie bei höchsten Baryondichten

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

Experimentierbeginn 2013

Hadronenspektroskopie

Thematik: Hadronenspektroskopie leichter und schwerer Quarks , Exotische QCD Objekte (Gluonenbälle, Hybride)

Forschergruppe: Prof. Peters

Facility: SIS 300, FAIR, Darmstadt

Einbindung: PANDA Kollaboration

Experimentierbeginn 2013

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 volle 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/cm²) 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,

Nachwuchsgruppe T. Weber (IKF, DESY)

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, Nachwuchsgruppe T. Weber

(IKF, DESY)

Facility, ALS (LBNL Berkeley), HASYLAB, BESSY

Einbindung: COLTRIMS-collaboration @ ALS

Fortlaufend

KERNPHYSIK

Status of the HADES physics program and the upgrade project	13
Energy Dependence of Multiplicity in Central Pb + Pb Collisions	17
Quarkonia measurements with the central detectors of ALICE	18
Photons and π^0 -mesons in Au-Au-collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV	21
Commissioning of the ALICE Time Projection Chamber	22
Untersuchung zu Superfocusing	26
Helmholtz Research School for Quark Matter Studies in Heavy Ion Collisions	27

Status of the HADES physics program and the upgrade project

The HADES collaboration

Summary

In 2006 the analysis of the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ data taken at a beam energy of 2 AGeV was finalized and the results for electron pair production published. The data exhibit an extra yield above the contribution expected from hadron decays after freeze-out for invariant masses above $M_{e^+e^-} > 150 \text{ MeV}/c^2$. A comparison to the DLS data, which was measured in the system $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ at 1.04 AGeV, reveals that the yield observed beyond the contribution from the η Dalitz decay increases with the beam energy like pion production. Further information on the origin of this excess is expected from the final results of the HADES run on $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ at 1 AGeV and from studies of dielectron production in elementary reactions at low beam energies (1.25 GeV). The latter were started with a $p+p$ run in May 2006 and will be continued in April 2007 with a $d+p$ experiment, which will provide sensitivity to iso-spin effects in resonance production. This experiment will be followed by a high-resolution $\omega \rightarrow e^+e^-$ measurement in $p+p$ reactions at 3.5 GeV providing a reference for later studies of the ω line shape in $p+A$ reactions. The HADES upgrade program is well progressing. It will put the spectrometer in the condition to cope with the highest particle multiplicities and will further increase its rate capability.

Electron pair production in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ collisions at 2 AGeV

The excess yield observed by the DLS collaboration in light collision systems at around 1 AGeV [1] is a long standing puzzle to the extent, that by now it could not be satisfactorily explained by any theoretical calculation [2][3]. In contrast to the situation at SPS energies, a broadening of the ρ spectral function due to the surrounding medium as observed in the $In + In$ system by the NA60 collaboration [4] and in $Pb + Au$ collisions by the CERES collaboration [5], cannot explain the measured yield.

For our data we define the excess yield in the same way like it is derived by the other collaborations. We compare the measured yield, to which we apply a correction for the detector and reconstruction efficiency but none for the finite acceptance of the spectrometer [6], to a calculated yield assuming free decay of π and η mesons. In this approach we consider the dielectron decay of ρ mesons, the Dalitz decay of baryonic resonances and $N-N$ bremsstrahlung as contributions from the early phase of the reaction. The longer-lived vector meson ω (ϕ production is not considered) plays an intermediate role and is counted as a conventional source although its production cross section at this low energy is barely known. The result is shown in

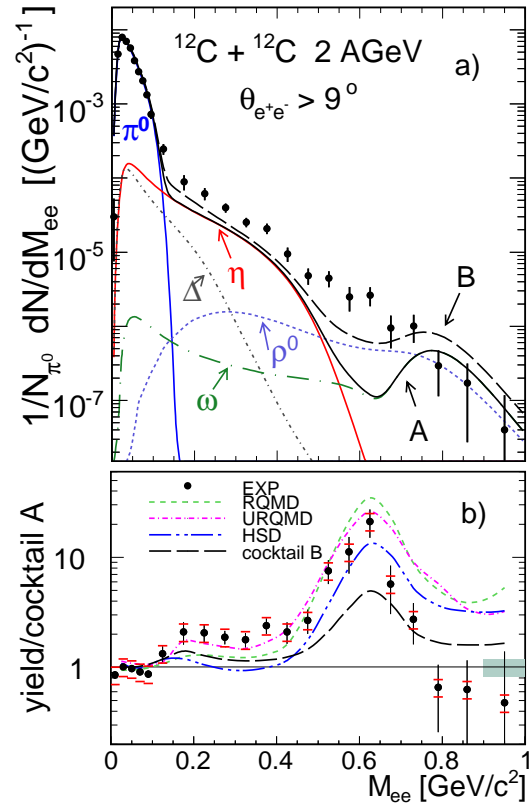


Figure 1: Dielectron yield (corrected for reconstruction efficiencies) in the acceptance of the HADES [7]. In the upper panel (a), the measured yield is compared to a cocktail assuming decay of particles in the vacuum. The cocktail is divided into contributions expected from particles with $\tau > \tau_{\text{fireball}}$ (full lines, cocktail A) and particles/resonances with $\tau \leq \tau_{\text{fireball}}$. The sum of both defines cocktail B. In the lower panel (b) the experimental yield is divided by cocktail A to show the relative enhancement above the conventional sources. The various lines display in addition the prediction of microscopic transport models (see text).

fig. 1 (a). The contribution to the cocktail from the conventional sources (full lines, cocktail A) is based on experimental data and m_t scaling in case of the ω . The contribution from non-conventional sources is calculated assuming m_t scaling and taking into account a phase space driven population of the broad resonances, as can be inferred from the skewed mass distribution of electron pairs from ρ decay. The lower panel (fig. 1 (b)) shows the relative enhancement above the conventional sources (i.e. cocktail A). Since the measured yield shows a nearly exponential fall-off above an invariant mass of $150 \text{ MeV}/c^2$ (π -Dalitz

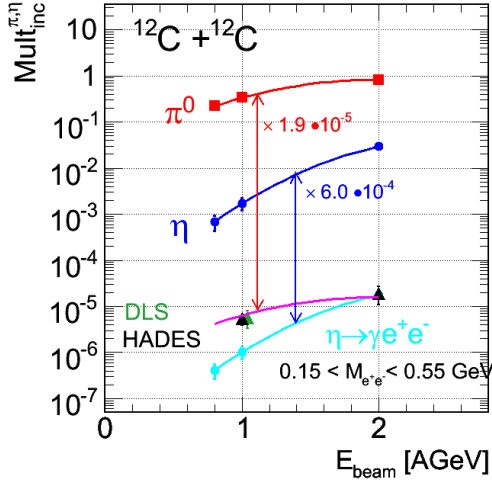


Figure 2: Excitation function of the multiplicity of excess pairs (triangles) in the mass range $150 < M_{e+e-}/\text{MeV}/c^2 < 550$ in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ collisions compared to light hadron production. The data points are from TAPS (π^0 -full squares, η -full circles), DLS (dielectrons at 1.05 AGeV) and HADES (2.0 and 1.0 AGeV). The line labelled $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ represents the expected yield of Dalitz pairs in the indicated invariant mass range assuming the multiplicity measured by the TAPS collaboration.

region), the relative yield has a maximum in the invariant mass region where the contribution from η Dalitz decay declines (i.e. around $600 \text{ MeV}/c^2$).

The excess yield is compared to the expectation of the full cocktail (B) and to predictions of the three microscopic transport models HSD [8], UrQMD [9] and RQMD [10]. While the overall trend is reproduced by the model calculations, a closer look discloses differences in the description of the excess. They originate mainly from differences in the treatment of the decay of baryonic resonances (mainly $\Delta(1232)$). In the vector meson pole region, all calculations lie above the data. A possible explanation for this observation could be a smaller contribution from ω decay as compared to predictions of the m_t scaling.

To link this result to the observation of the DLS collaboration we integrate the measured yield in the mass range from 150 to $550 \text{ MeV}/c^2$ and extract the contribution to the integral from η Dalitz decay. We find for the ratio of the total integrated yield to the integrated η yield $F(2.0) = 2.07 \pm 0.21(\text{stat}) \pm 0.38(\text{sys})$. The same analysis applied to the DLS result yields $F(1.04) = 6.5 \pm 0.5(\text{stat}) \pm 2.1(\text{sys})$. It is interesting to subtract the η yield from the total yield and to compare the excitation function of the resulting excess yield to the measured excitation function of light meson production (fig. 2). Within the experimental errors, the excess scales precisely like π production. This pattern possibly points to the origin of the excess yield since pion production at this low energies is known to be dominantly

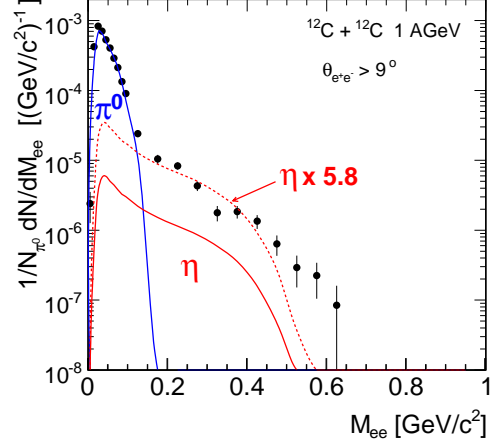


Figure 3: Invariant mass distribution of electron pairs emitted into the acceptance of HADES in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ collisions at 1 AGeV. The data are not corrected for detector and reconstruction efficiency. The full lines represent the expected yield for meson decay based on π^0 and η measurements of the TAPS collaboration. The dashed line shows the η scaled as to fit the data.

coming from the excitation and decay of baryonic resonances. Due to severe phase space limitations a sound theoretical description of electron pair production at these energies requires a proper treatment of off-shell propagation of resonances and vector mesons. Furthermore, the role of the coupling of baryonic resonances to vector mesons, in particular the ρ , has to be quantitatively understood. Please also note that the strong increase of the excess yield from 2 to almost 6 in case of DLS occurs because it is defined above the η production, which is strongly suppressed by phase space at the lower beam energy.

We hope to find more evidence for such a scenario from the results of our $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ run at 1.0 AGeV. A preliminary spectrum obtained before final calibration of the data and with a preliminary alignment of the spectrometer shows a similar enhancement as obtained by the DLS collaboration. In fig. 3 we depict the preliminary spectrum obtained in the experimental run of August 2004. The spectrum is not yet corrected for efficiency. The cocktail was calculated in the same way as discussed before and the detector response was obtained by processing the generated events through the full analysis chain.

As a matter of fact, a comparison of the DLS result with our data is not straightforward. The DLS spectrometer has a two-arm geometry and its trigger required an electron (or positron) candidate in each of the two arms. The HADES trigger is based on one electron track candidate only. Moreover, the acceptance for low-momentum tracks in DLS is larger compared to HADES. Consequently, the phase space coverage for low-mass electron pairs is significantly different in the two experiments.

Status of the ongoing analysis

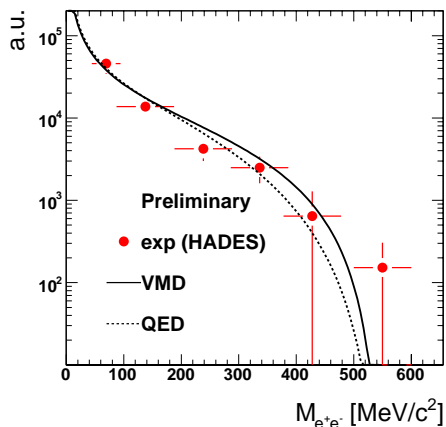


Figure 4: Invariant mass distribution $M_{e^+e^-}$ for the decay $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ (statistical errors only). The dashed line shows the prediction for a pure QED (no form-factor) and the solid line represents the full Vector Meson Dominance (VMD) calculation [11].

The second round of data processing for the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ at 1 AGeV was started and final results are expected for the 2nd quarter of 2007.

The analysis of the $p + p$ experiment at 2.2 GeV turned out to be essential to understand the electron/positron reconstruction in HADES and to cross-check the alignment of the spectrometer. The exclusive channels $pp \rightarrow (pp\eta) \rightarrow pp\gamma e^+ e^-$ and $pp \rightarrow (pp\eta) \rightarrow pp\pi^+ \pi^- \pi^0$ could be reconstructed in both a hadronic and a leptonic final state by exploiting missing mass techniques [6]. The obtained invariant mass distribution for the virtual photon in the leptonic decay channel of the η is shown in fig. 4.

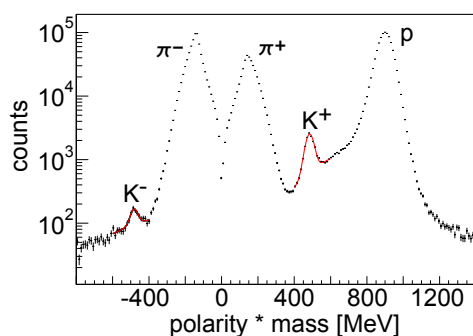


Figure 5: Kaon signals in the mass distribution of reconstructed tracks. It is derived after applying a condition on the correlation of momentum and energy loss in the drift chambers.

In August 2005 data with high statistics were taken for the collision system $Ar + KCl$ at 1.75 AGeV. Emphasis in the analysis of this run is also put on the reconstruction of hadrons containing strangeness. To improve the re-

construction, for the first time also energy loss information obtained from the multi-wire drift chambers (MDCs) is included in the particle identification process. The front-end electronics of the MDCs do not provide an analogue signal proportional to the charge deposit in the drift cells. We obtain this information from the logical timing signal, which provides the time-over-threshold. It was shown that if the arrival time distribution of the primary electrons at the signal wire is unfolded, a quantity nearly proportional to the energy loss, can be obtained [12]. In a new approach, this variable is further linearized by a minimization procedure.

By this procedure both K^+ and K^- mesons can be reconstructed. A very preliminary result depicted in fig. 5 shows a mass distribution obtained after applying a condition on the energy loss - momentum correlation. Contributions from K^+ (2000 counts) and K^- mesons (170) are clearly visible based on a subset of 180 out of 2700 files totally available (i.e. 7% of the total statistics). The processing of all statistics (7 Tbyte) has been started in January 2007.

pp and dp runs

A systematic investigation of electron pair production in elementary reactions of protons and neutrons on a proton target has been started with a run in April 2006 measuring $p+p$ at 1.25 GeV kinetic energy, i.e. just below the production threshold for η mesons. In this kinematic situation one does not expect contributions to the invariant mass spectrum from conventional sources above the π^0 Dalitz region. The most abundant source here is then Δ Dalitz decay. However, it was conjectured that higher lying baryonic resonances can also contribute to the mass region below the vector meson pole mass due to off-shell propagation of intermediate vector mesons [13]. Furthermore, contributions of $N-N$ bremsstrahlung (in particular the validity of a dominance of the dipole radiation) can be investigated by comparison of dielectron yields in pp and pn reactions (see below).

A beam of up to $2 \cdot 10^7$ protons per second was incident on a 5 cm liquid hydrogen target. During data taking the DAQ was running with up to 17 kHz event rate ($\sim 50\%$ dead time) and in total $\approx 7.710^8$ events were taken during a period of 9 days. This program will be continued with a 5 week long beam time in April/May 2007. Neutron induced reactions will be measured using a deuterium beam at 1.25 AGeV. The main interests here are the investigation of the iso-spin effects in baryonic resonance excitation (mainly Δ) and of the off-shell production of vector mesons [14]. pp and pn reactions can be separated measuring the spectator proton in a Forward Hodoscope Wall (FHW) covering the polar angle region between 1° and 5° .

Moreover, in the second part a 3.5 GeV proton beam will be used to study omega production and in particular its vacuum line shape. The spectrum will serve as a reference for further in-medium studies of the line shape in $p + A$ reactions. It will also be possible to address the ω transition form factor were until now the validity of the VMD is

uncertain [11].

Status of the detector upgrade

The HADES collaboration plans a major upgrade of the spectrometer during the SIS shut-down in the second half of 2008. The upgrade includes the replacement of some detector systems and the installation of a new data acquisition system. The most important action is the replacement of the inner time-of-flight system (TOFINO) which, for the reason of a limited budget at the time of construction, has too low granularity not matched to the rest of the spectrometer. We foresee a RPC detector system at the position of the TOFINO detector which will comprise 1200 individual shielded detector elements housed in six gas boxes (see fig. 6). In measurements with prototypes a time resolution of ~ 70 ps was obtained for rates up to 1 kHz/cm^2 and with a common correction for pulse height effects on the timing. The read-out chain consists out of a discrete preamplifier circuit and discriminator stage providing a t_0 measurement and a Δt (time over threshold) information proportional to the integrated charge in the signal. The time information is digitized with a new trigger and read-out board¹ (TRB), which is independent of VME and features 4 HPTDC time converter chips, programmable logic and an Etrax chip computer. The board can operate as an independent sub-event builder and can send data directly to the HADES event builder. The infrastructure for mass production of the RPC detector cells in Coimbra was installed in summer 2007 and the first two complete modules, housing 400 detector cells, should be ready by summer 2007.

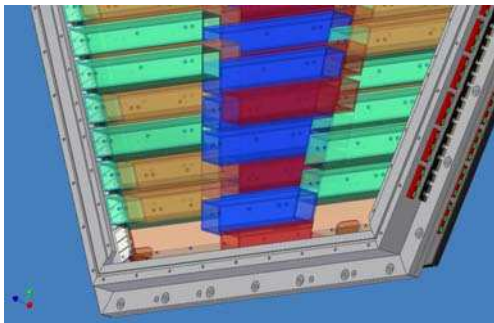


Figure 6: Technical drawing of the RPC gas box and the included single cell RPC modules. The RPC cells will be arranged in two layers to realize a dead-zone free geometry.

The HADES spectrometer will be complemented by the FHW to provide particle detection in the forward polar angle region. This system was recycled from the forward wall operational at the KaoS spectrometer. All 288 scintillators have been equipped with new multipliers and the elements will be housed in a new support structure.

Over the last years a steady increase of voltage instabilities in the first layer of the MDCs was observed. An

inspection of one of the modules gave evidence for aging effects, like a loss in mechanical tension of the aluminium field wires as well as deposits on the wires. To be prepared for future runs we decided to rebuild all modules of the first layer using copper beryllium wires instead of aluminium wires. The new modules will be produced in the detector laboratory of the Forschungszentrum Dresden-Rossendorf. Inspired by the very successful operation of the RPC prototype read-out board (TRB), a new concept for the future HADES DAQ system was developed, going beyond the replacement of critical hardware components as originally planned. The aim is to replace all VME based sub-event builders by read-out boards based on a generic TRB board currently being tested. This technology will also allow to implement a new LVL2 trigger distribution with a star-like architecture and optical links with much improved flexibility and monitoring capability. It will then also be possible to include drift chamber information in the trigger decision.

To improve the beam focus at the HADES target position for secondary π beams, third quadrupole will complement the doublet just in front of the spectrometer. This magnet and the respective power supply were part of the CELSIUS inventory and are currently adopted to the GSI magnet and beam line control system. A test run with this new installation is foreseen for autumn 2007.

References

- [1] R. J. Porter *et al.* [DLS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **79**, 1229 (1997) [arXiv:nucl-ex/9703001].
- [2] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, R. Rapp and J. Wambach, Nucl. Phys. A **634**, 168 (1998) [arXiv:nucl-th/9710043].
- [3] R. Holzmann *et al.* [TAPS Collaboration], Phys. Rev. C **56**, 2920 (1997).
- [4] R. Arnaldi *et al.* [NA60 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 162302 (2006) [arXiv:nucl-ex/0605007].
- [5] G. Agakichiev *et al.* [CERES Collaboration], Eur. Phys. J. C **41**, 475 (2005) [arXiv:nucl-ex/0506002].
- [6] HADES coll., GSI Scientific Report 2005
- [7] G. Agakichiev *et al.* [HADES Collaboration], Accep. for publication in PRL.
- [8] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rept. **308**, 65 (1999).
- [9] D. Schumacher, S. Vogel and M. Bleicher, arXiv:nucl-th/0608041.
- [10] M. D. Cozma, C. Fuchs, E. Santini and A. Fassler, Phys. Lett. B **640**, 170 (2006) [arXiv:nucl-th/0601059].
- [11] L. G. Landsberg, Phys. Rept. **128**, 301 (1985).
- [12] J. Markert, Doct. Thesis, Univ. Frankfurt (2005).
- [13] C. Fuchs, M. I. Krivoruchenko, H. L. Yadav, A. Faessler, B. V. Martemyanov and K. Shekhter, Phys. Rev. C **67**, 025202 (2003) [arXiv:nucl-th/0208022].
- [14] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing and U. Mosel, Nucl. Phys. A **686**, 568 (2001) [arXiv:nucl-th/0008037].

¹see separate contribution to this annual report

Energy Dependence of Multiplicity Fluctuations in Central Pb+Pb Collisions

B. Lungwitz¹, C. Alt¹, C. Blume¹, P. Dinkelaker¹, D. Flierl¹, V. Friese², M. Gaździcki¹, M. Hauer¹, C. Höhne², S. Kniege¹, D. Kresan², M. Mitrovski¹, R. Renfordt¹, A. Sandoval², T. Schuster¹, R. Stock¹, C. Strabel¹, H. Ströbele^{1,2}, M. Utvic¹, A. Wetzler¹, and the NA49 Collaboration

¹Fachbereich Physik der Universität Frankfurt; ²GSI, Darmstadt, Germany

At high energy densities a new phase of matter, the quark-gluon-plasma (QGP), is expected to be formed. The energy dependences of various observables show anomalies at low SPS energies which might be related to the onset of deconfinement [1]. Both the onset of deconfinement and an approach to the critical point of strongly interacting matter might lead to an extraordinary increase of multiplicity fluctuations. In addition to the effects mentioned above also the normal statistical fluctuations are interesting to study, since the size of the multiplicity fluctuations depends on the nature of the particle ensemble (micro-canonical, canonical, grand-canonical) [5]. This motivates a detailed study of the energy [2, 3] and centrality [4] dependence of multiplicity fluctuations measured by the scaled variance $\omega = Var(n)/\langle n \rangle$.

For the study of the energy dependence of multiplicity fluctuations, very central $Pb + Pb$ collisions were selected, for which the fluctuations in the number of participants can be neglected. The multiplicity distribution of negatively charged hadrons at top SPS energy in the most central $Pb+Pb$ collisions at 158A GeV is shown in figure 1 in comparison with a Poisson distribution, which is close to the prediction of the grand canonical model. The measured distributions are significantly narrower than the Poissonian ones at 20A, 30A, 40A, 80A and 158A GeV[2]. The energy dependence of scaled variance for negatively charged hadrons is shown in figure 2, left. The detector acceptance changes with energy so that a direct quantitative comparison of scaled variance at different energies is not possible. A comparison to string hadronic models show that UrQMD reproduces the data on scaled variance, although the mean multiplicity is overpredicted (see figure 2, right). The Venus model underpredicts the mean multiplicity and overpredicts ω at higher energies. In [5] it is shown that the measured fluctuations are smaller than predicted by the canonical and grand-canonical model, but seem to be in agreement with the micro-canonical model.

The data on energy dependence of multiplicity fluctuations show no indication for a maximum, as expected for the onset of deconfinement or the approach to the critical point. The UrQMD model, which does not include such effects, follow the data. The suppression of fluctuations in comparison to the grand-canonical model can be explained by charge and energy-momentum conservation [5].

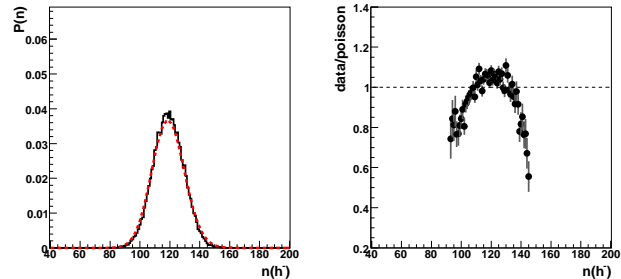


Figure 1: Left: multiplicity distribution of negative hadrons in central $Pb + Pb$ collisions at 158A GeV. The red line indicates a Poisson distribution with the same mean multiplicity. Right: ratio of the measured multiplicity distribution to Poisson distribution.

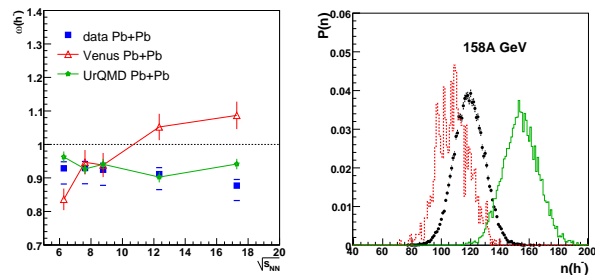


Figure 2: Left: Energy dependence of multiplicity fluctuations of h^- in $Pb + Pb$ collisions in comparison to string-hadronic models Venus and UrQMD. Right: Multiplicity distributions of negatively charged hadrons in the most central ($C < 1\%$) $Pb+Pb$ collisions at 158A GeV; data - black circles, Venus model - dashed red line and UrQMD - solid green line.

References

- [1] M. Gaździcki *et al.* [NA49 Collaboration], “Report from NA49,” J. Phys. G **30** (2004) S701 [arXiv:nucl-ex/0403023].
- [2] B. Lungwitz [NA49 Collaboration], arXiv:nucl-ex/0610046.
- [3] B. Lungwitz [NA49 Collaboration], arXiv:nucl-ex/0610047.
- [4] C. Alt [NA49 Collaboration], arXiv:nucl-ex/0612010.
- [5] V. V. Begun, M. Gaździcki, M. I. Gorenstein, M. Hauer, V. P. Konchakovski and B. Lungwitz, arXiv:nucl-th/0611075.

Quarkonia measurements with the central detectors of ALICE

W. Sommer, C. Blume, F. Kramer, IKF, Universität Frankfurt a.M.,
J. Grosse-Oetringhaus, IKP, Universität Münster,
for the ALICE-TRD collaboration

Abstract

A Large Ion Collider Experiment – ALICE will become operational with the startup of the Large Hadron Collider – LHC at the end of 2007. One focus of the physics program is the measurement of quarkonia in proton-proton and lead-lead collisions. Quarkonia states will be measured in two kinematic regions and channels: di-muonic decays will be measured in the forward region by the muon arm, the central part of the detector will measure di-electronic decays. The presented studies show the expected performance of the di-electron measurement in proton-proton and central lead-lead collisions.

Introduction

Already 1985, the suppression of quarkonia in heavy ion collisions relative to proton-proton collisions was suggested as a sign for deconfined matter that is produced in these collisions[1]. Over the last two decades various experiments[2] [3] [4] measured a significant suppression signal. Although strong indications for a J/Ψ suppression were found the theoretical picture remains unclear. The startup of the LHC with the unprecedented center of mass energy of 5.5 TeV per nucleon in lead-lead collisions the deconfined phase is expected to be larger, hotter and longer lived. Thus one expects new insights into the nature of quarkonia suppression.

Quarkonia production at LHC energies

To estimate the quarkonia production cross section, predictions from the Color Evaporation Model (CEM)[5] [6] were used. The cross sections are calculated as a product of the $q\bar{q}$ cross section and a transition probability to the individual states. A comparison to measured cross sections at the highest available Tevatron energy was done and the calculations were tuned to reproduce experimental data. The scaling from proton-proton to lead-lead collisions was done using the number of binary collisions, taking into account nuclear modifications employing the EKS98[7] parametrization. The resulting cross sections are shown in Table 1.

The ALICE detector

ALICE will be the only dedicated heavy-ion experiment at the LHC. It was optimized to measure a large variety of heavy-ion observables at a centre of mass energy of 5.5 TeV per nucleon. Besides others, the measurement

Table 1: Expected cross sections for quarkonia at the LHC. The cross sections include the branching into di-electrons as well as feed down from higher states. All numbers are given in μb [6].

\sqrt{s} (TeV)	p-p 14	p-p 5.5	Pb-Pb 5.5
J/Ψ	3.18	1.83	48930
$\Psi(2S)$	0.057	0.033	879
$\Upsilon(1S)$	0.02	0.009	304
$\Upsilon(2S)$	0.005	0.002	78.8
$\Upsilon(3S)$	0.003	0.0013	44.4

of quarkonia is a key element of the physics program. Quarkonia decaying into di-muons will be measured in the muon arm covering forward rapidities ($-4 < y < 2.5$)[8]. Di-electronic decays will be measured in the central barrel ($|y| < 0.9$) involving the following three detectors:

- The Inner Tracking system (ITS) providing fine tracking and vertex information.
- The Time Projection Chamber (TPC) as the main tracking detector providing momentum measurement as well as particle identification via the specific energy loss of charged particles in the TPC gas.
- The Transition Radiation Detector (TRD) providing electron identification via the measurement of transition radiation and serving as level one trigger device.

Simulation technique

All presented studies were done within the ALICE offline software framework *alroot*[9]. The aim was to simulate the expected performance of the di-electron quarkonia measurement with realistic estimates on the quarkonia production ratio, background and detector response. During one ALICE running year we expect to record $2 \cdot 10^9$ proton-proton collisions and $2 \cdot 10^8$ central lead-lead collisions. The complete simulation and reconstruction of one lead-lead event ($dN/dy_{ch} = 3000$) takes about 5 hours on a modern computer. It is clear that this amount of events exceeds the available computing facilities by far. For this reason a fast simulation framework was developed. Instead of using the time consuming full detector simulation a look up table was created[10], parameterizing the detector efficiency and resolution with respect to the kinematic variables p_t , θ and ϕ as well as for particle identification. Figure 1 shows an example of the parameterization.

The look up table was created by analysing 5000 simulated HIJING-events with embedded electrons.

To generate the input to the fast simulations a cocktail of particles was created. The output of this generator was evaluated using the detector parameterization and analysed afterwards.

Results

Proton-proton collisions

For the evaluation of the proton-proton measurement performance $2 \cdot 10^8$ minimum bias events were generated[11]. This represents 20% of the expected events to be recorded during one proton-proton run and enough statistics to extrapolate the results to full statistics. The events were generated using a cocktail of quarkonia simulated with the rates given in Table 1 and a proton-proton PYTHIA[12] event simulating the background including open charm and beauty. A single electron p_t cut of 1 GeV/c was applied. One finds a significant J/Ψ peak. Fitting this peak with a Gaussian gives 360 entries within the area of $\pm 1.5\sigma$ around the mean value and a width of $30 \text{ MeV}/c^2$. The like-sign distribution was used to estimate the background. Since like-sign pairs are produced with much less probability than unlike-sign pairs in proton-proton collisions the distribution had to be scaled to match the unlike-sign distribution. After scaling the distribution it was used for background estimations. Table 2 summarizes the obtained results.

One should note that the yield of measured quarkonia states will be substantially enhanced by the usage of a level one trigger on electrons. Assuming a conservative trigger efficiency of 10% and a design luminosity for 14 TeV/c² proton-proton collisions of $5 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ one would expect $9 \cdot 10^5 J/\Psi$ and $1.4 \cdot 10^3 \Upsilon$ to be recorded.

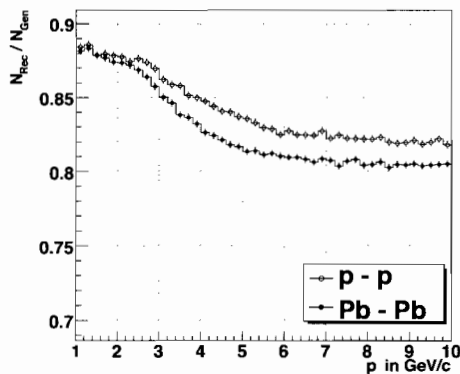


Figure 1: Response function for tracking efficiency in p_t . The efficiency for high p_t electrons decreases with p_t since more straight tracks tend to stay in dead zones while curved tracks have a higher probability to re-enter the detector.

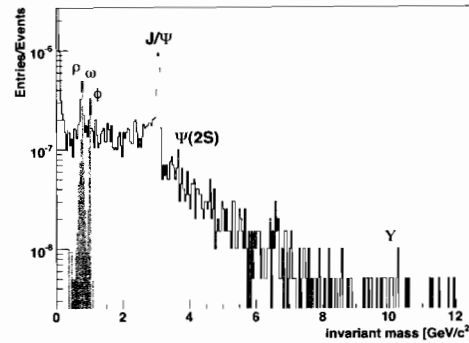


Figure 2: The invariant mass distribution as obtained by the described simulation of $2 \cdot 10^8$ minimum bias proton-proton events. One should note that a trigger on di-electrons will significantly enhance the expected yields of the various quarkonia states.

Lead-lead collisions

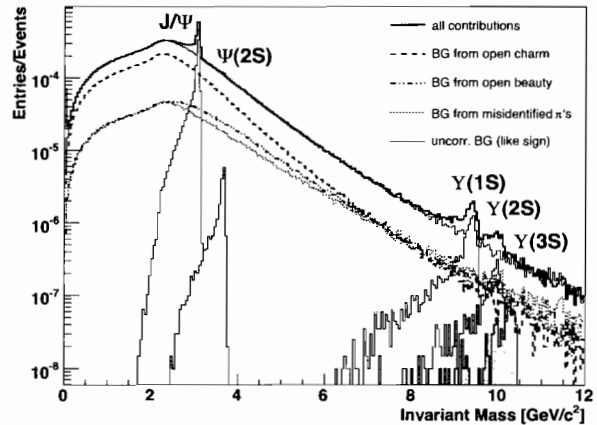


Figure 3: Invariant mass distribution as expected for $2 \cdot 10^8$ central lead-lead collisions. A single electron p_t cut of 1 GeV/c was applied. The solid black line shows the unlike-sign distribution. The background was estimated using like-sign pairs (thin black line). The gray areas indicate the pure quarkonia distributions. The dashed lines show the various contributions from other sources to the distributions.

Figure 3 shows the result for lead-lead collisions. $2 \cdot 10^8$ central events were simulated representing the expected statistics for one ALICE running year[6]. The event cocktail consisted of quarkonia signals which were simulated given the rates in Table 1. To account for electrons coming from semi-leptonic charm and beauty decays 100 $c\bar{c}$ and 4 $b\bar{b}$ per event were embedded. Pionic background was simulated using a parameterized HIJING generator tuned to the multiplicity of $dN_{ch}/dy=3000$. There are significant signals

Table 2: Summary of the main results for minimum bias proton-proton and central lead-lead collisions. Values are only given for quarkonia states where significant signals are expected. The proton-proton results are scaled to $1 \cdot 10^9$ events (one ALICE running year). See text for detailed description.

System		J/Ψ	$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$
p-p $\sqrt{s}=14$ TeV	signals	1800	15	–
	S/B	9	–	–
	$S/\sqrt{S+B}$	40	–	–
Pb-Pb $\sqrt{s}=5.5$ TeV	signals	120.000	900	350
	S/B	1.2	1.1	0.35
	$S/\sqrt{S+B}$	245	21	8

for the J/Ψ , $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$. $\Psi(2S)$ and $\Upsilon(3S)$ have only small contributions above background. The background was estimated using like-sign technique. After subtraction of the background and fitting the peaks with a Gaussian one obtains a width of $30 \text{ MeV}/c^2$ for the J/Ψ and $90 \text{ MeV}/c^2$ for the Υ , this resolution is sufficient to resolve the individual Υ states. All further results are summarized in Table 2.

Summary

The expected performance of the quarkonia measurement in the di-electron channel has been simulated under realistic assumptions. Within one year of running ALICE will accumulate enough statistics to measure J/Ψ s in proton-proton and J/Ψ s, $\Upsilon(1S)$ and $\Upsilon(2S)$ in lead-lead collisions with good signal to background ratio and significance. The invariant mass resolution is sufficient to resolve the individual Υ states.

Acknowledgements

This work was supported by the German Federal Ministry of Education and Research.

References

- [1] T. Matsui and H. Satz, *Phys. Lett.* **B178:416**, (1986).
- [2] B. Alessandro *et al.* [NA50 Collaboration], *Eur. Phys. J. C* **39** (2005) 335.
- [3] R. Arnaldi *et al.* [NA60 Collaboration R. Arnaldi], *Nucl. Phys. A* **783** (2007) 261 [arXiv:nucl-ex/0701033].
- [4] A. Adare [PHENIX Collaboration], arXiv:nucl-ex/0611020.
- [5] V. D. Barger, W. Y. Keung and R. J. Phillips, *Phys. Lett.* **B91** (1980) 253.
- [6] B. Alessandro *et al.* [ALICE Collaboration], ALICE: Physics performance report, volume II, *J. Phys. G* **32** (2006) 1295.
- [7] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and C. A. Salgado, *Eur. Phys. J.* **C9** (1999) 61.

- [8] G. Martinez, *ALICE potential for open heavy-flavour physics*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, Proceedings Quark Matter 2006, to be published
- [9] <http://aliweb.cern.ch/offline/>
- [10] J.F. Grosse-Oetringhaus, *Determination of the Physics Performance of the ALICE Central Barrel using a distributed GRID Computing Environment*, Diploma thesis, IKP Münster (2005).
- [11] F. Kramer, *Studie zur Messung von Quarkonia mit dem ALICE-TRD und Aufbau eines Teststandes für seine Ausleskammern*, Diploma thesis, IKF Frankfurt (2006).
- [12] T. Sjostrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, *Computer Physics Commun.* **135** (2001) 238.

Photons and π^0 -mesons in Au-Au-collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV

Alexander Wetzler for the STAR collaboration

The measurements of π^0 -mesons and photons in Au-Au-collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV using the STAR TPC are presented [1].

Photons are produced during the entire evolution of a heavy ion collision. Contrary to hadronic probes, they interact only electro-magnetically and thus can escape the strongly interacting matter in the reaction zone after their production without further interaction. Therefore the photon spectra reflect properties of the created matter at all stages of the collision. There are different relevant production mechanisms for photons: Early in the collision initial hard parton scatterings result in photons with high transverse momenta. Later, during thermal equilibrium of the strongly interacting matter thermal photons are produced, which carry information about the temperature of the system. All of these photons are called direct photons in contrast to the photons from electro-magnetic decays of hadrons in the final state. The main contribution comes from π^0 - and η -mesons. They are dominating the photon spectra up to transverse momenta of about $p_t = 6$ GeV. The separation of direct from decay photons requires the knowledge of the spectra of the decaying particles.

The photons are detected through their conversion in the material between the tracking device (TPC) and the interaction point. e^+ and e^- , which are the products of the photon conversions, are measured in the STAR TPC. Photon candidates are then reconstructed from all e^+e^- -pairs. π^0 -spectra can then be determined from an analysis of the invariant mass spectra of photon pairs.

The main difficulty of this analysis is the design of the STAR detector, which was optimized to reduce multiple scattering of particles in the detector material and the number of particles produced by photon conversions.

The conversion probability and the reconstruction efficiencies have been studied using a Monte Carlo embedding technique. The resulting conversion probability is less than 10% and a reconstruction inefficiency of about 35% yielding a total photon detection efficiency between 2 and 3% above $p_t = 1$ GeV in the area of ± 0.5 units of rapidity around mid-rapidity as shown in figure 1 on the left side. For lower transverse momenta the efficiency drops rapidly. The detection efficiency of the π^0 is roughly the square of the photon detection efficiency.

Figure 1 (right) shows the measured photon spectra for minimum bias collisions as function of the transverse momentum. Figure 2 shows on the left side the transverse momentum spectra of π^0 -mesons in the same collisions. The range of the spectra for both particles in transverse momentum is limited by the available statistics. On the right side the ratio of the photon spectra to the calculated

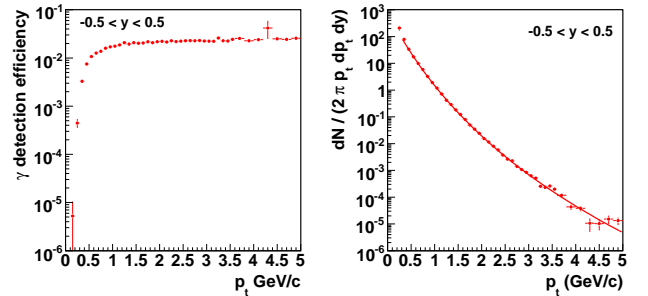


FIG. 1: On the left side the photon detection efficiency versus transverse momentum is shown for minimum bias Au-Au-collisions. On the right side the corresponding photon spectra are displayed.

spectra of photons from electromagnetic decays is shown. For the η -meson spectra an m_t -scaled version of the π -spectra has been used. This ratio is consistent with one within the errors and thus no significant signal of direct photons is observed.

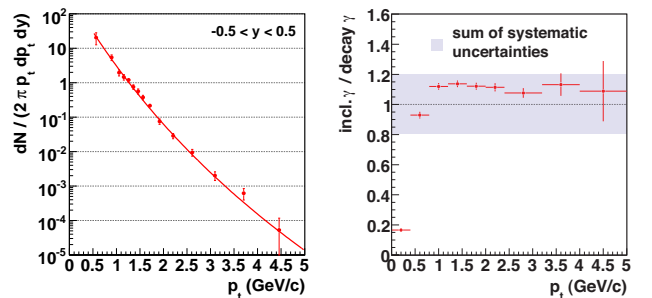


FIG. 2: π^0 -spectra versus transverse momentum are shown on the left. On the right side the photon spectra divided by the expected number of photons from electro-magnetic hadron decays are shown.

The large systematic uncertainties come from uncertainties in the Monte Carlo embedding procedure and the description of the material in the inner region of the detector. For the ratio there is the additional uncertainty from the π -meson spectra and the m_t -scaling to obtain the η -spectra. These limitation could be avoided in future measurement by taking larger data sets and by the possible addition of dedicated and well known converter material to the experimental setup.

[1] A. Wetzler, Ph.D. thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt (2006).

Commissioning of the ALICE Time Projection Chamber*

P. Braun-Munzinger¹, J. Castillo¹, U. Frankenfeld¹, C. Garabatos¹, S. Kniege², R. Renfordt²,
H.R. Schmidt¹, D. Vranic¹, J. Wiechula¹, and the ALICE collaboration
¹GSI, Darmstadt, ²J.W. Goethe University, Frankfurt/Main

The TPC is the central detector of the CERN-LHC experiment ALICE. It is the largest TPC ever built with a gas volume of $\sim 90 \text{ m}^3$ and 557568 readout channels. The LHC is scheduled to commence operation in 2007 with pp-collisions.

Before installation underground inside the ALICE L3 magnet, the TPC including its auxiliary systems and services, i.e., gas system, temperature monitoring system, drift velocity monitoring system, FEC cooling, laser system, gating, chamber supply voltages, field cage high voltage, cables, DAQ and HLT have to be commissioned to ensure proper functioning of all its components.

Hardware Installation and Schedule

The insertion of the 72 *readout chambers (ROC)* into the TPC's endplate was completed in 2005 [1]. By April 2006, the 4356 *Front-End Cards (FECs)* [2] were installed and ready to be operated. At the same time a *temperature monitoring system* [3] based on 500 pt1000 sensors was mounted on the readout chambers, inside of the gas volume and onto the TPC inner and outer vessels. The *laser system* [4] close to its final configuration was ready by March. The *field cage high voltage* (100 kV) with its final setup and control was applied for the first time in May.

The 10 kA *low voltage system*, as well as the large *cooling plant* to operate all 36 sectors simultaneously, were not used on the ground level due to infrastructure limitations. They were substituted by smaller systems operating two sectors at a time.

The commissioning of the TPC in a clean room on the surface level was accomplished in the period from May to December 2006.

Gas System

The gas system supplied by the CERN gas working group produced a pressure stability of 0.403 ± 0.013 mbar during commissioning. The oxygen content in the TPC was below 5 ppm, i.e. within the specified values of the Technical Design Report [5]. The knowledge of the exact gas composition (CO_2 -content) was ensured by a newly installed gas chromatograph. The drift velocity and the gain of the gas could be measured "online" with high precision via a *Goofie* system [6].

Cooling and Temperature Monitoring

A small, leak-less (under-pressure) cooling plant capable to supply two fully equipped sectors with

chilled water allowed to determine its operating parameters: at a nominal water flow of 10 l/min the temperature gradient between cooling in- and outlet was below $\Delta T=1^\circ \text{ C}$. The temperature gradient over a sector - extracted from the five probes mounted onto the Al-bodies of a single sector - was of the order of $\Delta T=0.1^\circ \text{ C}$. The pressure drop within a sector - an important parameter for sub-atmospheric systems - was measured to be below $\Delta p=200$ mbar.

Since the cooling plates of the FECs are connected by silicone hoses without securing hose clamps all cooling circuits were pressure tested up to 1.5 bar thus ensuring the tightness of the system in case of loss of under pressure and built-up of hydrostatic over pressure. In addition, on all circuits overpressure

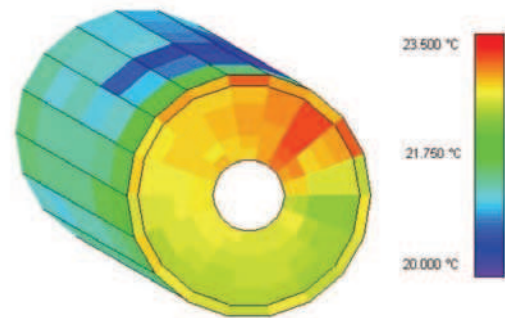


Figure 1: Temperatures on the outer hull and the readout plane of the TPC during sector tests.

valves were installed ensuring no higher pressure than 200 mbar above atmosphere.

The temperature profile as measured on the TPC surface employing the pt1000 sensors is shown in Fig.1. The temperature gradients on the outer hull are due to the air conditioning inlets of the clean room. The uneven temperature distribution on the readout plane (front-side) is due to the fact that FECs of the two rightmost sectors were powered up and their excess heat is distributed upwards. The independent regulation of the cooling circuits for the 36 sectors will allow compensating for these temperature gradients.

After the installation of all readout components, cables and cooling connections the endplates of the TPC are enclosed with actively cooled copper plates (mounted to the Service Support Wheel) shown in Fig. 2.

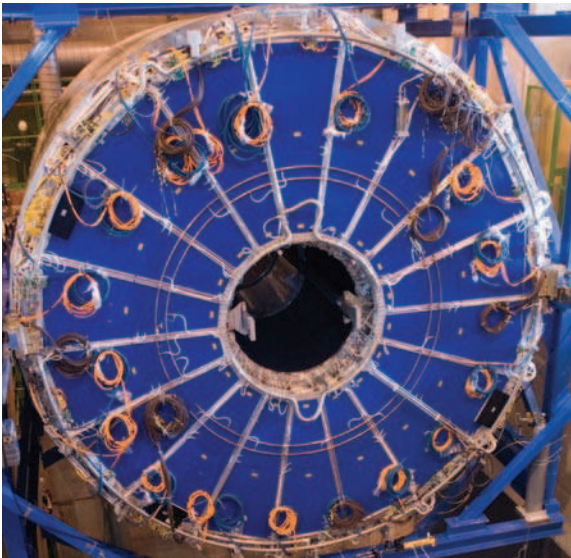


Figure 2: View of a TPC endplate with the blue cooling panels mounted. Cables and light fibres (orange) are stored for transport into the cavern.

Laser System

Besides cosmic rays, laser beams were employed to commission the TPC's ROCs. A sketch of the laser beam distribution system (prisms, beam splitter, micro-mirror bundles and laser beams) [4] is shown in Figure 3 (left); the actually measured laser tracks are shown in Fig. 3 (right).

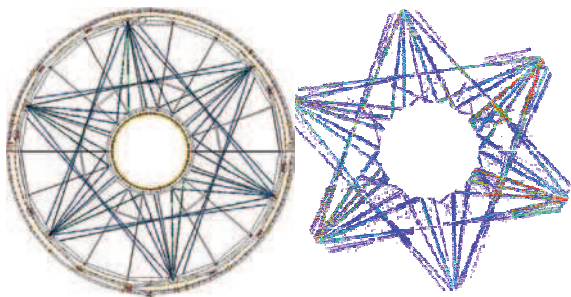


Figure 3: Left: Layout of the laser ray distribution in the TPC. Right: Actually measured tracks in laser runs.

In addition to the signals from the laser tracks, nearly all of the readout pads receive a signal from the central high voltage electrode (CE). It arises from photoelectrons released by scattered laser light. This information can also be used for alignment.

With the laser system it is possible to determine the electron drift velocity in the detector gas (Ne-CO₂-N₂) which is very sensitive to changes in temperature, pressure and gas composition. The drift velocity is

needed to calculate the absolute position in beam direction from the drift time and can also be used to monitor the gas quality.

To determine the drift velocity the difference in arrival time Δt_{arr} of electrons from the central electrode

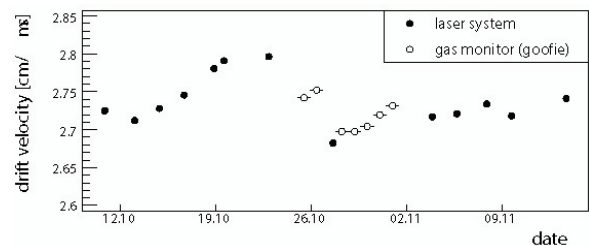


Figure 4: Drift velocity measurements as a function of time. Comparison between results from the laser system and the gas quality monitor *Goofie*.

and the laser beam plane closest to the readout plane was determined. Only the outermost 20 cm of the laser rays from one micro-mirror bundle were used. The positions of the laser rays with respect to the CE Δl are known from the technical drawings. The drift velocity is calculated as $v_{\text{drif}} = \Delta l / \Delta t_{\text{arr}}$.

Fig. 4 shows the results of the drift velocity measurements as a function of time during the commissioning phase of the TPC. The results are compared

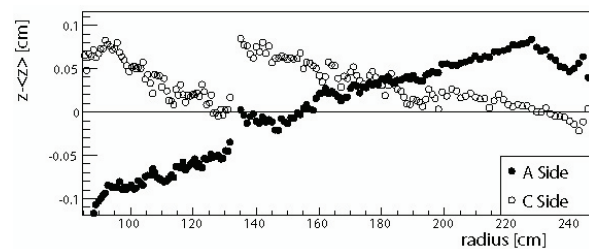


Figure 5: Measured position of the central electrode as a function of radius for two opposing sectors.

with measurements from the drift velocity monitor *Goofie* [6]. Both measurements agree within less than 1 %.

As an example for alignment measurements Fig. 5 shows the radial dependence of the drift distance, shifted by the measured mean drift distance, between the ROCs and the CE for two opposing sectors. To determine the drift distance from the measured drift time, the derived drift velocity as described above was used. The steps at $r = 133$ cm correspond to the transition from IROC to OROC and are due to different geometries of the readout chambers, mechanical alignment and field distortions. The origin of the slope, which is seen in all sectors and is negative on the opposite readout side, is still under investigation.

Edge effects from field distortions are visible at the inner and outer radii of the TPC.

These laser tracks from the commissioning runs are used in offline-analyses to correct for residual geometrical distortions and temperature effects.

DAQ and HLT

The DAQ system used during commissioning corresponded largely to the final ALICE DAQ. Running since May more than 3000 runs and estimated 3 TB of data were taken with no apparent hardware failures. The data were recorded in ROOT format and automatically migrated to CASTOR for mass storage. Online monitoring allowed inspection of the data on an event-by-event basis (see paragraph below).

The High-Level Trigger (HLT) was integrated into the data-stream and 3D online tracking was successfully applied (Fig.6).

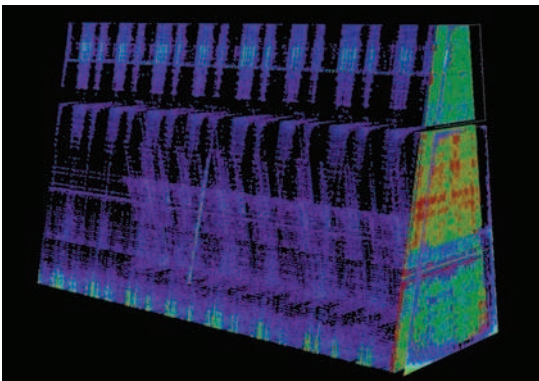


Figure 6: 3D view of a complete sector with a cosmic event as seen by the HLT system before optimization of the electronics noise (see below).

Read-Out Chambers

All 36 sectors were subjected subsequently (always two sectors were operated simultaneously) to systematic tests to characterize the fully equipped readout chambers:

Using the ACCORDE system [7] to trigger on *cosmic ray tracks* all chambers were operated at 3 different anode voltages; at nominal voltage (MIP at 20 and 30 ADC counts for inner and outer ROC, respectively), and at nominal voltage ± 50 V. The test served to verify the basic functionality of the chambers and the readout chain. Fig. 7 shows an example of a cosmic shower event seen in two sectors.

In addition, the chambers were operated employing the *laser* at the same 3 anode voltages to verify the basic functionality of the chambers and the drift volume with well-defined tracks.

In a second go-around all sectors were tested in an endurance run of at least 40 hours continuous operation.

Generally, all chambers performed fully to expectations in terms of resolution and overall gain. A few chambers exhibited gain anomalies at specific locations, which were traced back to isolated high-resistance anode wire connections. A serious upset occurred when a single anode wire broke. This necessitated the exchange of an outer ROC, which required considerable effort to re-establish the necessary environment, i.e. clean room conditions, removal of the

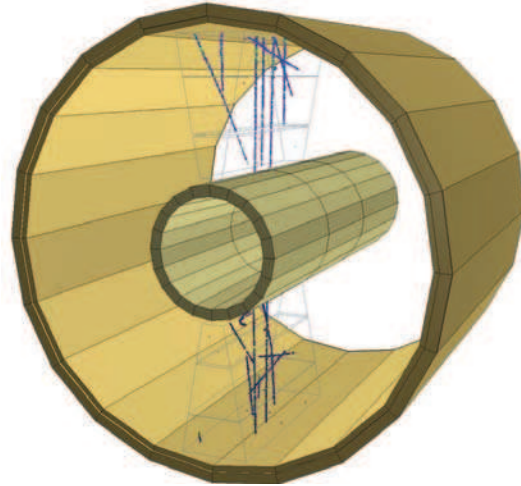


Figure 7: 3D-view of a cosmic event as seen in two TPC sectors.

FECs and installation of the mounting tool. It proved, however, the principal feasibility of exchanging a chamber “in situ” without inflicting on neighbouring sectors.

Front-End Electronics

The characterization of the FECs involved the measurement of the baseline and its RMS. Tests with a *calibration cathode pulser* (a prototype of the final calibration system) allowed checking the electrical connectivity, the homogeneity of the electronic gain and the relative t_0 of the readout. Non-working electronic channels were reduced to a level of 10^{-4} . The average RMS noise in the inner ROCs was typically 0.7 ADC counts ($\sim 680e$ ENC), Fig. 7 right, which is fully within specifications. The noise distribution over the surface is rather homogeneous with slightly higher values at the borders of the chambers (Fig. 8, left). For the outer ROCs the situation is described in the next section.

Further tests involved data taking at high trigger rates, e.g., 10 samples/channel@ 1 kHz.

Online monitoring

A ROOT based software module was developed to monitor online the data stream from the TPC during the commissioning phase to check the functionality of

the TPC readout chain, the mapping of the readout components and the proper decoding of the data.

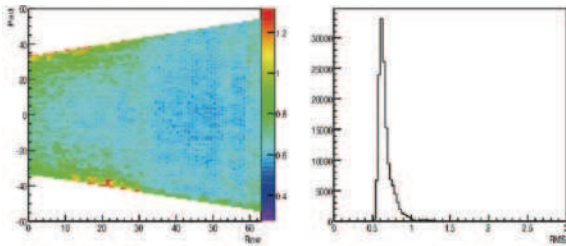


Figure 8: Left: Geometrical distribution of the noise over the chamber surface of an inner ROC. Right: Average RMS noise in terms of ADC counts.

After decoding the data a fast baseline subtraction algorithm based on a truncated mean method was applied to remove the pedestals for each channel. The maximum ADC value was displayed in a histogram (Fig. 9a) with a link to an executable showing the time profile (Fig. 9b) for each pad. Moving the mouse along a track one could thus easily follow the profile of a track in time and space. Fits could be performed to all channels in order to display the arrival time of the signals. Hence an immediate coarse picture of the alignment of detector components and gain differences of single channels could be obtained.

In addition, the width σ of the baseline was calculated for each channel and displayed the same way.

Knowing the FEC positions on the detector from the installation and the mapping of the readout chips and connectors on the FECs it was possible to isolate signals on a given selection of components. Single malfunctioning channels were identified and the corresponding FEC replaced.

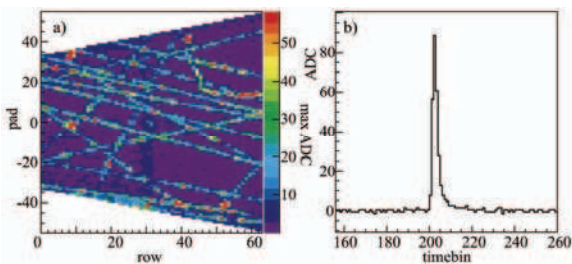


Figure 9: Maximum ADC values for one inner ROC triggered on a cosmic (a) and time profile for one selected pad (b)

The performance of the TPC is mainly determined by the noise level induced on the channels. With a designed signal-to-noise ratio of 30:1 and a dynamic range of the Analog-to-Digital Converter (ADC) in the ALTRO of 2 V the noise level σ should not exceed 1 ADC count. However at the beginning of the commissioning phase a significant fraction of pads in

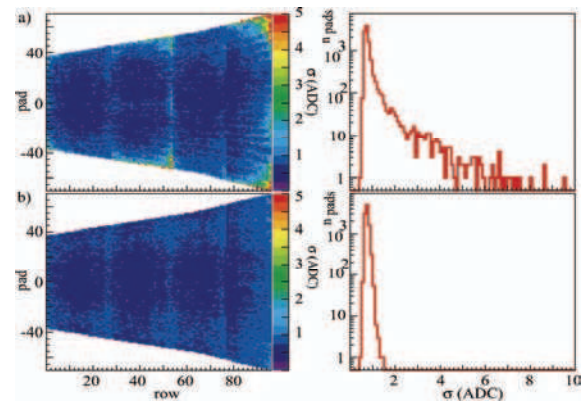


Figure 10: Width of the baseline σ in one outer ROC before (a) and after (b) the change of the ground cables and the readout timing.

the outer readout chambers exceeded this design value (Fig. 10a).

It could be shown that the high noise level was mainly due to the digital current arising from the synchronous readout of the channels and insufficient cross section of the ground cables. The Front-End Electronics allowed applying a time offset in the readout to groups of channels in order to reduce the instantaneous digital currents. In addition, increasing the diameter of the ground cables reduced the noise level on the channels significantly so that the design requirements were fulfilled (Fig. 10b).

References

- [1] G. Augustinski et al., “Status of the ALICE TPC Time Projection Chamber”, GSI Annual Report (2005) 282
- [2] R. Campanolo et al., “Readout Electronics for the ALICE Time Projection Chamber”, International Europhysics Conference on High-Energy Physics High-Energy Physics , Lisbon, Portugal (2005) 373.
- [3] U. Frankenfeld, S. Popescu, H.R. Schmidt , “Temperature Monitoring System for the ALICE TPC”, ALICE-EN-2005-001.
- [4] G. Renault et al., “The Laser Calibration System of the ALICE Time Projection Chamber”, Czechoslov. J. Phys. 55 (2005) 1674
- [5] Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-001
- [6] J. Castillo et al., “Goofie”, GSI Annual Report (2006)
- [7] A. Fernandez et al. [ACCORDE Collaboration], “ACCORDE a cosmic ray detector for ALICE”, Nucl. Instrum. Meth. A 5372 (2007) 102.

* Work supported by BMBF and GSI-F&E

Untersuchungen zum Superfocusing

J. D. Meyer, Yu. N. Demkov¹

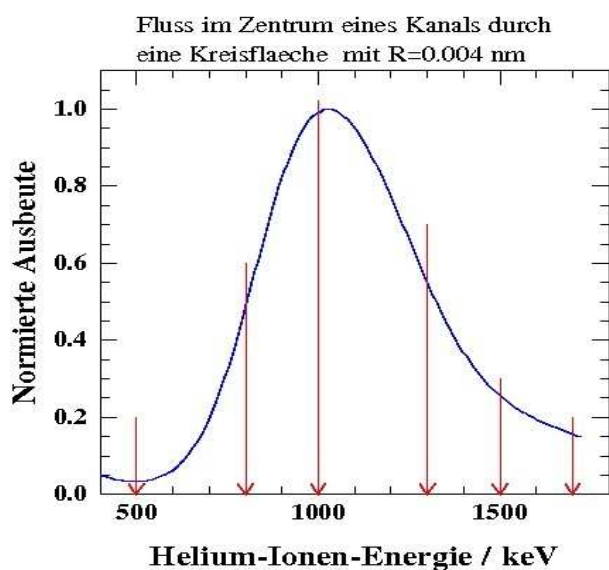
Institute of Physics, The University of St. Petersburg, 198904 St. Petersburg, Russia

Nach dem Umzug in das neue Institut und der Inbetriebnahme des 2,5 MV Beschleunigers konnte im Berichtszeitraum mit den Experimenten zum Nachweis des Superfocusing von energetischen Ionen in Einkristallen begonnen werden.

Ein kollimierter Strahl energetischer Ionen ($\sim 1\text{MeV}$), welcher in den Kanal eines Einkristalls eingeschossen wird, bildet in einer energieabhängigen Tiefe eine extrem scharfe und relative lange Fokalebene aus, in der die Flussdichte um einen Faktor Tausend ansteigen kann (Superfocusing). Dieses Verhalten wiederholt sich oszillatorisch mit abnehmender Effizienz in die Targettiefe [1,2,3].

Bisher haben nur theoretische Überlegungen und numerische Simulationen die Existenz dieses Effekts vorgeschagt. Eine experimentelle Bestätigung steht noch aus.

Zum Nachweis des Superfocusing wird ein sehr gut kollimierter Ionenstrahl benötigt. Der Aufbau am 2,5 MV Beschleuniger verfügt daher über eine Kollimationsstrecke von 6,5 m, was bei einem Blendendurchmesser von 1 mm zu einer Strahldivergenz von 1.5×10^{-4} rad führt.

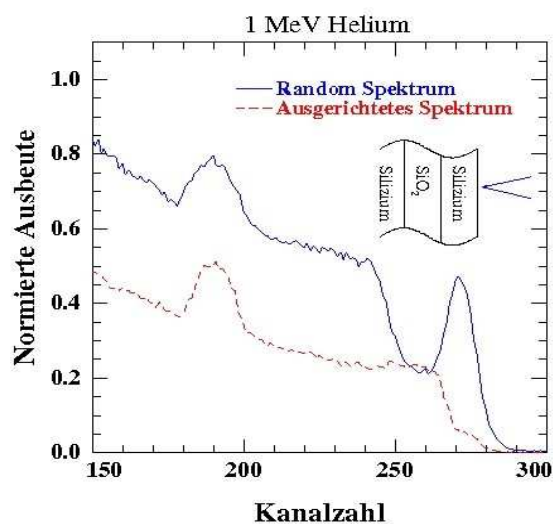


Da der Superfocusing-Effekt mit seinem extremen Anstieg der Teilchenflussdichte im Target von sich aus nicht experimentell nachgewiesen werden kann, werden spezielle Targets eingesetzt. In der Tiefe des ersten Fokuspunktes müssen sich Dotanten oder Fremdatome befinden, welche interstitiell zum Kristallaufbau des fokussierenden Targets eingebaut sind. Diese Fremdatome können bei geeigneter Wahl durch Teilchenstreuung oder durch Kernreaktionen mit den Strahlionen nachgewiesen werden. Stimmt die Position des nadelförmige Fokus mit der Position der Fremdatome im Kanal überein, sollte ein Anstieg in der Ausbeute der Reaktion beobachtet werden können. Da die Position des Fokuspunktes im Kanal des Kristalls vom Einschusswinkel abhängt[3], sollte dieser Anstieg der Ausbeute bei kleinen Verkippungen des Targets ($\sim 2 \times 10^{-3}$ rad) wieder verschwinden. Als Targets werden bisher epitaktisch hergestellte einkristalline Siliziumfilme auf einem Isolator (SOI-Filme) eingesetzt. Unterschiedliche Filmdicken und

Isolatorschichten werden verwendet. Die Dicke des hier untersuchten Oberflächen-Silizium-Films liegt bei $0.053 \mu\text{m}$, die darunterliegende SiO_2 Schicht ist $0.1 \mu\text{m}$ dick.

In diesem Bericht wird nur auf erste Ergebnisse von Helium-Streuxperimenten und nicht auf Kernreaktions experimente eingegangen. Um zum Nachweis von Sauerstoff den Fokalfpunkt in die Grenzfläche zum Isolators SiO_2 zu legen, muss eine Einschussenergie von 1MeV gewählt werden.

Abbildung 1 zeigt die Überhöhung der Flussdichte in der Mitte eines Si-Kanals in $\langle 100 \rangle$ Richtung bei einer Targettiefe von $0.053 \mu\text{m}$ als Funktion der Einschussenergie von He-Ionen (Simulation). Für jede der eingezeichneten Energien wurde ein sog. „Winkelskan“ mit einem Vorschub von 0.04° über einen Winkelbereich von perfektem Channeling bis zu einer Verkippung von 1.6° durchgeführt.



In Abbildung 2 ist für 1MeV He-Ionenenergie ein sog. Randspektrum und ein optimales Channelingspektrum dargestellt. Als erstes Anzeichen des gesuchten Effekts wird die schwache Erhöhung der Si Ausbeute im Bereich des ungeordneten SiO_2 bei optimaler Gitterführung durch die davorliegenden Si-Schicht beobachtet. Hier wird also eine Erhöhung der Ausbeute des Si gegenüber der Random-Messung festgestellt. Da dieser Effekt bei 500keV , bzw. 1.7MeV also He-Energien ausserhalb des theoretisch vorhergesagten Maximalbereiches ($\sim 1\text{MeV}$, Abb.1) nicht beobachtet wird, kann auf eine Fokussierung der He-Ionen auf das interstitielle Si in der SiO_2 -Schicht geschlossen werden. Dies wird als ein erster experimenteller Hinweis auf die Existenz des Superfocusing angesehen. Der Effekt wird an anderen Proben und für verschiedene Ionenenergien weiter untersucht.

Referenzen:

- [1] Yu.N. Demkov, JETP (russ.) 36, 88 (1959)
- [2] Yu. N. Demkov, J.D. Meyer, Proc. Symp. Channeling-Bent Crystals(2003), EP Systema Bt, Debrecen
- [3] Yu.N. Demkov, J.D. Meyer, The European Physical Journal B 42, 361-365 (2004) und darin referenzierte Veröffentlichungen.

Helmholtz Research School for Quark Matter Studies in Heavy Ion Collisions

Harald Appelshäuser, Henner Büsching

Mit Beginn des Wintersemesters 2006 hat die neugegründete *Helmholtz-Research-School for Quark Matter Studies in Heavy Ion Collisions* offiziell die Arbeit aufgenommen. Das Graduierten-Kolleg unter Federführung des Instituts für Kernphysik ist ein Gemeinschaftsprojekt der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt, der Johann Wolfgang Goethe-Universität und des Frankfurt Institute for Advanced Studies (FIAS).

Im Rahmen einer verstärkten Strukturierung der Ausbildung will das Graduierten-Kolleg auffallend begabte Graduierte aus dem In- und Ausland in besonderer Weise qualifizieren.

Die Doktoranden erhalten neben der fachlichen Ausbildung gleichzeitig ein berufsqualifizierendes und persönlichkeitsbildendes Training, das ihr Qualifikationsprofil in Wissenschaft oder Wirtschaft zusätzlich schärft. Die ausgewählten junge Doktorandinnen und Doktoranden sollen durch die gemeinsame Forschung an einer übergreifenden Fragestellung bereits früh die Bedeutung strategischer und arbeitsteiliger Allianzen kennenlernen.

Neben der Förderung des wissenschaftlichen Nachwuchses wird von dem neuen Graduierten-Kolleg aufgrund der gemeinsamen Bearbeitung einer wissenschaftlichen Fragestellung durch eine größere Zahl junger und begabter Wissenschaftler und Wissenschaftlerinnen und thematisch verbundener Dissertationen auch ein substantieller Beitrag zum Forschungsfeld erwartet. Um das Programm für exzellente Graduierte aus dem In- und Ausland attraktiv zu machen, werden alle Veranstaltungen in englischer Sprache durchgeführt.

Das neue Graduierten-Kolleg ist eines von drei Pilotprojekten, die im März 2006 den Zuschlag zur Förderung durch die Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren erhalten haben. Jedes Kolleg wird für zunächst sechs Jahre mit 1,8 Millionen Euro aus dem Impuls- und Vernetzungsfonds des Präsidenten der Helmholtz-Gemeinschaft gefördert.

Wissenschaftliches Thema des Kollegs ist die Beschäftigung mit Kern- und Hadronenphysik. Im Mittelpunkt steht die Erforschung von hochenergetischen Schwerionenkollisionen in Experiment und Theorie. Im Kolleg ist die Johann Wolfgang Goethe-Universität durch Mitglieder des Instituts für Kernphysik und des Instituts für theoretische Physik vertreten. Die Doktorandinnen und Doktoranden sind am ALICE-Experiment am CERN-LHC und an der Entstehung des internationalen Beschleunigerzentrums FAIR an der GSI, sowie deren theoretischer Beschreibung eingebunden.

In der ersten Phase des Graduierten-Kollegs wurden bis Jahresende 2006 aus mehr als 140 Bewerbern aus dem In- und Ausland die ersten 17 Teilnehmer aus 11 verschiedenen Ländern ausgewählt. Pro Jahrgang kann das Kolleg bis zu 25 Teilnehmer aufnehmen, insgesamt ist eine Förderdauer von sechs Jahren für zwei Doktoranden-Generationen vorgesehen. Das Promotionsrecht liegt an der jeweiligen Hochschule.

Die Eröffnung der *Helmholtz-Research-School* wurde mit einem Symposium im Oktober 2006 an der GSI gefeiert. Neben Beiträgen von Vertretern der Helmholtz-Gemeinschaft und der beteiligten Institute haben zwei Festvorträge (Prof.

Berndt Mueller - Duke Universität, Durham, USA und Prof. Reinhard Stock - Frankfurt) die neuen Studierenden auf ihre neuen Aufgaben eingestimmt.

Das Programm des Graduierten-Kollegs umfasst regelmäßige Vorlesungen, speziell zugeschnitten auf die Teilnehmer, wöchentliche Colloquia, zwei einwöchige *Lecture-Weeks* pro Jahr und Seminare zum Erwerb zusätzlicher Schlüsselkompetenzen. Der weiteren Strukturierung der Ausbildung wird durch die Bildung von Promotionskomitees und durch regelmäßige Präsentationen des aktuellen Stands der Arbeiten auf zweitägigen *Graduate-Days* vor den Mitgliedern des Kollegs Rechnung getragen. Dem Promotionskomitee gehören neben dem Doktoranden und seinem Betreuer ein externer Betreuer und gegebenenfalls ein Mentor an, die sich zweimal jährlich treffen und den aktuellen Stand der Arbeit kritisch und konstruktiv beleuchten und Ziele für das nächste Halbjahr definieren.

Im Wintersemester 2006 wurde eine gemeinsame Einführungsvorlesung zur Schwerionen von Prof. Appelshäuser, JProf. Blume, Prof. Gyulassy und Prof. Stöcker gehalten. Die erste Lecture-Week ist für April 2007 in Rolandseck am Rhein geplant und das Schlüsselkompetenzseminar 2007 wird in Zusammenarbeit mit dem Imperial-Kollege, London, in Easthampstead, GB, durchgeführt.

Weitere Informationen zum Programm können auf der Internetseite des Graduierten-Kolleg abgerufen werden:

<http://fias.uni-frankfurt.de/helmholtz/>

Sprecher: Prof. H. Appelshäuser
Koordinator: Dr. Henner Büsching

Mitglieder der Helmholtz Research School:

Institut für Kernphysik

Prof. H. Appelshäuser, JProf. C. Blume, PD M. Gazdzicki, Prof. K. Peters, Prof. H. Ströbele, Prof. J. Stroth

Institut für theoretische Physik

JProf. M. Bleicher, JProf. D. Dumitru, Prof. C. Greiner, Prof. J. Maruhn, Prof. D. Rischke, HD J. Schaffner-Bielich

Center for Scientific Computing

Prof. S. Schramm

GSI

Prof. P. Braun-Munzinger, Prof. H. Feldmeier, Prof. B. Friman, Prof. W. Henning, Prof. J. Knoll, Prof. K.H. Langanke, Prof. P. Senger, Prof. J. Wambach

FIAS

PD E. Bratkovskaya, Prof. I. Mishustin, Dr. I. Shovkovy, Dr. M. Strickland, Prof. H. Stöcker

Atomphysik

Symmetrie und deren Brechung im H_2^+ Molekül	31
Auger Electron angular distributions as a probe for molecular structure	33
Photiionisation von Argodimeren	36
Doppelphotoionisation an Supraleitern	38
Dissoziativer Elektroneneinfang	39
Radiative Electron Capture to Continuum RECC in Near-Relativistic Collisions	40
Electron Capture to Continuum (ECC) in Near-Relativistic Collisions	41
Projectile Ionization and Electron Loss to Continuum (ELC) in Near-Relativistic Heavy-Ion Collisions	42
Technischer Stand und erste Experimente am COLTRIMS-XXL-Aufbaus	43

Symmetrie und deren Brechung im H_2^+ Molekül

T. Havermeier¹, L. Foucar¹, Th. Weber¹, K. Kreidi¹, M. Schöffler¹, L. Schmidt², T. Jahnke¹, O. Jagutzki¹, A. Czasch¹, F. Martín², J. Fernández², E. P. Benis³, T. Osipov⁴, A. L. Landers⁵, A. Belkacem⁴, M. H. Prior⁴, H. Schmidt-Böcking¹, C. L. Cocke³, R. Dörner¹

¹ Institut für Kernphysik, University Frankfurt, Max von Laue Str. 1, 60438 Frankfurt, Germany.

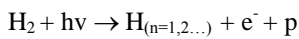
² Departamento de Química, C-9, Universidad Autónoma de Madrid, 28049 Madrid, Spain.

³ Department of Physics, Kansas State University, Cardwell Hall, Manhattan, KS 66506, USA.

⁴ Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA 94720, USA.

⁵ Department of Physics, Auburn University, Auburn, AL 36849, USA.

H_2 ist das einfachste und häufigste Molekül im Universum und hat zudem eine vollständig symmetrische Wellenfunktion im Grundzustand. Hier konnte jedoch ein Zerfallsprozess beobachtet werden, bei dem diese Symmetrie gebrochen wird. Dazu wurden dissoziierende Zerfallskanäle bei der Photoionisation von Wasserstoff und Deuterium Molekülen mit Hilfe der COLTRIMS Methode [6] betrachtet.



Um diese Reaktion herbeizuführen wurde linear polarisierte Synchrotronstrahlung der ALS des Lawrence Berkeley National Laboratory verwendet. Bei der Absorption eines einzelnen Photons geht dessen Energie in die Fragmente des H_2 über, es gilt also die folgende Energiebetrachtung:

$$h\nu = E_e + KER + E_{exc}$$

Wobei KER die Energie der Kerne (Kinetic Energy Release), E_e die Energie des ausgelösten Elektrons und E_{exc} den Anregungszustand des neutralen Wasserstoffatoms bezeichnet. Mit dem hier vorgestellten Experiment konnte die Unterschiedliche Aufteilung dieser Energien in Abhängigkeit von der Photonenenergie gemessen werden (Abb. 1).

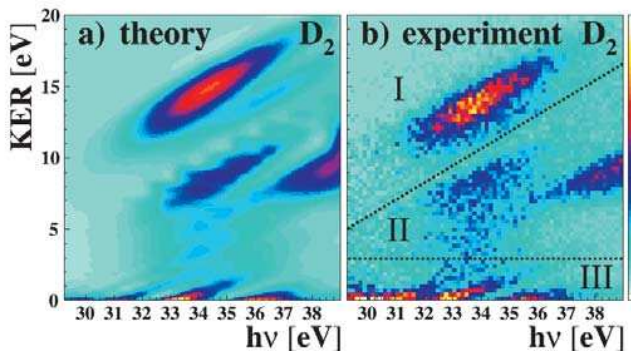


Abb.1 Verteilung des KER in Abhängigkeit der Photonenenergie. sowie Vergleich der experimentellen Daten (b) mit einer vollständig quantenmechanischen Simulation von F. Martin et al.

Es zeigten sich hierbei zum Teil klar abgegrenzte Bereiche, die jeweils einer Population von bestimmten Potentialkurven zugeordnet werden können. So zeigt sich beispielsweise eine hohe Intensität in Bereich I von Abb.1, die einer direkten Besetzung des dissoziierenden $2p\sigma_u$ Zustands entspricht. Im Potentialbild ist dieser Ionisationspfad unter Abb. 2 C skizziert.

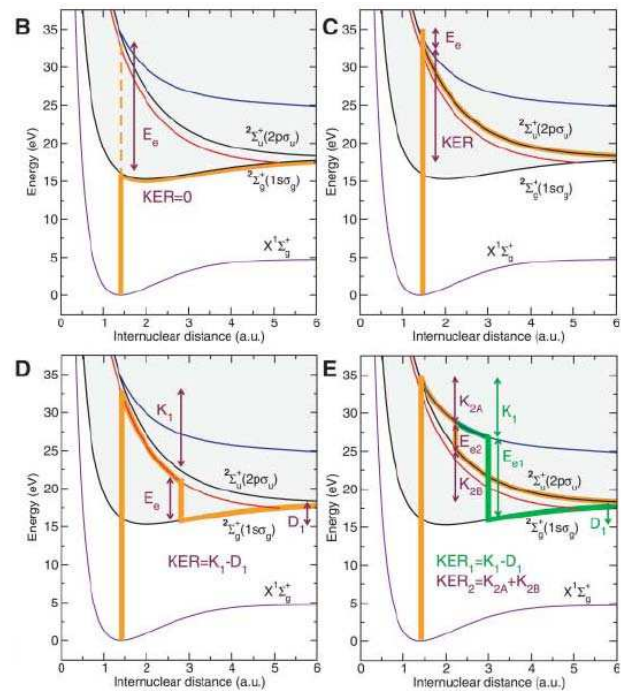


Abb.2 Verschiedene Ionisationspfade dargestellt in den Potentialkurven (von F. Martin).

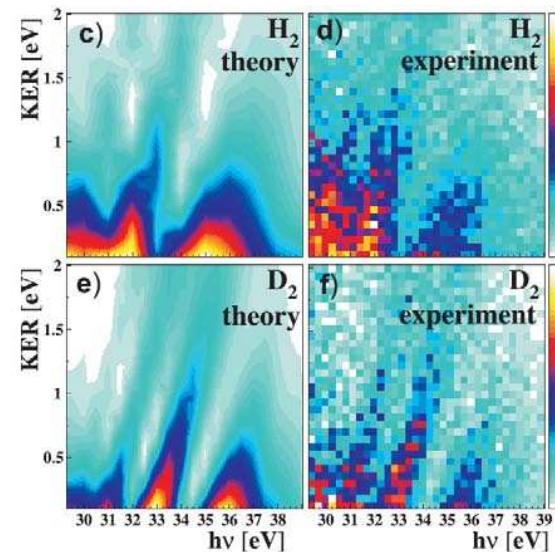


Abb.3 Ausschnitt aus Abb.1 für H_2 und D_2 dazu jeweils Vergleich mit der Theorie von Martin et al.. Hier zeigt sich eine ausgeprägte Struktur, die durch eine Interferenz zwischen dem $1s\sigma_g$ Zustand und einem Zerfall über das Q1 Band erklärt werden kann.

Es treten außerdem fingerartige Strukturen im Bereich von kleinem KER (Bereich III in Abb.1 und vergrößert Abb.3) auf, die durch Interferenz zweier Zerfallspfade erklärt werden können. Hierzu muss die direkte Besetzung der $1\sigma_g$ Kurve (Abb. 2 B) mit einem Zerfallspfad über einen doppelt angeregten Zustand des Q1 Bands kohärent addiert werden. Berücksichtigt man dies in der Simulation [1] so können die gemessenen Strukturen ausgezeichnet reproduziert werden (siehe Abb. 3). Hier zeigt sich zudem ein Isotopeneffekt, der jedoch von der Theorie durch ein unterschiedliches Schwingungsverhalten aufgrund der verschiedenen Massen erklärt werden kann.

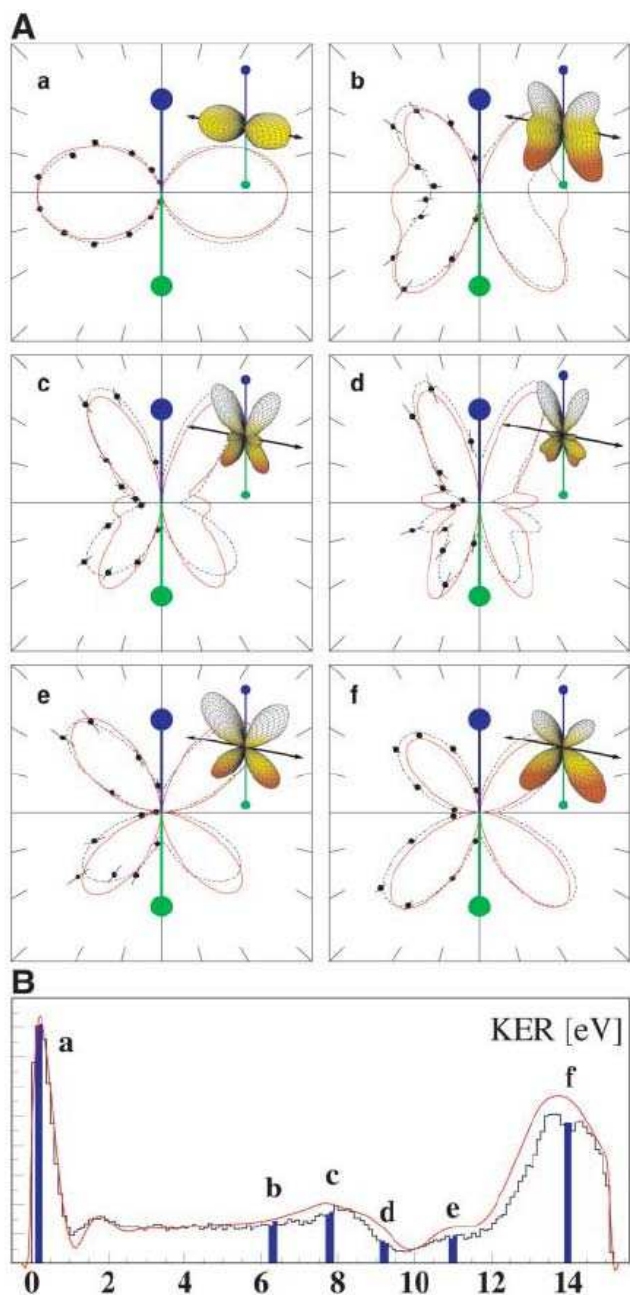


Abb.4 Winkelverteilungen bei unterschiedlichem KER. Hier ist der Emissionswinkel des Elektrons gegen die Molekülachse aufgetragen. Das Proton ist hier grün markiert (unten), während das neutrale Atom blau (oben) dargestellt ist. Die Polarisation des Lichtes ist hier immer senkrecht zur Molekülachse orientiert. Hier fällt in einigen Bereichen sofort eine Asymmetrie entlang der Achse auf. In (B) sind die ausgewählten Sektoren der Winkelverteilungen in einem eindimensionalem KER Spektrum dargestellt.

Des Weiteren liefert die durchgeführte Messmethode Winkelverteilungen der Elektronenemission. Hier kann in einigen Bereichen eine starke Asymmetrie beobachtet werden (Abb.4). Dies wiederum bedeutet, dass die Information des emittierten Elektrons über lange Zeit erhalten bleibt, da dessen Richtung mit der Wahl des verbliebenen Elektrons für eines der beiden Protonen zur Bildung des neutralen Atoms verknüpft ist. Die Ununterscheidbarkeit der beiden Protonen im Molekül ist dadurch also aufgehoben. Quantenmechanisch lässt sich dieses Phänomen durch eine kohärente Überlagerung verschiedener Zerfallspfade deuten. Die beiden überlappenden Zerfallspfade sind in Abb. 2 E skizziert. In beiden Fällen wird hierbei zunächst ein doppelt angeregter Zustand populiert, der jedoch nach kurzer Dissoziation unter Aussendung eines Elektrons in zwei mögliche Zustände des H_2^+ Molekülions übergehen kann. Durch die kohärente Überlagerung einer anschließenden Dissoziation auf der $2p\sigma_u$ bzw. $1\sigma_g$ Potentialkurve kann die Richtungsinformation des Elektrons in der Phase zwischen beiden Zuständen erhalten bleiben. Es entsteht also eine Superposition zwischen symmetrischen und antisymmetrischen Zuständen, die asymmetrische Winkelverteilungen ermöglicht. Quantenmechanische Berechnungen [1] können auch diesen Effekt wiedergeben (siehe Abb. 4). Die hier am Wasserstoff-Molekül aufgezeigten Mechanismen zum Symmetriebruch lassen sich auf alle Moleküle übertragen, was neue theoretische Ansätze zur Beschreibung komplexerer Systeme ermöglicht.

Referenzen:

- [1] F. Martín et al., Single Photon-Induces Symmetry Breaking of H_2 Dissociation, Science 315, 629 (2007)
- [2] I. Sánchez, F. Martín, Multichannel Dissociation in Resonant Photoionization of H_2 , Phys. Rev. Lett. 82, 3775 (1999)
- [3] Sánchez, F. Martín, Dissoziative photoionization of H_2 and D_2 by (30-37)-eV photons via $1\Pi_u$ states, Phys. Rev. A 60, 2200 (1999)
- [4] Tilo Havermeier, Photoionisation und doppelt angeregte Zustände in Wasserstoff- und Deuterium-Molekülen, Diplomarbeit Frankfurt, 2006
- [5] Lutz Foucar, Ionisation und Anregung von Wasserstoff- und Deuteriummolekülen mit Synchrotronstrahlung, Diplomarbeit Frankfurt, 2003
- [6] R. Dörner et al., Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A 'Momentum Microscope' to View Atomic Collision Dynamics, Physics Reports 330 95-192 (2000)

Auger Electron angular distributions as a probe for molecular structure

T. Jahnke¹, J. Titze¹, L. Foucar¹, R. Wallauer¹, T. Osipov², E. P. Benis³, A. Alnaser⁴, O. Jagutzki¹, W. Arnold¹, L. Ph. H. Schmidt¹, A. Czasch¹, Th. Weber², A. L. Landers⁵, A. Belkacem², C. L. Cocke⁴, M. H. Prior², H. Schmidt-Böcking¹, and R. Dörner¹

¹ *Institut für Kernphysik, University of Frankfurt, Max-von-Laue-Str. 1, D-60438 Frankfurt, Germany*

² *Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley CA 94720*

³ *Foundation for Research and Technology - Hellas, Institute of Electronic Structure and Laser, GR 71110 Heraklion (Crete), Greece*

⁴ *Dept. of Physics, Kansas State University, Cardwell Hall, Manhattan KS 66506*

⁵ *Department of Physics, Auburn University, Auburn AL-36849.*

The most puzzling aspect of the quantum mechanical description of particles is their wave-like behavior. In a beautiful experiment in 1961 Jönsson demonstrated [1] that electrons scattered at a double slit show interference patterns just as light does. In a Thomas Young type double slit experiment spherical waves emerge from each slit leading to a coherent superposition of those waves on, for example, a detecting screen. A very similar situation can be realized in molecular photoionization of an innershell electron being emitted from a diatomic homonuclear molecule (see e.g. [2-5]). An innershell electron is rather well localized prior to ionization at either one of the atoms, but the two atoms of the molecule are indistinguishable. Thus, single photo ionization may be described as a coherent superposition of two electron waves being emitted from each atom. If the electron's wave length is sufficiently small compared to the atoms' internuclear distance, a double slit-like emission pattern should be detectable in the angular distribution. A remainder of this interference also survives the integration over the angle of the molecular axis [2, 4, 6]. Similar angular integrated experiments have been reported for ion impact [7].

In a recent publication Gel'mukhanov *et al.* [8] have shown theoretically that the angular distribution of an electron being created in a resonant Auger decay shows the same interference phenomenon. The double slit-like pattern arises from the two waves from each atom differing only by a phase factor of $\exp(i\mathbf{p}\mathbf{R})$ leading to a term $\sim\cos(\mathbf{p}\mathbf{R}/2)$ in the angular distribution of the emitted electron. The Auger transition matrix element additionally depends on the initial and final state wavefunctions. Furthermore, Gel'mukhanov *et al.* suggest that the interference contribution may be used in order to gather information on the molecule's structure. Two primary difficulties need to be overcome when approaching that problem experimentally: (1) Molecular states can be either of *gerade* (*g*) or *ungerade* (*u*) symmetry. If the symmetry of the decaying system is changed, the relative phase between the two emerging electron waves changes by $\pi/2$ and as a consequence the angular distribution $\cos(\mathbf{p}\mathbf{R}/2)$ turns into one $\sim\sin(\mathbf{p}\mathbf{R}/2)$. Therefore, if the molecular system decays with equal probability into both *g*- and *u*-states, the interference patterns will cancel out. (2) The interference pattern - even if an appropriate molecular state is measured - is strongly washed out if the molecule's spatial orientation is

not fixed but random. N_2 is a suitable system for an experimental study of this effect. As a first step the molecule is excited from the groundstate to the Π^* state ($1\Sigma_u$). After that the molecule decays to a singly charged N_2^+ ion emitting a high energetic Auger electron. In some cases the molecule ends up in a doubly charged state after emission of a second, low energetic Auger electron. As this happens, the molecular ion breaks up in a Coulomb explosion into two singly charged fragments.

The first problem pointed out by Gel'mukhanov *et al.* is avoided as the $1s \rightarrow \pi^*$ transition is chosen for excitation: a core level electron from the molecule's $1\sigma_u$ orbital is lifted to the previously unoccupied $1\pi_g$ orbital [9].

Secondly, We measured the molecular orientation during the photoionization process by detecting the high energy Auger electron in coincidence with the two fragment ions using a retarding field COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy (COLTRIMS) [12, 13] approach as described in more detail in [14]. In brief, a supersonic gas jet provides nitrogen in its electronic and vibrational groundstate. VUV-light from the synchrotron (Advanced Light Source (ALS), Berkeley, Bl. 4.0.2) is crossed with the jet creating a well defined reaction zone of approx. $2.5 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$. Charged particles from that region are guided by homogenous electric and magnetic fields to two position sensitive MCP detectors with delayline-readout [15]. From the measured times of flight and positions of impact on the detector the vector momenta after photoionization are obtained during online analysis for each particle. The molecular orientation at the instant of the Coulomb explosion is acquired as the ionic fragments' momenta, and thus, directions of emission are measured. Because the Auger decay takes place on a time scale much shorter than the rotational period of the molecule, the orientation obtained from the Coulomb explosion nearly coincides with that of the molecule at the time of Auger decay [16]. The high energy Auger electron ($330 \text{ eV} < EA < 360 \text{ eV}$) is measured using a retarding field followed by a field free drift region. That approach allows for both a sufficient energy/momentum resolution of $<1 \text{ eV}$ for a 360 eV electron as well as relatively large 12° acceptance angle leading to convenient coincidence rates.

Fig. 1 shows our first experimental results. In panel (a) the angular distribution of all high energetic Auger electrons

measured in coincidence with two N^+ ions is shown. The solid line depicts the angular pattern formed by double slit interference with u symmetry using an internuclear distance value of $R = 1.16 \text{ \AA}$, which is known to be the average separation of the two nitrogen atoms in the Π^* excited state [18]. The inset displays the angular distribution in polar form. The measured angular distribution differs quite substantially from the pure interference pattern. It is strongly peaked along the molecular axis and its minima are not that distinct. This might be because the angular distribution is a superposition of the interference pattern and the shape of the molecular orbital [17], and that there is a small admixture of a distribution of g symmetry in the observed decays. Furthermore, the overall agreement with the position of the interference pattern's maxima and minima is not perfect, giving the impression of an incorrect choice of internuclear distance or electron wavelength in the simulated interference pattern. As a next step, we restrict our Auger electron energy. Choosing only photo excitation events that led to Auger electrons with highest energies ($355 \text{ eV} < EA < 360 \text{ eV}$ (shaded area in Fig. 1 (c)) gives rise to the angular distribution shown in Fig. 1 (b). Again, the solid line is the angular distribution expected from a double slit with the same parameters like in panel 1 (a). Surprisingly, in that case the maxima and minima are in better agreement with the expectation of the double slit. Therefore we conclude that the kinetic energy of the Auger electron has an effect on the interference pattern. To investigate this further we display the dependence of the Auger electron angular distribution on the Auger electron kinetic energy in Fig. 2(a). It appears that the minima and maxima of the angular distribution move towards higher angles for lower energies. Further simulations indicate that the change of the electron wavelength related to the change in energy of only $\sim 5 \text{ eV}$ can not be responsible for that effect: the changes in the angular pattern caused by such a wavelength change are only marginal.

A closer look at the complete decay path of the examined reaction is necessary. Potential energy surfaces (PES) of singly and doubly charged N_2 molecules are available [19, 20] only for slightly lower energies than relevant in the present case of a doubly charged state of N_2 . Still, interpolating the PES from [20] to higher potential energies leads to the sketch shown in Fig. 3. The Auger electrons of highest energy drop onto the singly charged PES just at the crossing with the doubly charged PES causing the second low energy Auger electron of zero energy. Auger electrons of low but non zero energies are created as the internuclear distance at the time of decay is smaller. In that case, the second Auger electron will gain a kinetic energy of a few eV from the system's drop to the doubly charged PES. An estimation of the singly charged PES presented in [20] gives a slope of about 20 eV/\AA in the internuclear distances' region of interest. After applying this interpretation to our data, we conclude that the observed change of the interference pattern is not due to the variation in electron energy, but instead primarily due to the change in internuclear distance for different Auger electron energies. The Auger decay of the excited neutral N_2 onto a steep repulsive N_2^+ PES maps the internuclear distance at the instance of the Auger decay onto the Auger electron energy. The bottom panel of Fig. 2 shows the corresponding simulation. The double slit's distance is varied for different electron energies with a slope of 20 eV/\AA as suggested above,

causing the angular distribution to move "outwards" for lower electron energies. For a better comparison with the experimental data, the simulation takes a simple atom-like angular distribution [21] with a β -parameter of $\beta=1.5$ into account, basically suppressing angles at $\cos(\theta)=0$. Our simple simulation assumes a transition to one single PES (see Fig. 4) while in reality a whole manifold of potential energy surfaces are reachable during decay. Thus, the experimental data reflect the fact that many slightly different angular patterns with different internuclear distances are superimposed even for a fixed electron energy.

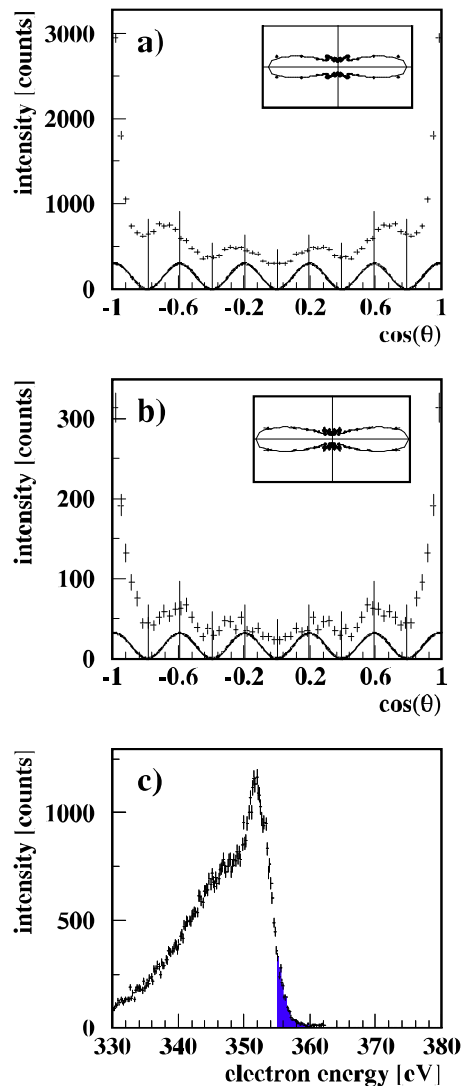


FIG. 1: (a) The molecular frame angular distribution of the high energetic Auger electron emitted after π^* excitation. The solid line at the bottom shows the angular distribution of a 355 eV electron scattered at a double slit with a slit distance of 1.16 \AA . The vertical lines are located at the slit-function's minima and maxima. The inset contains the molecular frame angular distribution in a polar representation with the molecule being aligned horizontally. (b) the same distribution restricting the energy of the electron to $355 \text{ eV} < EA < 360 \text{ eV}$ (shaded area in Fig. 1 (c)). (c) Measured energy distribution of the high energetic Auger electron after detection of two N^+ ions.

In conclusion, we have used a retarding field-COLTRIMS imaging techniques to investigate the Auger decay of molecular nitrogen after $1s \rightarrow \pi^*$ excitation. The molecular frame angular distribution of the emitted Auger electron resembles strongly the distribution of an electron wave of u symmetry being emitted from a classic double slit with the separation of nitrogen's atom's internuclear distance. The distribution shows furthermore a strong dependance on the Auger electron's energy that cannot be explained by simply taking the variation of the Auger electron's wavelength into account. As the potential energy surface after Auger decay is very steep, different internuclear distances are mapped to different Auger electron kinetic energies. While it is shown that in principle the Auger electron angular distribution can be used as a tool for structure determination of molecules, the present work discloses both, challenges and opportunities for future high resolution coincidence measurements. The comparably simple picture of an electron wave being scattered at a double slit becomes complicated and challenging when being applied to a real molecule.

Referenzen:

- [1] C. Jönsson. *Zeitschrift für Physik*, 161:454, 1961.
 [2] H. D. Cohen and U. Fano. *Phys. Rev.*, 150:30, 1966.
 [3] I. G. Kaplan and A. P. Markin. *Sov. Phys. Dokl.*, 14:36, 1969.
 [4] Liu XJ, Cherepkov NA, Semenov SK, et al. *J. Phys.*, B39:4801, 2006.
 [5] J. Fernandez, O. Fojon, A. Palacios, and F. Martin. *Phys. Rev. Lett.*, 98:043005, 2007.
 [6] M. Walter and J. Briggs *J. Phys.*, B32:2487, 1999.
 [7] N. Stolterfoht, B. Sulik, V. Hoffmann, B. Skogvall, J. Y. Chesnel, J. Rangama, F. Fremont, D. Hennecart, A. Cassimi, X. Husson, A. L. Landers, J. A. Tanis, M. E. Galassi, and R. D. Rivarola. *Phys. Rev. Lett.*, 87:023201, 2001.
 [8] F. Gel'mukhanov and I. Minkov. *Phys. Rev.*, A70:032507, 2004.
 [9] I. H. Suzuki and N. Saito. *J. Chem. Phys.*, 91:5324, 1989.
 [10] W. Eberhardt, J. Stöher, J. Feldhaus, E. W. Plummer, and F. Sette. *Phys. Rev. Lett.*, 51:2370, 1983.
 [11] N. Saito and I. H. Suzuki. *Chem. Phys. Lett.*, 129:419-424, 1986.
 [12] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshhammer, and H. Schmidt-Böcking. *Physics Reports*, 330:96-192, 2000.
 [13] J. Ullrich, R. Moshhammer, A. Dorn, R. Dörner, L. Ph. H. Schmidt, and H. Schmidt-Böcking. *Rep. Prog. Phys.*, 66:1463-1545, 2003.
 [14] T. Jahnke, Th. Weber, T. Osipov, A. L. Landers, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, C. L. Cocke, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner. *J. Elec. Spec. Rel. Phen.*, 73:229-238, 2004.
 [15] see <http://www.roentdek.com> for details on the detectors.
 [16] T. Weber, et al. *J. Phys.*, B34:3669, 2001.
 [17] Wurth W., Weimer J.J., Hudeczek E., Umbach E. *Surf. Science*, 173:L619, 1986.
 [18] Feifel R, Gel'mukhanov F, Baev A, Agren H, Piancastelli MN, Bassler M, Miron C, Sorensen SL, de Brito AN, Bjornholm O, Karlsson L, and Svensson S. *Phys. Rev. Lett.*, 89:103002, 2002.

- [19] M. Lundqvist, D. Edvardsson, P. Baltzer, and B. Wanneberg. *J. Phys.*, B29:1489, 1996.
 [20] T. Aoto, K. Itoa, T. Ibaraki, Y. Hikosaka, A. Shibasaki, R. Hirayama, N. Yamamono, and E. Miyoshi. *J. Chem. Phys.*, 124:234306, 2006.
 [21] V. Schmidt. *Rep. Prog. Phys.*, 55:1483, 1992.

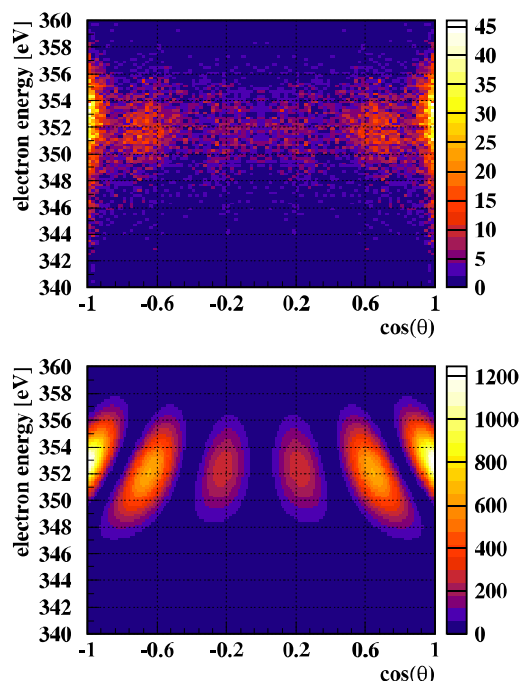


FIG. 2: The molecular frame distribution of the high energetic Auger electron (as in Fig. 1 (a,b)) in dependance of the Auger electron's kinetic energy. Upper panel: experimental data, bottom: a simulation of the double slit interference pattern with a variation of the slit's distance of 20 eV/\AA (s. text).

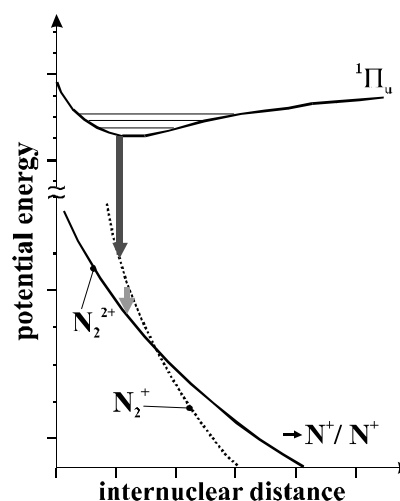


FIG. 4: Sketch of the potential energy surfaces involved during the two steps of the decay. The system decays from the Π^* -state to a singly charged ion state (dashed line). Shortly after that the second decay to the doubly charged final state (solid line) takes place.

Photoionisation von Argondimeren

K.Kreidi, Th.Weber, T. Jahnke, M. Schöffler, J. Titze, N. Neumann, L. Schmidt, S. Schoessler, L. Foucar, M. Odenweller, K. Cole, R. Noerenberg, R. Wallauer, H. K. Kim, Z. Erengil, WenBin, A. Czasch, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

Im Juni 2006 wurde mit einer COLTRIMS-Apparatur die Elektronenwinkelverteilung, die sich nach der 1s-Photoionisation von Argon-Dimeren ergibt, untersucht. Es handelt sich bei diesem Experiment um ein Projekt der Helmholtz-Hochschul-Nachwuchsgruppe, welche auf der Zusammenarbeit des Deutschen Elektron Synchrotron (DESY) in Hamburg und dem Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF) der Johann Wolfgang Goethe Universität basiert. Der Aufbau der Apparatur und die Vorbereitung für die Durchführung des Experimentes am DESY haben am IKF stattgefunden.

In diesem Experiment soll untersucht werden, ob die einzelnen Atome des Argondimers zwei voneinander unabhängige Systeme darstellen, d.h. ob sie nach einer Störung von außen, hier der Ionisation des 1s-Elektrons, zu unterscheiden sind. Eine Unterscheidung der Argonatome ist möglich, wenn durch die Photoionisation eine lokalisierte Vakanz erzeugt und somit die Symmetrie des Dimers gebrochen wird. Diese Symmetriebrechung äußert sich dann in einer asymmetrischen Elektronenwinkelverteilung entlang der Dimerachse.

Führt man diese Untersuchung an homonuklearen Molekülen anstatt an homonuklearen Dimeren durch, so wird die erwartete asymmetrische Winkelverteilung nicht beobachtet. In Abb.1 ist das Ergebnis für das N_2 -Molekül dargestellt. Die Elektronenwinkelverteilung entlang des $N^{++}-N^+$ -Moleküls entspricht, wie für das N^+-N^+ -Molekül, einer kohärenten Addition der von jedem Atom ausgehenden Elektronenwelle. Sie weist also keine Asymmetrie auf. Die zwei Atome des Stickstoffmoleküls sind somit trotz ihrer unterschiedlichen Ladung ununterscheidbar.

Das liegt an der höheren Bindungsenergie (kovalente Bindung), die in einem Molekül im Gegensatz zu einem Dimer herrscht. Die Atome eines Dimers sind nur über die Van-der-Waals Kraft gebunden. Ihre Bindungsenergie ist deshalb um einen Faktor 1000 geringer als die der Atome in einem Molekül, und ihr Abstand zueinander ist demzufolge größer. Im Argondimer herrscht ein Abstand von 0,37 nm zwischen den Atomen. Das N_2 -Molekül weist dagegen nur einen atomaren Abstand von 0,11 nm auf. Die Wechselwirkung zwischen den Atomen ist somit viel geringer als die der Atome in einem Molekülverband.

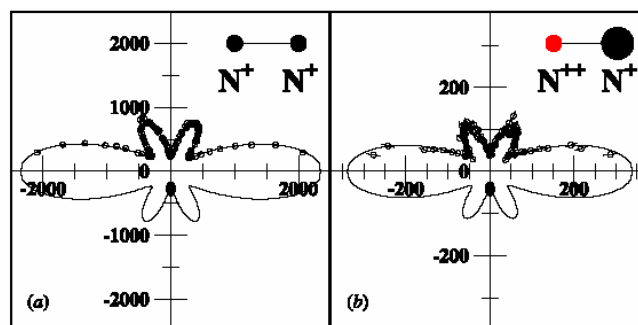


Abb. 1: Winkelverteilung eines 9,8 eV Photoelektrons von N_2 . Die Polarisation des linear polarisierten Lichts ist horizontal. Der Öffnungswinkel des Elektrons sowie der Ione beträgt $\pm 20^\circ$. a) zeigt die Elektronenwinkelverteilung für den N^+-N^+ -Zerfall; b) zeigt die für den $N^{++}-N^+$ -Zerfall. [Web01]

Um die Ionisation des 1s-Elektrons von Argondimeren zu untersuchen, müssen zunächst physikalische Bedingungen geschaffen werden, unter denen zwei Argonatome sich zu einem Dimer verbinden. Es wurde also in der Vorbereitung untersucht, bei welcher Temperatur und welchem Gasdruck sich Dimere in dem Argonjet bilden. Es wurde herausgefunden, dass man den größten Dimeranteil, d.h. das größte Verhältnis an Dimeren zu Monomeren, bei Zimmertemperatur und einem Gasvordruck von 6 bar erhält. Gemessen wurde dies mit einem Massenspektrometer, welches sich im Jetdump der COLTRIMS-Apparatur befindet.

Die Photoionisation des 1s-Elektrons des Argondimers wurde durchgeführt bei einer Photonenenergie von 3216 eV. Das dabei entstehende Photoelektron hat eine Energie von 10 eV. Die 1s-Ionisation führt zu einer Fragmentation des Dimers. Die Aufnahme der Teilstücke der Dimerfragmentation geschah in einer Koinzidenzmessung. Das bedeutet, erst wenn zwei Ionen und ein Elektron in einer gewissen Zeitspanne detektiert werden, wird das Ereignis gespeichert. So selektiert man schon während der Durchführung des Experimentes einen großen Teil unerwünschter Ereignisse, wie die Ionisation einzelner Argonatome, heraus.

Das im Anschluss an die Photoionisation angeregte Argondimer regt sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit über den Augerzerfall ab.

Ist nun nach einem oder mehreren Augerzerfällen die Energie, die nach dem Auffüllen einer Vakanz entsteht, nicht ausreichend, um ein weiteres Elektron aus dem Atom zu ionisieren, so regt sich das Atom mit Hilfe seines

Nachbaratoms aus dem Dimer ab. Der hierbei ablaufende Prozess nennt sich Interatomic Coulombic Decay (ICD) [Jah05]. In diesem Prozess erzeugt die nach dem Auffüllen der Vakanz übrig gebliebene Energie ein virtuelles Photon, welches ein Elektron des Nachbaratoms emittiert.

Es findet hier ein Energieaustausch zwischen den Atomen statt. Demnach handelt es sich bei den beiden Atomen des Argondimers bezüglich der Energieabregung nicht um unabhängige Systeme.

Das Auftreten unterschiedlicher Abregungsprozesse des Dimers erlaubt es uns aber nun, die beiden Argonfragmente aufgrund ihrer verschiedenen Ladungen zu unterscheiden und daraufhin ihre Unabhängigkeit im Ort anhand der Elektronenwinkelverteilung zu untersuchen.

Aus der Reaktion resultiert ein mehrfach geladenes Atom durch die Photoionisation und die darauffolgenden Augerzerfälle und ein einfach geladenes Atom durch den ICD-Prozess. Aufgrund des großen internuklearen Abstandes in dem Argondimer geschieht die Photoionisation und die Augerzerfälle in 2/3 aller Fälle in einem Atom [Ued06], der ICD-Prozess findet dagegen im Nachbaratom statt.

Die verschiedenen Zerfallskanäle lassen sich in einem Flugzeitspektrum darstellen. (Abb. 2). Dieses Spektrum nennt man PhotoIon-PhotoIon- Coincidence (PIPICO) Spektrum. Hier wird die Flugzeit des zuerst auf dem Detektor auftreffenden Ions gegen die des Ions, welches als zweites auf dem Detektor auftrifft, aufgetragen. Man erkennt in Abb.4 Zerfälle, die bis zu einer 4fach-Ionisation eines Fragmentes führen.

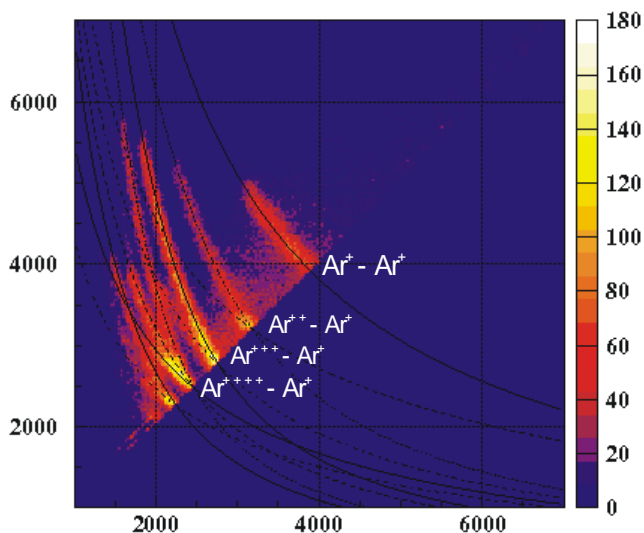


Abb. 2: Photoion-Photoion-Coincidence Spektrum, zu sehen sind die Zerfallskanäle $Ar^+ - Ar^+$ bis $Ar^{++++} - Ar^+$.

Anhand dieser im Experiment gemessenen Flugzeiten sowie der Auftrefforte der Fragmente werden nun die Impulse der Fragmente und die daraus resultierenden Winkelverteilungen der Elektronen um das Argondimer berechnet. Diese werden dann auf ihre Symmetrie untersucht. Leider liegen hierzu noch keine experimentellen Ergebnisse vor.

Die Theorie von Sergey Semenov weist eine eindeutige Asymmetrie in der Elektronenwinkelverteilung auf (Abb.3).

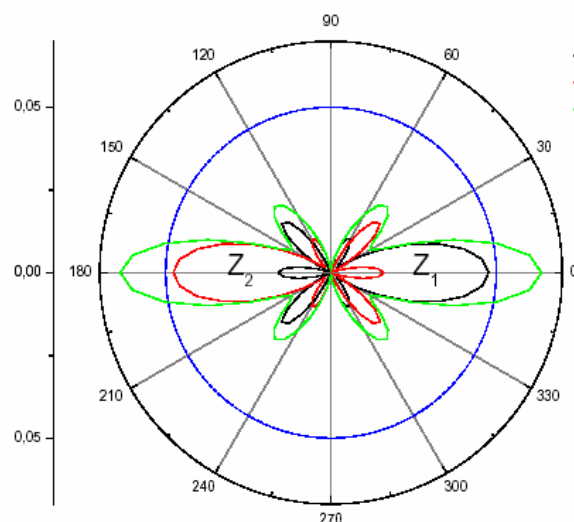


Abb. 3: Theorie von Sergey Semenov. Die rote und die schwarze Kurve zeigt die Winkelverteilung für eine von jeweils einem Atom ausgehenden Elektronenwelle. Die grüne Kurve zeigt die kohärente Überlagerung der beiden Elektronenwellen. Die Achse des Dimers liegt hier horizontal.

Die symmetrische grüne Kurve beschreibt die kohärente Überlagerung der Elektronenwinkelverteilungen und entspricht damit der Annahme der Beschreibung des Argondimers als ein System. Die rote sowie die schwarze Kurve zeigen die asymmetrischen Winkelverteilungen entlang des Argondimers, die wir erwarten, wenn wir von den Atomen des Dimers als voneinander unabhängigen Systemen ausgehen.

Referenzen:

- [Web01] T. Weber et al, *Journal of Physics B: At. Mol. Opt. Phys.*, **34**, (2001), 3669-3678
- [Web03] T. Weber, Dissertation, „Untersuchung der verschränkten Bewegung freier Elektronenpaare emittiert aus Ein- und Zweizentren Coulomb-Potentialen in Photoabsorptionsprozessen“, (2003), Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main
- [Jah05] T. Jahnke, Dissertation, „Interatomic Coulombic Decay- Experimentelle Untersuchung eines neuartigen interatomaren Abregungsmechanismus“, (2005), Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main
- [Ued06] K. Ueda et al, Preprint submitted to Elsevier Science, (2006)

Doppelphotoionisation an Supraleitern

I. Lauter¹, S. Voss^{1,2}, R. Wallauer¹, T. Jahnke¹, A. Kanigel², L. Foucar¹, B. Ulrich¹, T. Havemeier¹, O. Jagutzki¹, D. Hant¹, L. Schmidt¹, Th. Weber¹, M. Hattass¹, R. Dörner¹, H. Schmidt-Böcking¹

[1] Institut für Kernphysik, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt am Main

[2] Dept. Of Physics, University of Illinois at Chicago

Das Experiment wurde im November an der Beamline BW3 des Hasylab am DESY in Hamburg durchgeführt.

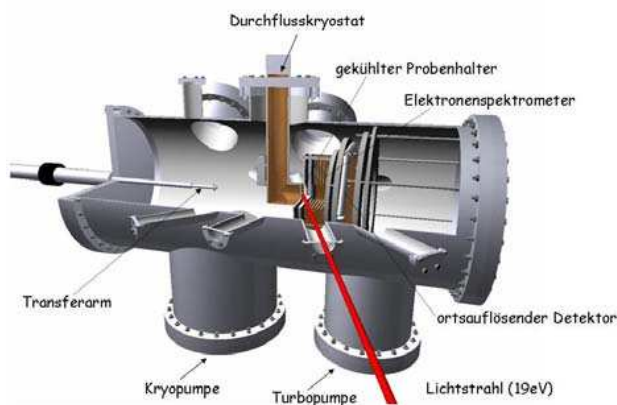


Abb.1: Schnitt durch Vakuumkammer

Es wurde ein Hochtemperatursupraleiter (Bi2212) mit harten, gepulsten (5MHz) UV-Strahlen (19eV) beleuchtet, um korrelierte Elektronenpaare (Cooperpaare) in Supraleitern nachzuweisen.

Zur Messung wurde ein zeit- und ortsauflösender Multihitdetektor verwendet, ähnlich dem bei den Gasphasenexperimenten genutzten COLTRIMS. Auf ihn wurde mittels eines elektrischen Feldes der gewählte Impulsraum (bis zu 2π) projiziert. Aufgrund der supraleitenden Eigenschaften der Probe (Meissner-Ochsenfeld-Effekt) konnte kein Magnetfeld überlagert werden, daher musste das Spektrometer sehr kurz konzipiert werden.

Das Experiment wurde unter Ultrahochvakuumbedingungen durchgeführt ($1\text{E}-10\text{mbar}$), um die Wiederbesetzungszeit der Oberfläche zu verlängern. Der Probenhalter ist mit einem Kryostat thermisch verbunden, um die Temperatur der Probe regeln zu können.

Es wurden Daten bei verschiedenen Temperaturen gesammelt. Eine sorgfältige, systematische Analyse dauert zurzeit noch an. In den Daten wird nach einer back-to-back Impulskorrelation der Elektronen unterhalb der Sprungtemperatur von 80K gesucht. Gemessen wurde in einem Temperaturbereich von $\sim 10\text{K} - 295\text{K}$.

Wie jede Beamline liefert auch die BW3 außer den Photonen mit der gewünschten Energie zusätzlich

höhere Harmonische. Diese wurden mit Hilfe eines Indium-Filters herausgefiltert, welcher im unteren Bereich sehr gut funktionierte, im oberen Bereich jedoch sehr viele höhere Harmonische durchließ ($<90\text{eV}$).

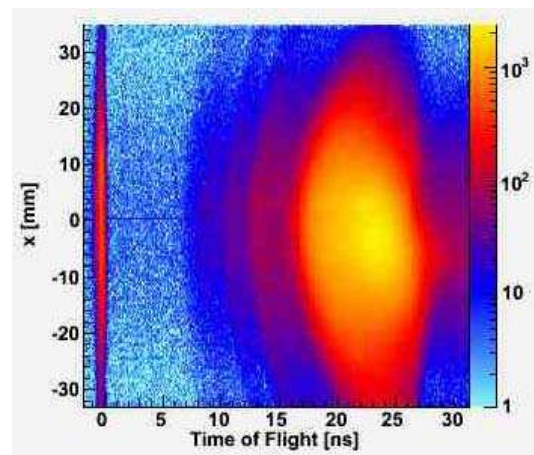


Abb.2: Flugzeit gegen x-Ort-Komponente. Zu erkennen sind die höheren Harmonischen bis zur 16. Ordnung

Da der Beitrag der Elektronen die durch höhere Harmonische emittiert werden bei etwa 10% liegt, verdeckt er den geringen Anteil der Fermifläche, die zur Sampleidentifizierung unablässig ist. Daher ist bei der nächsten Strahlzeit geplant die Filterung zu optimieren und bei niedrigerer Photonenenergie ($<19\text{eV}$) zu messen (am BW3 nicht möglich).

Während der Messung kam es zu unvorhergesehenen Schwierigkeiten bei dem Wechsel der Proben, dies führte zu zweimaliger Belüftung der Kammer während der Strahlzeit, was den Umfang der geplanten Datenaufnahme verringerte.

Die Strahlzeit lieferte verwertbare und viel versprechende Ergebnisse.

Für März 2007 ist eine erneute Strahlzeit am BESSY geplant, bei der aparative Verbesserungen umgesetzt werden.

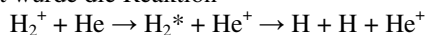
In Zukunft kann darüber hinaus ein Niedrigtemperatursupraleiter eingebaut werden. Trotz der höheren Anforderungen an die Kühlung des Experiments bei dieser Art von Supraleiter ist diese Erweiterung des Experiments sinnvoll, da für diese Supraleiter theoretische Vorhersagen für die Doppelionisation vorliegen.

Dissoziativer Elektroneneinfang

Sven Schöblier, Lothar Ph. H. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, Reinhard Dörner

Nach dem Umzug des IKFs in das neue Physik-Gebäude wurde die 60kV-Implantationsanlage wieder aufgebaut und um einen Atomphysik-Messplatz erweitert [1]. An diesem werden die Messungen zum dissoziativen Elektroneneinfang in langsame Molekülonen [2], am alten IKF-Standort durchgeführt an der EZR-Ionenquelle, mit höherer Auflösung wiederholt.

Untersucht wurde die Reaktion



bei Stoßgeschwindigkeiten unter 1 a.u. Das He-Target ist in Form eines Überschall-Gasjets aufgebaut, die Messung des He^+ erfolgt mit der COLTRIMS-Technik, Flugzeit und Auftreffort der neutralen H-Atome nach erfolgter Dissoziation werden auf einem multihitfähigen Multichannelplate-Detektor mit hexagonaler Delayline-Anode gemessen. Durch die Messung der Streuwinkel und Flugzeiten sämtlicher Teilchen können alle Impulse im Endzustand bestimmt werden.

Diese kinematisch vollständige Messung erlaubt es, verschiedene Reaktionskanäle zu unterscheiden, welche man in Abb. 1 als deutlich getrennte Bereiche erkennen kann. Sie entsprechen unterschiedlichen Pfaden zwischen den Moleküleigenzuständen des H_2 . Diese werden in [3] für den ähnlichen Fall einer $\text{HeH}^+ + \text{He}$ Kollision diskutiert.

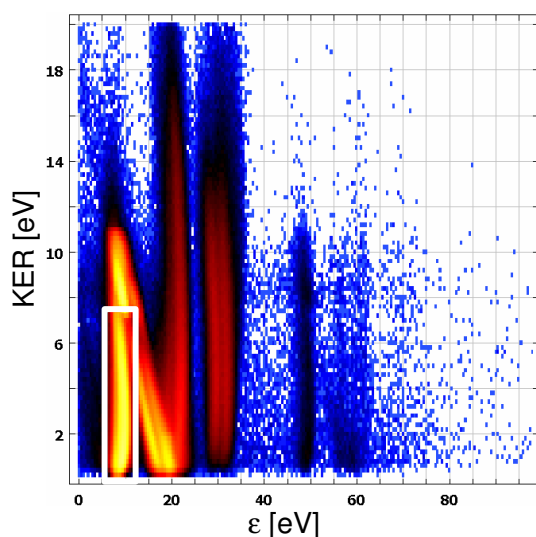


Abb. 1 Unterschiedliche Reaktionskanäle lassen sich anhand des Kinetic Energy Release (KER) und der gesamten Energieänderung während der Reaktion, ϵ , unterscheiden (siehe [3]). Der weiße Kasten kennzeichnet den Reaktionskanal, bei dem sich nach dem Elektronentransfer sowohl Projektil als auch Target im elektronischen Grundzustand befinden.

Die Daten lassen sich in inverser Kinematik betrachten, ein schnelles He-Atom streut dann an einem quasi ruhenden H_2^+ -Molekül and überträgt dabei ein Elektron. Im Rahmen der Axial Recoil Approximation lässt sich die Orientierung der Molekülachse zum Stoßzeitpunkt aus der Richtung des Molekülaufbruchs bestimmen.

Für den Reaktionskanal, bei dem sich sowohl die Molekülfragmente als auch das He^+ -Target im elektronischen Grundzustand befinden (in Abb. 1 durch einen weißen Kasten markiert), zeigt das He^+ -Streumuster deutliche Interferenzstrukturen. Diese sind stark von der Ausrichtung der Molekülachse zum Zeitpunkt des Stoßes abhängig.

Die experimentellen Daten in Abb. 2 (rote Punkte) zeigen Ereignisse, die aus dem oberen Bereich des weißen Kastens in Abb. 1 stammen (KER zwischen 6,5 und 8,5 a.u.) und bei denen zusätzlich die Molekülachse senkrecht zur Strahlachse stand. Hier tritt ein deutliches Interferenzmuster auf.

Dieser Effekt kann als Interferenz zwischen zwei Kugelwellen beschrieben werden, die von den beiden Kernen des Moleküls ausgehen. Die durchgezogene Linie in Abb. 2 zeigt eine einfache theoretische Vorhersage für diesen Prozess. Dabei wird ein Phasenschub aufgrund des Symmetriewechsels des Moleküls während des Elektronentransfers berücksichtigt.

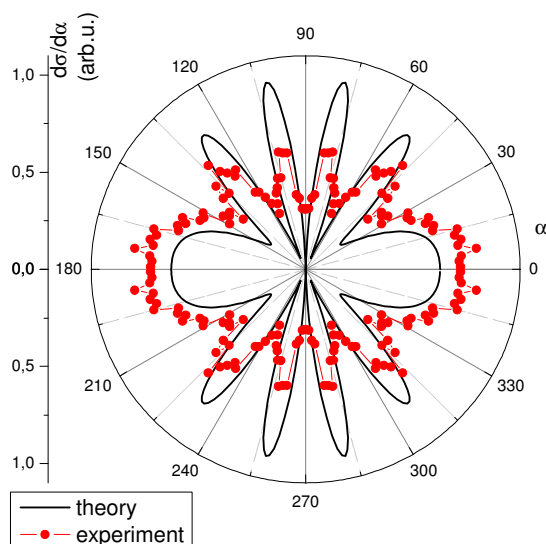


Abb. 2 Experimentelle Daten (rote Punkte) und theoretische Vorhersage (durchgezogene Linie) für Ereignisse mit senkrechter Ausrichtung der Molekülachse zum Strahl. Beide sind integriert über Recoiltransversalimpulse zwischen 6,5 und 8,5 a.u. und einen KER von 2 bis 3 eV (entsprechend einem Kernabstand von 1,20 bis 1,03 a.u.). Die Projektilgeschwindigkeit ist 0,45 a.u. (10 keV Projektilenergie). Der Graph zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels α zwischen Molekülachse und Recoiltransversalimpuls.

Referenzen:

- [1] L. Ph. H. Schmidt et al., IKF-Jahresbericht 2004/05, p. 83
- [2] C. Wimmer et al., IKF-Jahresbericht 2003, p. 25
- [3] W. Wu, M.H. Prior, H. Bräuning, Phys. Rev. A 57, R5 (1998)

Radiative Electron Capture to Continuum RECC in Near-Relativistic Collisions

M. Nofal^{1,2}, S. Hagmann³, Th. Stöhlker², D. Jakubassa-Amundsen⁴, C. Kozhuharov²,
R. Moshhammer¹, J. Ullrich¹, A. Gumberidze³, U. Spillmann³, R. Reuschl³, S. Heß³, S. Trotsenko³,
D. Banas³, F. Bosch³, D. Liesen³, H. Rothard⁵, R. Dörner³,

¹Max Planck Institut für Kernphysik, Heidelberg, ²GSI, Darmstadt, ³Inst. f. Kernphysik, Univ. Frankfurt, ⁴Mathematisches Institut der LMU München, ⁵CIRIL-Ganil, Caen, France

Swift heavy-ion collisions offer a powerful tool to investigate a number of fundamental processes, e.g. REC/photoionization (PI)[1] and (e,2e) for highly charged ions[2] in configurations which are not accessible otherwise. We have recently shown that the short wavelength limit of electron-nucleus bremsstrahlung (BS)[3] can be studied in a unique fashion by measuring differential cross sections for the radiative electron capture (RECC) into the projectile continuum in near relativistic collisions of highly charged ions with atoms[4]. In the projectile frame the RECC is the kinematic inverse of the electron-nucleus bremsstrahlung at the short wavelength limit (SWL) [5]: a quasifree electron from the target is decelerated from velocity v_{proj} to $v \approx 0$ while emitting a photon of energy $E_x = (\gamma - 1)mc^2$. Fano and Pratt[6,7] emphasize that the short wavelength limit of BS is very closely related to PI and may serve as precision probe for the active electron's wavefunction in the extreme E-fields in the immediate vicinity of the nucleus.

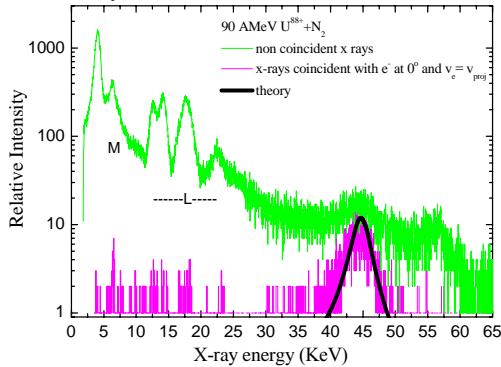


Fig.1: X-ray spectrum detected at $\theta=90^\circ$ coincident with forward electrons with $v_e \approx v_{\text{proj}}$ compared with theory, a random x-ray spectrum is included for comparison. The calculated photon spectrum is obtained from the four-fold differential cross section by integration over the forward electron acceptance cone and the energy resolution of the spectrometer.

We have investigated the forward electron emission in 90AMeV $U^{88+} + N_2$ collisions and measured in the ESR coincidences between electrons around $v_e \approx v_{\text{proj}}$ and x-rays. Electrons were analyzed with the imaging forward electron spectrometer and x-rays were detected with a HpGe detector at 90° with respect to the beam axis. In the coincident x-ray spectra (Fig.1) we observe for the very first time nearly exclusively photons from the short wavelength limit of the electron-nucleus bremsstrahlung, corroborating identification of the coincident electrons as emerging from the RECC channel. We found a strong asymmetry of the coincident RECC electron momentum

distribution which is skewed towards the high energy side of the electron spectrum (Fig.2), as predicted by theory. This asymmetry is opposite to the one found for the non-radiative electron capture to the continuum ECC [5]. We note that the half width of the RECC cusp on the low momentum side is only 1.5 a.u., compared to 3.5a.u. for the nonradiative ECC.

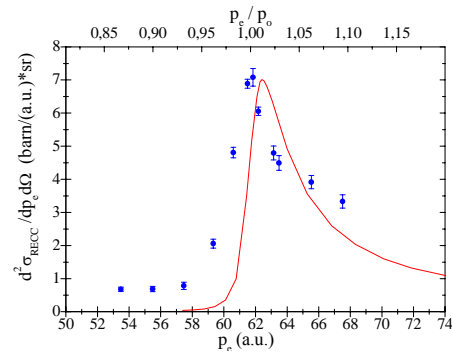


Figure 2 Radiative electron capture to the projectile continuum in 90AMeV $U^{88+} + N_2$ collisions as a function of the electron momentum in a.u. (lower scale) or as function of the electron momentum in units of p_0 , i.e. the momentum of an electron travelling with projectile velocity. The full curve represents the result of the relativistic impulse approximation folded with the instrumental resolution. The experimental cross section is normalized to the maximum of the theoretical cross section.

The shift of the peak of the theoretical curve to higher p_e is attributed to a contribution in the experimental spectrum from electrons captured into Rydberg states of the projectile and field ionized in the spectrometer. This supplemental part of the electron spectrum is centred at $\vec{v}_{\text{electron}} = \vec{v}_{\text{projectile}}$, its inclusion in a theoretical calculation, not consistently feasible within the present approach, would tend to reduce the difference between the experimental and theoretical peak positions. We will test the theoretical predictions [5] of a very strong collision energy dependence of the observed cusp asymmetry.

References

- 1 T. Stöhlker et al. PRL **79**(1997)3270
- 2 H. Kollmus et al. PRL **88**(2002)103202
- 3 for Bremsstrahlung in ion-atom collisions see T. Luziejewski et al. in J. Phys. B **31**(1998) 2601
- 4 M. Nofal et al Annual Report GSI(2005)304
- 5 D. Jakubassa, J. Phys. **B36** (2003)1971; Radiation Physics and Chemistry **75**(2006)1319; M. Nofal et al., this issue
- 6 U. Fano et al. Phys. Rev. **116**(1959)1168
- 7 R. Pratt et al. Phys. Rev. **133**(1964)B1090

Electron Capture to Continuum (ECC) in Near-Relativistic Collisions

M. Nofal^{1,2}, S. Hagmann³, Th. Stöhlker², D. Jakubassa-Amundsen⁴, Ch. Kozhuharov²

¹Max Planck Institut für Kernphysik, Heidelberg, ²GSI, Darmstadt, ³Inst. f. Kernphysik, Univ. Frankfurt, ⁴ Mathematisches Institut der LMU München

In near relativistic collisions of heavy ions and atoms there is a transition region where radiative (RECC) and non radiative (ECC) transfer processes to the projectile appear with comparable cross sections. This is a particularly interesting case for studying the dynamics of these processes as in both cases initial and final states are the same and the only difference is the additional radiative degree of freedom in the RECC channel. Whereas the RECC is uniquely identified by coincidences between forward emitted electrons around $\vec{v}_{electron} = \vec{v}_{projectile}$ and bremsstrahlung photons, the double differential cross section DDCS for the non radiative transfer ECC $U^{88+} + N_2 \rightarrow U^{88+} + e_{Cusp} + \{N_2^{+*}\}$ can only be derived indirectly as in a storage ring no coincidence measurement of cusp electrons with projectiles not having undergone a charge exchange in the collision is possible. We have thus measured for 90 AMeV $U^{88+} + N_2$ all pertinent channels: coincidences of electrons around $\vec{v}_{electron} = \vec{v}_{projectile}$ with bremsstrahlung photons and charge exchanged projectiles U^{89+} , U^{87+} , respectively (see fig.1). In a given number of detected forward emitted electrons the fraction of electrons associated with projectile loss (ELC) and transfer ionization (TI) is completely determined from the coincidences with the charge exchanged projectiles $n_{loss}(U^{89+})$ and $n_{capt}(U^{87+})$, respectively, and detected in multi wire proportional counters MWPC behind the first magnet downstream from the target zone. Theoretical angular distributions for electron nucleus bremsstrahlung and the simultaneously measured RECC permit to calculate the total fraction of forward electrons associated with the RECC. After subtracting these channels the relative cross section for non radiative capture to continuum ECC is derived (see fig 2).

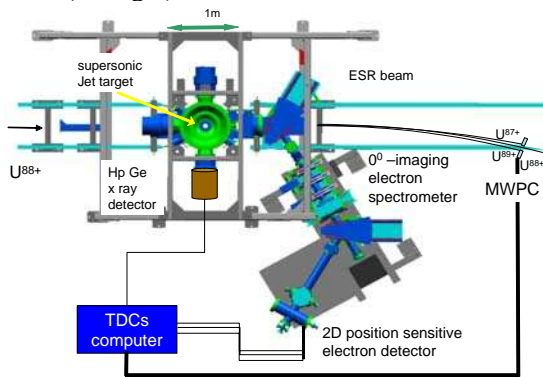


Figure 1: Top-view of the experimental set-up at the supersonic jet target area of the ESR with 0° -forward electron spectrometer, charge exchange projectile MWPCs and the HpGe x-ray detector at 90° with respect to the projectile beam.

The observed FWHM of 7 au implies a significantly broader slope of the cusp than the corresponding one for the RECC which has a low momentum slope half width at half maximum of 1.5 au. We find reasonable agreement of the ECC line shape with the relativistic impulse approximation except in the high momentum slope further away from the cusp centre. In this region contributions from simultaneous excitation +capture with subsequent autoionization in the projectile (thus resulting in an unchanged charge state of the projectile) would be found. The slight asymmetry of the ECC cusp towards small electron momenta is in agreement with theory.

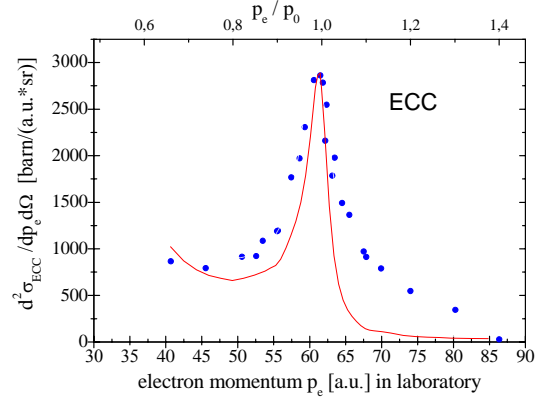


Figure 2 Non-radiative electron capture to the projectile continuum in 90AMeV $U^{88+} + N_2$ collisions as a function of the electron momentum in a.u. (lower scale) or as function of the electron momentum in units of p_0 , i.e. the momentum of an electron travelling with projectile velocity. The full curve represents the result of the relativistic impulse approximation folded with the instrumental resolution. The experimental cross section is normalized to the maximum of the theoretical cross section.

For low collision energies in the non-relativistic regime[1] the ECC is known to exhibit a much stronger asymmetry as observed here but also with higher intensity on the low momentum side; for asymptotically high collision energies the dominance of s-continua is expected to lead to a symmetric ECC cusp[1]. In the medium collision energy range as in the current case, the weak asymmetry is, however, attributed by theory to an absence of coherence for the contributing s-, p- and d- partial waves[1]. In subsequent experiments the strongly velocity dependent asymmetry of the ECC will be investigated over a wide range of collision velocities.

References

1. J. Burgdörfer, in Lecture Notes in Physics, Vol. **213**, p 32(1984) Springer, Heidelberg

Projectile Ionization and Electron Loss to Continuum (ELC) in Near-Relativistic Heavy-Ion Atom Collisions

M. Nofal^{1,2}, S. Hagmann³, Th. Stöhlker^{2,3}, A. Surzhykov¹, S. Fritzsche⁴, C. Kozhuharov², R. Moshhammer¹, J. Ullrich¹, A. Gumberidze², U. Spillmann², R. Reuschl², S. Heß², S. Trotsenko², F. Bosch², D. Liesen², R. Dörner³, H. Rothard⁵

¹Max Planck Institut für Kernphysik, Heidelberg, ²GSI, Darmstadt, ³Institut für Kernphysik, Univ. Frankfurt, ⁴Institut für Theoretische Physik, Univ. Kassel, ⁵CIRIL-Ganil, Caen, France

The electron loss to projectile continuum cusp (ELC) permits to study the dynamics of the ionization for well defined shells of highly charged ions with emphasis focused on continuum states very close to threshold. This provides very sensitive tests to assess the range of validity of first order theories [1] and has recently received new attention in view of unexpected observations [2].

We have studied forward electron emission in two systems of different projectile Compton profile, $U^{88+} + N_2$ and $Sn^{47+} + N_2$ collisions at the supersonic jet-target of the ESR storage ring. We report first results for 90AMeV Be-like U^{88+} and 300AMeV Li-like Sn^{47+} measuring coincidences between electrons around $v_e \approx v_{Proj}$ and charge-exchanged projectiles having lost one electron. Electrons were analyzed with the imaging forward electron spectrometer and charge-changed projectiles were detected with a multi-wire proportional counter (MWPC) after the first dipole following the target zone.

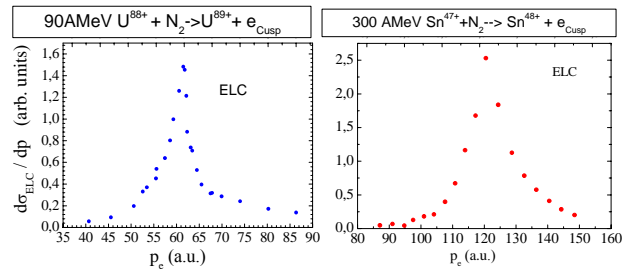


Figure 1a, b: Electron loss to continuum (ELC) cusp measured in 90AMeV $U^{88+} + N_2$ and in 300AMeV $Sn^{47+} + N_2$ collisions as function of the electron momentum p_e .

The ELC process was identified via coincidences of electrons emitted into a narrow cone around the projectile direction with charge state analyzed projectiles in charge state 89+ for incident U^{88+} (Fig 1a) and 48+ for incident Sn^{47+} (Fig 1b). In the case of U^{88+} preliminary calculations showed that the total ionization cross section for 2s ionization of the projectile exceeds the cross section for 1s ionization of the projectile by more than an order of magnitude so that the coincident electrons in the momentum range covered may be safely attributed to 2s ionization of the projectile. For 90AMeV U^{88+} the ELC-peak has a longitudinal full width half maximum (FWHM) of 5.6 a.u. of which 1.2 a.u. is instrumental. The peak is nearly symmetric close to the centre but exhibits notable slopes far away from the centre. Lacking theoretical estimates for double 2s-nl excitation we tentatively interpret the shoulders as originating from $2s^2$ -2pnl excitation with subsequent autoionization.

For Sn there are at present no calculations for 1s and 2s ionization cross sections available. Considering the higher collision energy and the lower binding energies for Sn it is not possible to attribute the coincident electrons for incident Sn^{47+} to dominant 2s ionization as in the U case.

The ELC peak width for the U^{88+} projectile is longitudinally significantly narrower than for Sn even though the $U(2s)$ and $Sn(1s)$ Compton profile have nearly comparable width.

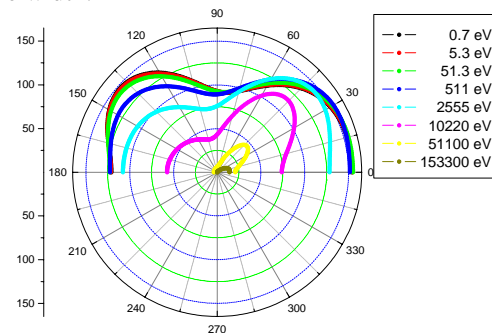


Figure 2: The theoretical DDCS for 2s ionization for U^{88+} in 90AMeV $U^{88+} + N_2$ as function of projectile frame emission angle and electron energy.

In order to get deeper insight into the dynamics of projectile ionization, we performed also theoretical calculations for the double differential ionization cross section DDCS [3]. In fig.2, we display the DDCS for 2s ionization of U^{88+} at 90AMeV; the emission pattern of the ejected electrons with very low kinetic energy ≤ 50 eV is very smooth and exhibits only weakly enhanced humps at about 45° and 135° in the projectile frame. In fact, such double-peak structure shall reflect the radial behaviour of the 2s wavefunctions since for the ionization of the 1s state (having the same symmetry properties) the DDCS has a single maximum at about 70° to 90° depending on the continuum electron energy. With increasing electron energy, however, the second peak vanishes and the 2s DDCS exhibits a strong electron emission predominantly in the forward directions.

Support by I3-Eurons (#506065) is gratefully acknowledged.

References

1. D.Jakubassa-Amundsen, Lect. Notes in Physics **213** (1984) 17
2. A. Voitkiv, N. Gruen, J. Phys. **B34** (2001) 267
3. A. Surzhykov, S. Fritzsche, J. Phys. **B38** (2005) 2711

Technischer Stand und erste Experimente am COLTRIMS-XXL-Aufbaus

J. Titze, M. Schöffler, H. Kim, L. Ph. H. Schmidt,
O. Jagutzki, R. Dörner and H. Schmidt-Böcking

Der COLTRIMS-Aufbau (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) am 2,5 MeV Van-de-Graaff-Beschleuniger wurde in diesem Jahr wieder in Betrieb genommen. Nachdem im Sommer das erste Mal erfolgreich ein He⁺-Ionenstrahl durch Strahlrohr und Kammer gefädelt wurden, konnten in den folgenden Monaten noch Fehler am Spektrometer und den Detektoren beseitigt werden. Zudem konnten einige Optimierungen hinsichtlich der Auflösung des Spektrometers und der Signalauskopplung bzw. -verarbeitung der Detektoren vorgenommen werden.

Mit zwei der drei Detektoren - Rückstoßionen- und Projektil-detektor - konnten bereits Messungen für eine Diplomarbeit durchgeführt werden: Bei Projektilenergien von 630, 1000 und 1200 keV/u soll im Elektroneneinfangprozess $H^+ + He \rightarrow H^0 + He^+$ der Elektron-Kern-Thomas-Mechanismus [1] untersucht werden. Dieser Mechanismus erklärt unter Berücksichtigung der klassischen Mechanik und der Rutherford'schen Streutheorie den Einfang eines quasi ruhenden Elektrons in ein schnelles Projektil. Die Grundidee hierfür basiert auf einer Doppelstreuung: Das Projektil streut zunächst am Elektron und dieses danach am Targetkern. Auf diese Weise verlässt das Elektron unter streng kinematischen Randbedingungen das Target mit dem Geschwindigkeitsvektor des Projektils, was einen Einfang in einen gebundenen Zustand des Projektils wahrscheinlicher macht.

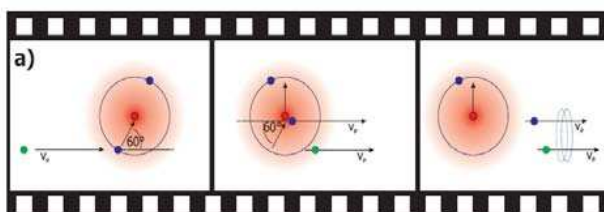


Abbildung 1. Elektron-Kern- Thomas-Mechanismus

Der Streuwinkel des Projektils θ_p lässt sich wie folgt berechnen

$$\theta_p = \frac{m_e}{m_p} \sin 60^\circ$$

wobei m_e die Masse des Elektrons und m_p die Masse des Projektils ist. Für ein Proton als Projektil ergibt sich ein Streuwinkel von etwa 0,5 mrad. Die COLTRIMS-Technik gibt uns die Möglichkeit, alle drei Impulskomponenten des Rückstoßions sowie zwei Impulskomponenten des Projektils bei vollem Raumwinkel mit hoher Auflösung direkt zu messen [2,3]. Damit kann der differenzielle

Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\theta_p$ bestimmt und ein Überhöhung um 0,5 mrad beobachtet werden.

Die Messungen werden zurzeit ausgewertet. Erste Spektren zeigen aber bereits die erzielte Auflösung: Aufgrund der Stoßkinematik weist die Impulskomponente des Rückstoßions in Richtung des Projektilstrahls diskrete Strukturen auf, welche durch die Differenz der Bindungsenergien (von Anfangs- und Endzustand) gegeben sind [1] und beliebig scharf sein sollten. Die gemessene Breite dieser Strukturen entspricht 1:1 der Impulsauflösung der Apparatur in dieser Raumrichtung. Abbildung 2 zeigt, dass eine Auflösung von 0,03 a.u (FWHM) erreicht werden konnte.

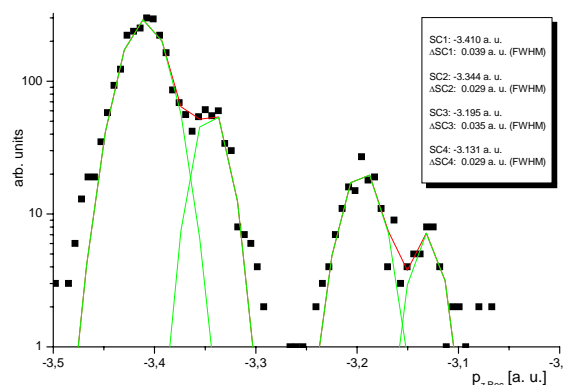


Abbildung 2. Rückstoßionenlongitudinalimpulsverteilung des Stoßsystems H^+/He bei 1200 keV/u Projektilenergie.

[1] Markus S. Schöffler, Grundzustandskorrelationen und dynamische Prozesse untersucht in Ion-Helium-Stößen, Dissertation 2006

[2] Jasmin Titze, Untersuchung des Elektronentransfers in p-D2-Stößen - Der Doppelspaltversuch mit einem diatomaren Molekül, Diplomarbeit 2004

[3] Markus Schöffler, Entwicklung und Aufbau eines Abbildungssystems zur Messung von Elektronen jenseits niedriger Energien, Diplomarbeit 2002

MATERIALFORSCHUNG

<u>Wirksamkeit des Halogeneffekts bei TiAl-Legierungen mit Aluminiumgehalten kleiner als 48at. -%</u>	<u>47</u>
<u>Desorption Yield Measurement of Copper Characterized using UHV-ERDA</u>	<u>51</u>
<u>RBS Investigations of Layered Targets for SIS18 Beam Loss Collimators</u>	<u>52</u>
<u>Anwendungen der Ionenstrahltechniken in der Materialwissenschaft</u>	<u>53</u>
<u>Conditions for the Long Time Stability of the Fluorine Effect during Oxidation of Titanium Aluminides at 900° C and 1000° C in Air</u>	<u>55</u>

Wirksamkeit des Halogeneffekts bei TiAl-Legierungen mit Aluminiumgehalten kleiner als 48at.-%

Sven Neve, Patrick Masset¹, Hans-Eberhard Zschau¹, Lothar Ph. H. Schmidt, Reinhard Dörner, Michael Schütze¹
¹Karl-Winnacker-Institut der DECHEMA e.V., Theodor-Heuss-Allee 25, 60486 Frankfurt am Main

Einführung

Vor rund 60 Jahren begann die Entwicklung der Titan-Aluminium-Legierungen in den USA. Vertreter dieser Werkstoffgruppe erreichen die mechanischen Eigenschaften von Stahl- und Nickelbasislegierungen oder übertreffen sie sogar. Mit einer Dichte von 3,6 bis 4,3 g/cm³ sind sie dabei nur rund halb so schwer, weshalb sich die Industrie von einem Einsatz als rotierende oder schnell bewegliche Bauteile erhebliche Leistungssteigerungen durch eine Verringerung des Trägheitsmoments verspricht. Werden dadurch letztendlich Treibstoffressourcen eingespart, trägt die Entwicklung zu einem nachhaltigen Umgang mit der Umwelt bei.

Der Einsatz dieser Legierungen hat seitdem kontinuierlich zugenommen; heute machen sie bereits 36% des Gewichts ziviler Flugtriebwerke aus.

Eine Leistungssteigerung bedeutet in den meisten Fällen auch eine Erhöhung der Arbeitstemperatur. So konnte durch Zuliegen von Nb, Si, Mo, B... die maximale Einsatztemperatur von Anfangs 300°C (1954: Ti6V4) auf 600°C (1984: TIMETAL834) gesteigert werden. [1]

Ab etwa 750°C setzt jedoch ein beschleunigtes Oxidationsverhalten durch Bildung schnellwachsender Titanoxide ein. Dies verzögert den umfassenden Einsatz in der Luft- und Raumfahrt, der Automobil- und Kraftwerksindustrie, denn für bestimmte, besonderen Temperaturbelastungen ausgesetzte Bauteile, müssen weiterhin die viel schwereren hochlegierten Stähle verwendet werden.

Oxidation von Titanaluminiden

Bei der Oxidation entstehen Titan- und Aluminiumoxide. Während gebildetes Al₂O₃ eine Schutzwirkung auf das Bauteil hat, geht mit Bildung der Titanoxide ein teils erheblicher Materialverlust einher, denn die Titanoxide wachsen schnell, mit fehlgeordneter Gitterstruktur und spröde auf. Entlang der Korngrenzen kann eindiffundierender Sauerstoff das Grundmaterial weiter schädigen. Unter aggressiven Atmosphären (Stickstoff etc.) wird dieses Problem noch verschärft.

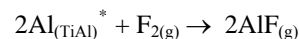
Bei Erreichen einer kritischen Oxidschichtdicke kommt es vor allem unter thermozyklischer Belastung zu großflächigen Abplatzungen (Breakaway-Oxidation). Im Hochtemperaturbereich läuft die Bildung der Korrosionsprodukte so schnell ab, dass der Verlust an tragendem Bauteilquerschnitt schließlich zum Versagen führt.

Dennoch gibt es TiAl-Legierungen, auf deren Oberfläche bei Oxidation eine reine Al₂O₃-Schicht wächst, während die Bildung der Titanoxide unterdrückt wird. Dafür müssen in dem System der sich bildenden Oxide die Aluminiumverbindungen einen deutlich höheren Partialdruck als die Titanverbindungen aufweisen. Bei Aluminiumgehalten niedriger als 75 at.-% liegen diese Partialdrücke in der gleichen Größenordnung, so dass ein Mischoxid ohne ausreichende Schutzwirkung aufwächst. [1]

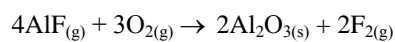
Halogeneffekt: Oxidationsschutz durch Mikrolegierung

Dieser Effekt wird seit etwa zehn Jahren am Karl-Winnacker-Institut der DECHEMA e.V. intensiv erforscht. In mehreren Forschungsprojekten konnte die Anreicherung mit Halogeniden unterhalb der Metalloberfläche eindeutig als positiv für das Oxidationsverhalten der Titanaluminide bei hohen Temperaturen herausgestellt werden. [2] Dies erscheint zunächst verblüffend, da die Halogene wegen ihrer starken chemischen Aktivität als oxidationsfördernd gefürchtet sind, und daher jede Kontamination der Legierungen vermieden wurde [3].

Knapp formuliert verändert die Zugabe der Halogenide das System der Partialdrücke so, dass sich das Gleichgewicht zugunsten der Bildung von Al₂O₃ verschiebt. An der Metall/Oxid-Phasengrenze läuft bei hohen Temperaturen folgende Reaktion ab (am Beispiel des Fluoreffekts):



Gasförmiges AlF kann den Metallverbund durch Poren, Mikrorisse und Fehlstellen verlassen und trifft an der Oberfläche auf Sauerstoff aus der Atmosphäre:



Entstehendes Aluminiumoxid lagert sich als harte und dichte Schicht auf der Oberfläche ab. Das Fluor wandert wieder zurück ins Metall und hält den Kreisprozess aufrecht.

Der für den Ablauf der Reaktion entscheidende Partialdruck des Fluors variiert mit der Konzentration implantierter Fluorionen. Bei zu geringem Partialdruck wird der Effekt nicht wirksam sein. War die Dosis zu hoch, so werden neben den Aluminiumfluoriden auch flüchtige Titanfluoride an der Metalloberfläche austreten, in diesem Fall bildet sich wieder eine Mischoxidschicht. Es existiert also ein Fenster zwischen $p(\text{F})_{\text{min}}$ und $p(\text{F})_{\text{max}}$, in dem der Effekt positiv verläuft.

Thermodynamischen Berechnungen mit dem Programm ChemSage [5] zufolge läuft die Reaktion mit den Halogenen Cl, Br, I analog dieser Schemata in einem Temperaturbereich von 700-1100°C ab [4]. Das Fenster für einen positiven Effekt vergrößert sich mit wachsender Temperatur [5].

Mikrolegierung durch Ionenimplantation

Zur Implantation wurde der am Institut für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität von Bethge und Baumann konstruierte 60 kV-Ionenimplanter genutzt.

Fluorionen werden aus dem inerten Quellgas CF₄ bei einer Entladungsspannung von ca. 2 kV mit einer Kaltkathode erzeugt. Die Ionen werden gegen Erde beschleunigt, Ionenquelle und Gasversorgung befinden sich also auf Beschleunigungspotential. Die Geometrie der Quelle beschränkt die Beschleunigungsspannung auf ca. 60kV. Das Fokussiersystem besteht

* Al_(TiAl): Das Element Al liegt gelöst in der Legierung TiAl vor und hat eine Aktivität kleiner 1.

aus Einzellinse und zwei Quadrupollinsen. Vor der letzten Blende wird der Strahl horizontal und vertikal gescannt, so ist die homogene Bestrahlung einer Probenoberfläche von ca. 12 mm² möglich.

Mit der Beamline-Ionenimplantation können nur ebene (oder in Rotation versetzte zylindrische Proben) behandelt werden. Die kritischen Parameter Ionenenergie und Ionenfluenz können präzise eingestellt und gemessen werden. Somit sind mit dieser Technik reproduzierbare Mikrolegierungen möglich – eine Grundvoraussetzung für die weitere Optimierung des Verfahrens. Ein weiterer Vorteil ist die für die Ionenimplantation vorhandene theoretische Beschreibung. So ist es mit der Monte Carlo-Simulationssoftware T-DYN von J. P. Biersack möglich, ein Tiefenprofil der implantierten Ionen zu berechnen [6].

Implantationsparameter

Die beschleunigten Ionen durchdringen die Probenoberfläche und werden im Festkörper abgebremst. Es ergibt sich ein Tiefenprofil der implantierten Ionen, das um die mittlere Eindringtiefe annähernd Gauss-verteilt ist. *Diagramm 1* zeigt das Tiefenprofil einer Implantation von 1×10^{17} Fluorionen/cm² in das Referenzmaterial γ -MET100. Das Profil ist wie alle folgenden das Ergebnis einer Monte Carlo Simulation mit der Software T-DYN. Aufgetragen sind neben dem Fluor alle Elemente des Targets, mit Ausnahme des Bors, da T-DYN maximal fünf Targetelemente akzeptiert. Als charakteristische Größe betrachten wir die Tiefe maximaler Ionenkonzentration δ_{max} . Sie ergibt sich bei der in *Diagramm 1* abgebildeten 20 keV Implantation bei ca. 35 nm. Bis auf das Aluminium zeigen alle Targetelemente ein Ansteigen ihrer Konzentration nahe der Oberfläche. Die Ursache für das Absinken der Aluminiumkonzentration ist die vergleichsweise hohe Sputter-Ausbeute von Aluminium.

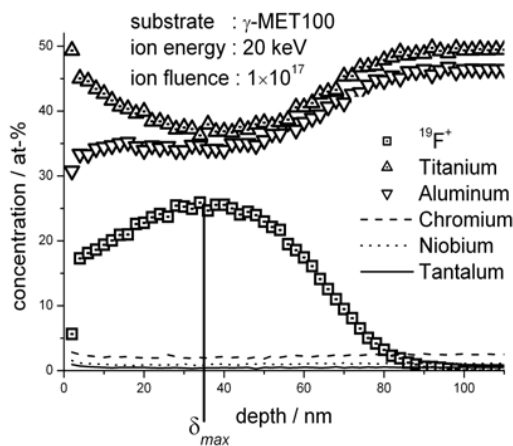


Diagramm 1: T-DYN-Simulation.

Ionenfluenz und -dosis

Der Probenhalter ist elektrisch isoliert angebracht. So kann die auf die Probenoberfläche treffende Ionenfluenz (Anzahl Ionen/cm²) anhand der auftreffenden Ladung mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Bei Erreichen der gewünschten Fluenz wird der Ionenstrahl durch einen automatisch einschwenkenden Faradaycup abgefangen.

Für eine gegebene Ionenenergie hat die Anzahl auftreffender Ionen nahezu keinen Einfluss auf die Lage von δ_{max} .

In *Diagramm 2* ist der bis etwa 1×10^{17} $^{19}\text{F}^+$ /cm² annähernd proportionale Zusammenhang zwischen Ionenfluenz und implantierte Dosis an der Stelle δ_{max} dargestellt. Da sich mit zunehmender Ionenenergie das Tiefenprofil verbreitert (vgl. *Diagramm 4*) führt eine Implantation mit höherer Energie zu niedrigeren Fluor-Konzentrationen an der Stelle δ_{max} . Steigert man die Fluenz weiter, so erreicht die Konzentration der implantierten Ionen eine Sättigung. In *Diagramm 3* ist das Sättigungsverhalten von Fluor dargestellt. Hier wird die maximale Konzentration von ca. 82at.-% bei einer Fluenz von 1×10^{18} Ionen/cm² nicht weiter überschritten.

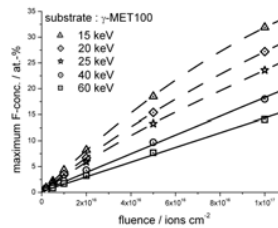


Diagramm 2: Ionenfluenz und implantierte Dosis.

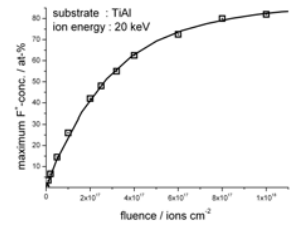


Diagramm 3: Sättigungsverhalten bei der Fluorimplantation.

Das Sättigungsverhalten ist insbesondere abhängig von der Ionensorte: Chlorionen erreichen ihre Sättigungsdosis von etwa 49 at.-% bei 2×10^{17} Ionen/cm², Bromionen (Sättigungsdosis ca. 25at.-%) bereits bei 1×10^{17} Ionen/cm².

Ionenenergie

Für eine gegebene Ionenfluenz nehmen Eindringtiefe und somit auch δ_{max} mit der Ionenenergie zu. *Diagramm 4* illustriert den annähernd proportionalen Zusammenhang. In dieser Darstellung ist außerdem die Profilverbreiterung bei Energiezunahme ersichtlich.

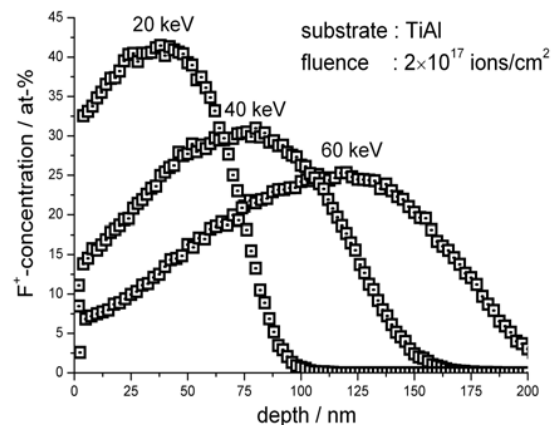


Diagramm 4: Einfluss der Ionenenergie.

Einfluss der Legierungszusammensetzung

Der Aluminiumgehalt der untersuchten Legierungen überstreicht einen Bereich von 10 at.-% bis 48 at.-%. Da Al durch schwerere Elemente wie z.B. Niob ersetzt worden ist, hat die Dichte dabei zugenommen. Verglichen mit stöchiometrischem γ -TiAl ($\rho = 3,6 \text{ g/cm}^3$) ist die Dichte von Ti-22Al-27Nb um 44% erhöht ($\rho = 5,2 \text{ g/cm}^3$). Physikalisch betrachtet erwartet man für ein dichteres Targetmaterial eine stärkere Abbremsung der Ionen, und damit einen niedrigeren Wert für δ_{max} . Durch

Simulationen konnte dieser Zusammenhang bestätigt werden. Die Eindringtiefe wird jedoch nur gering beeinflusst, so dass eine Beibehaltung der Implantationsparameter von γ -TiAl auch für die hier untersuchten Legierungen angebracht scheint.

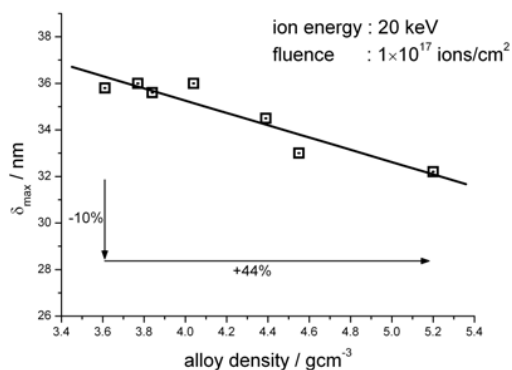


Diagramm 5: Einfluss der Targetzusammensetzung.

Proben

Die hier untersuchten Titanaluminide haben zum Teil deutlich reduzierte Al-Gehalte, bis hinab zu 10 at.-% (Tabelle 1). Wie bereits dargestellt, ist das Oxidationsverhalten stark vom Aluminiumgehalt abhängig. Es besteht also Grund zur Frage, bis zu welchem Al-Gehalt hinab der Halogeneffekt auftritt und für den Oxidationsschutz nutzbar ist. Die Proben mit den Abmessungen von ca. 10 x 10 x 2 mm³ wurden vor der Implantation bis 4000 grit poliert.

mischer Belastung kontinuierlich gemessen. Diese TGA-Kurven erlauben eine integrale Charakterisierung des Oxidationsverhaltens. Während einer Messung kommt es zu einem Massenzuwachs. Sind im TGA-Diagramm Massenverluste aufgezeichnet, so haben diese ihre Ursache in großflächigen Abplatzungen der Oxidschicht. Massenverluste deuten daher auf ein noch schlechteres Oxidationsverhalten hin. Diagramm 6 enthält die TGA-Kurven einiger untersuchter Proben. Deutlich sichtbar ist die stärkere Wachstumskinetik der Oxidschicht auf unbehandeltem α_2 -Ti₃Al, verglichen mit γ -MET und TNBV2A.

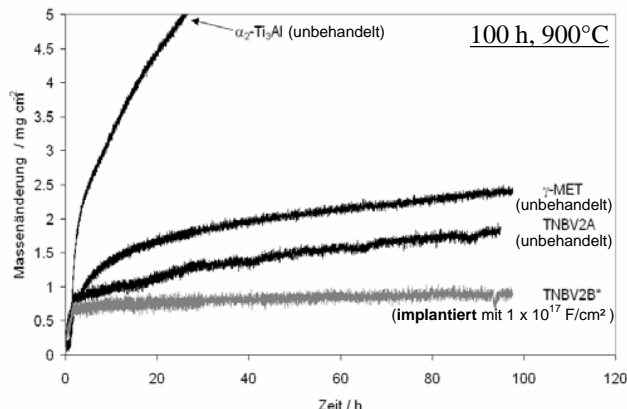


Diagramm 6: Thermogravimetrische Analyse.

Aus den Daten sind unter der Annahme eines parabolischen Wachstums die kinetischen Konstanten k_p der aufwachsenden Oxidschichten berechnet worden (Tabelle 2) [5].

$10^{13} \times k_p$	α_2 -Ti ₃ Al	γ -MET	TNBV2A	TNBV2B*	Al ₂ O ₃ [8]
$\text{g}^2 \text{cm}^{-4} \text{s}^{-1}$	830	30	24	1,25	0,1 – 1

Tabelle 2: Ermittelte kinetische Konstanten. (*): F-implantierte Probe.

Für α_2 -Ti₃Al deutet k_p auf das Wachstum von TiO₂/Mischoxid hin. Ursächlich dafür ist der mit 25 at.-% geringe Aluminiumgehalt. Die unbehandelten Proben aus γ -MET und TNBV2A bilden ein Mischoxid aus TiO₂ und Al₂O₃. Die Probe TNBV2B* ist in ihrer Legierungszusammensetzung identisch mit TNBV2A, wurde jedoch bei 20 keV mit $1 \times 10^{17} \text{ }^{19}\text{F}^+$ /cm² implantiert. Die zugehörige kinetische Konstante entspricht in ihrer Größenordnung der einer reinen Al₂O₃-Schicht.

REM und EDX-Analyse

Ein wirksamer Halogeneffekt äußert sich in der Ausbildung einer dichten Al₂O₃-Deckschicht, die bereits nach wenigen Stunden sichtbar ist. Bild 1 und Bild 2 verdeutlichen den Unterschied zwischen den kleinen Aluminiumoxidkristallen (ca. 5 μm) und den rund 50 μm großen Titanoxidkristallen. Beide rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen sind aufgenommen mit einer 2000fachen Vergrößerung nach 100 h Oxidation bei 900 °C.

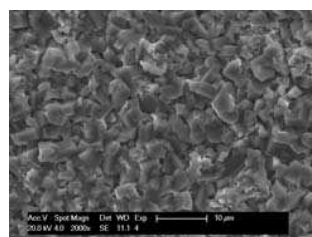


Bild 1: TNBV2A, pos. Effekt Al₂O₃-Kristalle

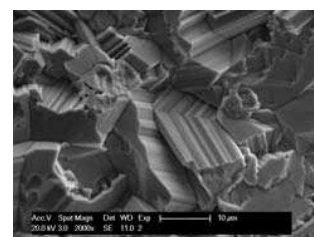


Bild 2: Ti_{0,8}Al_{0,2}, neg. Effekt TiO₂-Kristalle

	Atomprozent		Zulegierung	Effekt
	Ti	Al		
Ti _{0,9} Al _{0,1}	90	10		neg.
Ti6V4	85,8	10,2	V (4)	neg.
Timetal834	85	10,4	Zr (1,8), Sn (1,6), Si (0,6), Nb (0,4), Mo (0,25)	neg.
Ti _{0,8} Al _{0,2}	80	20		neg.
Ti22Al27Nb	51	22	Nb (27)	neg.
α_2 -Ti ₃ Al	75	25		neg.
Ti _{0,6} Al _{0,4}	60	40		neg.
TNBV2	47,3	44,5	Nb (7), C (0,2)	pos.
γ -MET100	49,4	46,4	Cr (2,5), Nb (1,1), Ta (0,5), B (0,1)	pos.

Tabelle 1: Einige der untersuchten Titanaluminiumlegierungen.

Aufbauend auf den Ergebnissen zum Einfluss der Legierungszusammensetzung erfolgte die Implantation mit den Energien und Dosen, deren Wirksamkeit für γ -TiAl (50 at.-% Al) in vorangegangenen Forschungsprojekten eindrucksvoll belegt werden konnte [7]. Für eine anschließende metallografische Begutachtung wurden die Proben einseitig implantiert, so dass die unbehandelte Seite als Referenz dienen konnte. Bei ausgewählten Proben für die Thermogravimetrie oder isotherme Langzeitauslagerung wurden beide Seiten und zusätzlich die Kanten behandelt.

Oxidationsexperimente

Am Karl-Winnacker-Institut wurden behandelte und unbehandelte Proben für 100 h einer Temperatur von 900 °C ausgesetzt. Im Laufe der Oxidation gewinnt die Probe durch Einbau von Sauerstoff zunehmend an Masse. Mit einer hochgenauen Mikrowaage ($\pm 5\mu\text{g}$) wurde die Massenänderung unter ther-

Bild 3 zeigt ein EDX-Elementmapping der Probe aus TNBV2. 3-f wurde mit erhöhter Auflösung aufgenommen und zeigt, dass sich neben Aluminium und Sauerstoff geringe Mengen Titan und Niob (3-b) in der Deckschicht finden. Außerdem ist in 3-e der Bereich unmittelbar unterhalb der Deckschicht an Aluminium verarmt. Der Vergleich mit 3-d ergibt, dass dort offensichtlich Sauerstoff eindiffundiert ist.

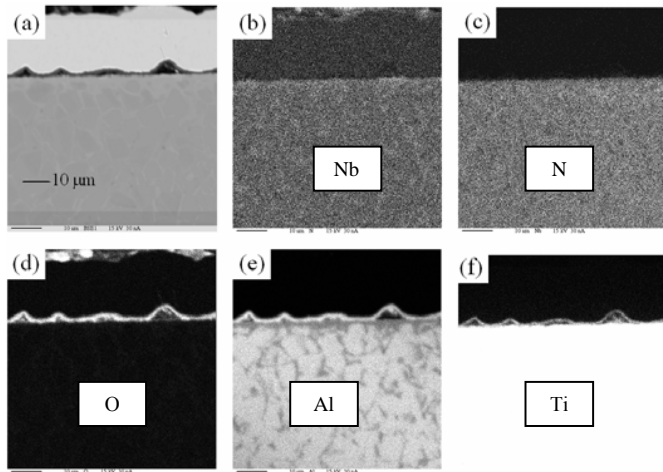


Bild 3: EDX-Elementmapping der behandelten TNBV2-Probe nach Oxidation für 100 h bei 900 °C.

Metallographie

Bild 4 und Bild 5 zeigen Oberflächen und Querschliffe der Probe aus TNBV2A. Die unbehandelte Seite (Bild 4) weist großflächige Abplatzungen auf. Im Querschliff erkennt man die 10-15 µm dicke Mischoxidschicht. Im Unterschied dazu zeigt die behandelte Seite keine Abplatzungen und eine mit 3-4 µm deutlich dünnere Oxidschicht (Bild 5).

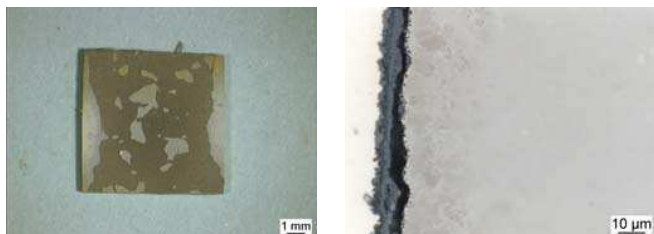


Bild 4: TNBV2A, unbehandelt

Mischoxid $Al_2O_3+TiO_2$

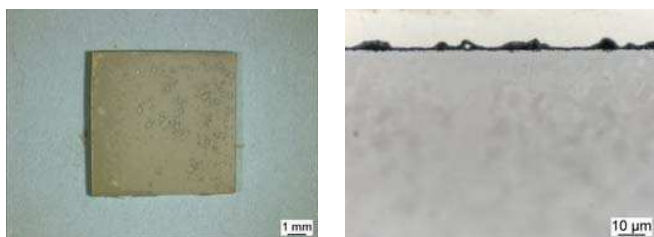


Bild 5: TNBV2A, mit $1 \times 10^{17} F/cm^2$ implantiert

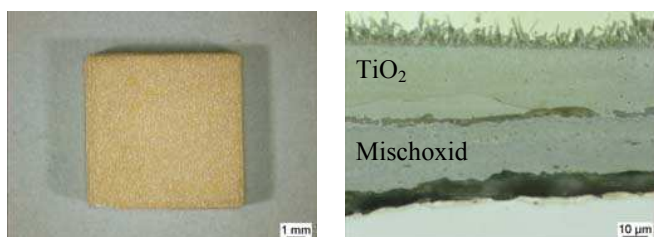


Bild 6: α_2-Ti_3Al , mit $1 \times 10^{17} F/cm^2$ implantiert: kein positiver Effekt

Eine nicht erfolgreiche Mikrolegierung ist in Bild 6 dargestellt. Bei der Probe aus α_2-Ti_3Al zeigte sich kein Unterschied zwischen behandelter und unbehalteter Seite, auf beiden ist eine dicke und spröde TiO_2 -Schicht aufgewachsen, unter der sich eine schnell wachsende Mischoxidschicht befindet.

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem gemeinsam mit dem Karl-Winnacker-Institut der DECHEMA e.V. begonnenen Forschungsvorhaben wurde der Halogeneffekt an Titanaluminiden mit Aluminiumgehalt von weniger als 48 at.-% untersucht. Bis zu etwa 40 at.-% hinab tritt ein positiver Effekt auf die Hochtemperaturoxidationsbeständigkeit durch selektive Oxidation des Aluminiums und der damit verbundenen Ausbildung einer Al_2O_3 -Deckschicht auf. Bei den Proben mit niedrigeren Konzentrationen konnte keine positive Wirkung des Effekts festgestellt werden. Allerdings fehlen bei den untersuchten technischen Legierungen solche mit einem Al-Gehalt zwischen 25 und 40 at.-%. Um den Mechanismus weiter zu erforschen, werden von der am Forschungsprojekt beteiligten GfE Gesellschaft für Elektrometallurgie GmbH in Nürnberg verschiedene Sonderlegierungen angefertigt, die den Zwischenbereich überdecken.

Die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen (AiF) „Otto von Guericke“ fördert dieses Projekt mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie (BMWi) unter der Nr. 177 ZN, wofür hier gedankt sei. Ein projektbegleitender Ausschuss von Firmen der Luft- und Raumfahrtindustrie sowie von mittelständischen Legierungsherstellern ist in das Vorhaben eingebunden.

Referenzen:

- [1] M. Peters, C. Leyens, J. Kumpfert, „Titan und Titanlegierungen“, ISBN 3-527-30539-4, 197-243, 351-368.
- [2] H.-E. Zschau, V. Gauthier, G. Schumacher, F. Dettenwanger, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, Oxidation of Metals, 59 (2003) 183.
- [3] M. McNallan, Oxidation of Metals, 46 (1996) 559.
- [4] ChemSage Software, Version 4.22, GTT-Technologies, Herzogenrath (Germany).
- [5] P. Masset, S. Neve, H.-E. Zschau, M. Schütze, Materials and Corrosion (zur Veröffentlichung eingereicht).
- [6] J.P. Biersack, Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. B, 153(3-4) (1999) 398.
- [7] P. Masset, H.-E. Zschau, M. Schütze, Materials for Advanced Power Engineering 2006 (Part II), ISBN 3-89336-436-6, 783-792.
- [8] G. Schumacher, C. Lang, M. Schütze, U. Hornauer, E. Richter, E. Wieser, W. Möller, Materials and Corrosion, 50 (1999) 162.

Desorption Yield Measurements of Copper Characterized using UHV-ERDA *

H. Kollmus¹, M. Bender¹, W. Assmann², R. Dörner³, and H. Reich-Sprenger¹

¹GSI, Darmstadt, Germany; ²LMU, München, Germany; ³IKF, Frankfurt, Germany

Ion-induced desorption is a serious luminosity limitation for high current and low charge state heavy ion accelerators [1]. In order to find low desorbing materials for the loss regions of SIS18 a dedicated experimental program was started measuring desorption yields of different materials, which are *in-situ* well characterized using UHV Elastic Recoil Detection Analysis (ERDA).

Two targets, with a size of 50 x 50 mm², were cut out of the same piece of 99.95% oxygen free high conductivity (OFHC) copper. Target (A) was lapped in the target laboratory of GSI using a ceramic (Al₂O₃) paste and cleaned in HNO₃ acid in order to remove a possible oxide layer and polishing grains. After preparation the sample was mounted in the UHV-ERDA chamber with minimal exposure to air. Target (B) was polished with a standard polishing paste (Fe₂O₃, grain size ≤ 10 μm in a Stearin matrix) which is used for copper coated accelerator cavities. After polishing the target was cleaned in an ultrasonic bath, flushed with demineralized water and dried under atmosphere for 4 h at 250° C.

The desorption yield and ERDA measurements were performed at the high charge state injector (HLI) of GSI using a 1.4 MeV/u ¹³⁶Xe²¹⁺ beam. From the raw ERDA spectra, compare [2], element specific depth distributions can be derived using the KONZERD code [3] as shown in Fig. 1. Here the depth distributions of copper, oxygen and carbon for the both samples are shown: whereas sample (A) is a pure metallic copper with only minor oxygen contamination on the surface, target (B) has a highly oxidized surface. For both targets the carbon contaminations is below 1 %. The thickness of the Cu₂O oxide layer on target (B) is around 450 nm. The corresponding pressure rise under ion bombardment is shown in Fig. 2. A significant higher pressure rise was observed for target (B). At the end of each desorption yield measurement we have applied a positive or negative bias voltage to the target in order to measure the influence of secondary, charged particles (electrons and ions) to the pressure rise. A pressure increase is clearly visible and is slightly more pronounced for a positive bias voltage. Here secondary ions emitted from the target gain 2000 keV kinetic energy in the electric field and are accelerated towards the chamber wall resulting in a low energetic ion stimulated desorption. The effective desorption yield for sample (A) was measured to be $\eta_{eff} \approx 360$ and for sample (B) $\eta_{eff} \approx 1500$ taken from the peak maximum. For more details see [4].

Hence, the desorption yield of the oxidized copper is

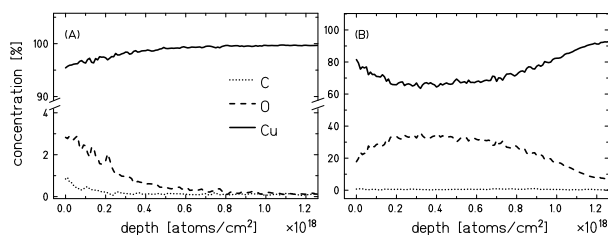


Figure 1: Depth distribution of copper, oxygen and carbon for sample (A) and (B).

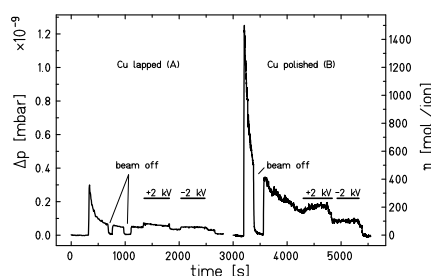


Figure 2: Desorption yield measurement of both targets.

around 4 times higher compared to an almost clean copper. This results and the measured $(dE/dx)^2$ dependency reported in [1] shows that desorption is directly linked to the electronic sputtering: the higher the sputter rate of the target the higher the desorption yield of the adsorbed gas. The higher sputter yields for the oxidized copper can be explained by the Thermal Spike Model [5]. Since the copper oxide is an insulator the mobility of the electrons and therefore the thermal conductivity is strongly reduced compared to a metal.

Results and interpretation have clear consequences for materials and material treatments used for accelerator beam tubes or beam loss collimators: It should be a highly conductive material with very little impurities. It should have a clean metallic surface. Favorably it should be made out of a low Z material to minimize the electronic energy loss close at the surface. Perpendicular impact should be ensured and the amount of adsorbed gas should be reduced to a minimum, e.g., by a special bake out procedure.

References

- [1] H. Kollmus et al., AIP CP773 (2005) 207-210
- [2] H. Kollmus et al, GSI Scientific Report 2005 (2006)
- [3] A. Bergmaier et al, NIM B 99 (1995) 488
- [4] M. Bender et al., NIM B (2007), doi:10.1016/j.nimb.2006.12.101
- [5] M. Toulemonde et al., NIM B 212 (2003) 346-357

* We acknowledge the support of the European Community-Research Infrastructure Action under the FP6 "Structuring the European Research Area" program (DIRACsecondary-Beams, contract number 515873)

RBS Investigations of Layered Targets for SIS18 Beam Loss Collimators *

M. Bender¹, H. Kollmus¹, W. Assmann², R. Dörner³, B. Kindler¹, B. Lommel¹, and H. Reich-Sprenger¹

¹GSI, Darmstadt, Germany; ²LMU, München, Germany; ³IKF, Frankfurt, Germany

Since two years an UHV Elastic Recoil Detection Analysis (ERDA) set-up is available at the high charge state injector (HLI) of GSI and mainly used for desorption studies [1, 2]. ERDA with high Z beams starting from Xe up to Au is especially suited for the investigation of light element desorption by heavy ion beams from metallic surfaces. To measure high Z target coatings like gold, Rutherford Backscattering Spectrometry (RBS) is more appropriate being the complementary ion beam analysis technique to ERDA. It has a high sensitivity to heavy elements and uses hydrogen or helium ion with a few MeV, typically. Sensitivity and depth resolution, however, are increased with little heavier projectiles such as C which can be frequently used in parasitic mode during the cancer therapy. Typically three month per year the HLI of GSI is exclusively used to produce a 1.4 MeV/u C²⁺ beam. Therefore, we have established heavy ion RBS at the UHV set-up and extended our analysis capability.

Copper coated with 50 - 100 nm gold may be used for the new SIS18 beam loss collimators. Clean metallic copper turned out to have a comparable low desorption yield as long as no oxide layer has grown on the surface. To prevent copper from oxidation it will be cleaned in vacuum and *in-situ* terminated with a thin gold layer. After coating the copper can be exposed to air and mounted inside SIS18. Like each UHV device the collimator has to be bakeable up to 300° C. RBS was used to measure the long term behavior and stability of the gold layer during a typical UHV bake-out cycle.

Results of recent RBS investigations on gold coated copper are shown in Fig. 1. The x-axis shows the scattered projectile ion energy which corresponds to the depth distribution of different elements. Since copper and gold have a quite different mass they are well separated in the energy spectrum (a). The dotted and the dashed-dotted line represents the energy of a projectile ion scattered at a copper and a gold atom, respectively, on the sample surface. From this energy distribution the film thickness can be derived using, e.g., the simulation code SIMNRA [3]. In spectrum (a) one can clearly see the gold layer of 200 nm thickness on top of the copper and no copper on the surface. Spectra (b) to (d) are now different snapshots of the sample during the 300° C heating cycle: in (b) the copper starts to diffuse into the gold towards the surface. In (c) copper is diffused into the gold layer to the sample surface and the gold starts to diffuse into the copper bulk. In (d) –the sample was now

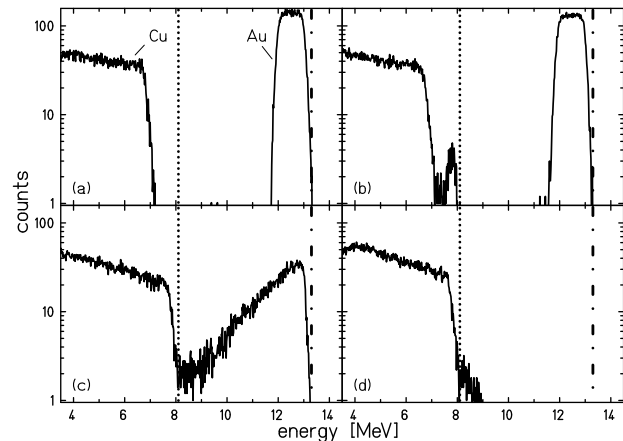


Figure 1: RBS measurements of copper with 200 nm gold coating using 16.8 MeV ¹²C²⁺ ions and a scattering angle of 170 degrees: (a) as prepared, (b) - (c) after heating at 300° C for different times (see text).

at 300° C for about 100 h – the gold is almost completely inside of the copper substrate.

To avoid this in-diffusion of the gold overlay, work is in progress to find a suitable diffusion barrier and to test the stability of the gold layer during repeated heating cycles by RBS and by additional ERDA and pressure rise measurements its desorption behavior.

The new RBS capability was also used for the characterization of thin film coatings, like NEG getters. Here we are able to measure the stoichiometry of the getter components and the film thickness. Up to now the stoichiometry of the NEG was measured at CERN using XPS and the thickness using SEM. Now both can be determined with high accuracy using RBS and complemented by ERDA where the pumping properties for light elements and the diffusion of the oxide during activation can be seen.

References

- [1] H. Kollmus et al., GSI Scientific Report 2005 (2006)
- [2] H. Kollmus et al., GSI Scientific Report 2006
- [3] M. Mayer, Report IPP 9/113, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany (1997)

* We acknowledge the support of the European Community-Research Infrastructure Action under the FP6 "Structuring the European Research Area" program (DIRACsecondary-Beams, contract number 515873)

Anwendungen der Ionenstrahltechniken in der Materialwissenschaft

(Zusammenarbeit zwischen dem Institut für Materialwissenschaft der TUD und dem Institut für Kernphysik der J.W.Goethe-Universität)

Adam Georg Balogh

Institut für Materialwissenschaft, Technische Universität Darmstadt

Nach dem Umzug ins neue Gebäude und nach der Wiederaufnahme des Beschleunigerbetriebes wurde die langjährige und intensive Zusammenarbeit¹⁻³ zwischen unseren Instituten fortgesetzt. Im Folgenden werden die wesentlichen Aktivitäten dieser Zusammenarbeit zusammengefasst.

Widerstandsänderung und Diffusion in Ti implantierten polykristallinen Al₂O₃

Mit Metallionen implantierte und nachträglich wärmebehandelte Keramiken sind wegen der günstigen Herstellungsmöglichkeit von hochohmischen Dünnschichtwiderständen mit thermisch stabiler Metall/Keramik Grenzflächen technologisch interessant. Al₂O₃ Keramikproben wurden mit Ti Ionen im Energiebereich von 50 bis 150 keV implantiert und nachträglich zwischen 900 und 1500 °C wärmebehandelt. Die Proben wurden dann mit der Methode der Rutherford Rückstreuung (RBS) unter Verwendung von 1,8 MeV 4He⁺ Ionen untersucht. Zusätzlich zu RBS Messungen wurde auch der Schichtwiderstand der Proben gemessen. Die RBS Messungen zeigen deutlich die Umverteilung der Ti Ionen nach der Wärmebehandlung^{4,5}. Der niedrigste Wert für den Schichtwiderstand von 10³ ohm/cm² wurde bei 1380 °C erreicht, wo die Ti Konzentration in der vergrabenen Schicht ihren Maximalwert erreichte. Der Schichtwiderstand ändert sich über mehr als 6 Größenordnungen und erreicht einen maximalen Wert von 4x10⁹ ohm/cm² bei etwa 1200 °C. Die Aktivierungsenthalpie der Ti-Diffusion wurde als 0,08 eV zwischen RT und 700 °C (bestrahlungsinduzierte Diffusion) und als 1,35 eV über 700 °C (thermische Diffusion) bestimmt.

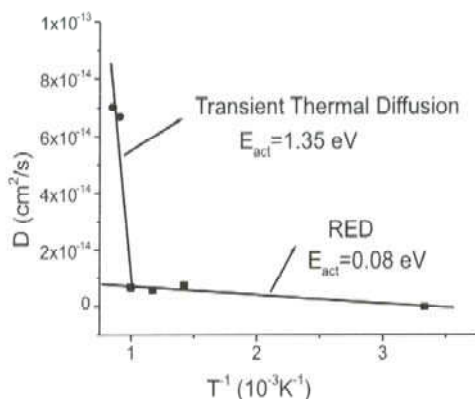


Abbildung 1: Arrhenius Darstellung des Diffusionskoeffizientes für bestrahlungsinduzierte und thermische Diffusion

(Finanziert vom BMBF im Rahmen des Projektes UKR05/003, Kooperationspartner: Dr. hab. Sergej Duvanov, Laboratory for Ion Beam Analysis, Institute for Applied Physics of the National Academy of Sciences, Sumy, Ukraine)

Untersuchung der Zusammensetzung und der Interdiffusion in Ba-Sr-Ti-O Schichtsystemen

Dünne Bariumstrontiumtitanatschichten ((Ba,Sr)TiO₃) finden in steuerbaren Mikrowellenbauteilen wie Phasenschiebern, Filtern oder Anpassnetzwerken Verwendung. Hohe Steuerbarkeit und geringe Verluste sind dabei die gewünschten Bauteileigenschaften.

Die Zusammensetzung der mittels RF-Magnetron hergestellten (Ba,Sr)TiO₃/Pt/TiO₂/SiO₂/Si-Schichten variiert stark mit den Abscheidungsbedingungen. Die dielektrischen Eigenschaften der Schichten werden durch deren Zusammensetzung und durch die Grenzflächeneigenschaften beeinflusst, was die Untersuchung der Zusammensetzung und der Interdiffusion mittels RBS notwendig macht. Erste Experimente zeigen, dass die RBS Methode für die Qualifizierung der Schichtsysteme gut geeignet ist. Weitere systematische Messungen sollten demnächst durchgeführt werden.

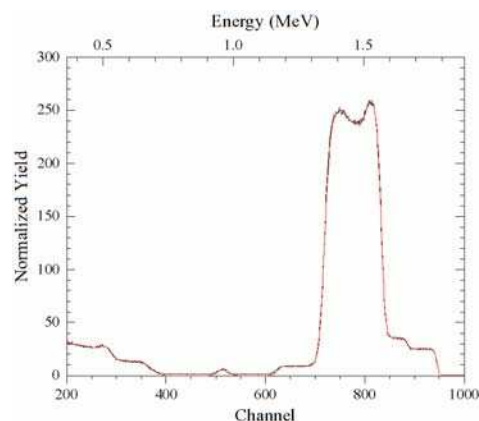


Abbildung 2: Angefittetes RBS Spektrum einer BaSrTiO₃/Pt/TiO₂/SiO₂/Si Heterostruktur

(Zusammenarbeit mit R. Schafranek, Dr. A. Klein, Prof. W. Jaegermann, FG Oberflächenforschung des Instituts für Materialwissenschaft der TUD)

Mikrostruktur und Phasenübergang in nanokristallinen NiTi Legierungen

Nanokristalline und mikrokristalline NiTi Legierungen (shape memory alloys) wurden mit 1.5 MeV Ar-Ionen im Dosisbereich zwischen 0.5 und 5 dpa bestrahlt. Die für die Anwendung wichtigen Eigenschaften, wie der Martensit-Austenit Phasenübergang und die Amorphisation, wurden mit Dünnschicht-Röntgendiffraktion untersucht. Es ist zu erkennen, dass die mikrokristallinen Proben, im Gegensatz zu den nanokristallinen Proben, durch die Bestrahlung teils amorphisiert wurden. Die Kristallinität in den Proben nach Bestrahlung mit 0.4 bzw. 2.4 dpa beträgt 71 bzw. 42 %. Die nanokristalline Proben blieben dagegen auch nach einer Bestrahlung mit 5 dpa unverändert.

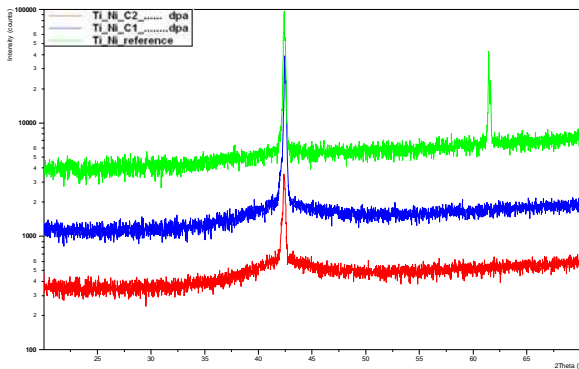


Abbildung 3: Dünnschicht XRD Spektren von bestrahlten und unbestrahlten mikrokristallinen Ni-Ti Proben (grün: unbestrahlt, blau: mit 0.4 dpa bestrahlt, rot: mit 2.4 dpa bestrahlt)

(Zusammenarbeit mit Dr.A.R.Kilmametov, Prof.R.Z.Valiev, Institute for Advanced Materials, Ufa State Aviation Technical University, Ufa, Russia und mit Prof.H.Hahn, Institut für Nanotechnologie, Forschungszentrum Karlsruhe)

Zusammensetzung und Kristallqualität von Magnetit Dünnschichtsystemen

Magnetit Schichtsysteme sind ideale Kandidaten für Spintronik Anwendungen bei Raumtemperatur. Dabei spielen Kristallqualität und Grenzschichteigenschaften eine wesentliche Rolle. Die mit einer MBE Anlage hergestellten $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{MgO}$ und $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Fe}/\text{MgO}$ Dünnschichten wurden mit Rutherford Rückstreuung und Channeling untersucht. Die Channeling Differenzkurven zeigen deutlich den dramatischen Qualitätsverlust des Schichtsystems, wenn eine dünne Fe-Schicht zwischen Magnetit und MgO eingebaut ist.

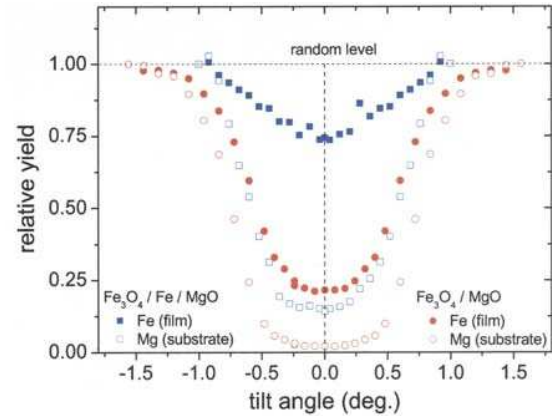


Abbildung 4: Channeling Differenzkurven von $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{MgO}$ und $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Fe}/\text{MgO}$ Dünnschichtproben

(Zusammenarbeit mit Dr. hab. Hoa Kim-Ngan Nhu-Tarnawska, Institute for Physics, Pedagogical University Krakow, Polen und mit Dr. J.D. Meyer, IKF. BMBF-Antrag in Vorbereitung)

Unterricht

Für die 7. Semester Studenten des Fachbereichs Materialwissenschaft der TUD wird ein Praktikum über „Silizidbildung in dünnen Schichten“ angeboten. Im Rahmen dieses Praktikums werden die mit einer MBE Anlage hergestellten Co/Si Dünnschichten wärmebehandelt und die dadurch entstehenden Silizidphasen (Co_2Si , CoSi , CoSi_2) mit Hilfe der Röntgendiffraktion und der Rutherford Rückstreuung nachgewiesen. Zusätzlich wird der Diffusionskoeffizient aus den RBS-Spektren mit Hilfe der Arrhenius Darstellung bestimmt. Die Durchführung der RBS-Messungen benötigt in der Regel eine Woche Strahlzeit am Beschleuniger des IKF.

Für die gute Zusammenarbeit möchte ich mich bei den Herren Dr. J.D. Meyer, Dr. K.E. Stiebing, Prof. R. Dörner und P. Ziel herzlichst bedanken.

Referenzen:

- ¹W.Berky, U.C.Steinbauer, H.Baumann, A.G.Balogh: “Measurement of non-Rutherford cross sections of 4He ions on ^{14}N at a laboratory backscattering angle of 171° between 7.5 and 9.8 MeV” NIM B, Vol. 192 (2002) 249-253
- ²W. Berky, A.G.Balogh, R.G.Elliman: “Heavy ion induced intermixing at Ta/Si and Ta/SiO₂ interfaces” NIM B, 226 (2004) 309-319
- ³W.Berky, S.Gottschalk, R.G.Elliman, A.G.Balogh: “Orientation dependent ion beam mixing of Ta/Si interfaces” NIM B, 249 (2006) 200-203
- ⁴S.M.Duvanov, A.G.Balogh: “Two-stage diffusion and nanoparticle formation in heavily implanted polycrystalline Al₂O₃” NIM B, Vol.171 (2000) 475-480
- ⁵S.M. Duvanov, A.V.Kabyshev, A.G.Balogh: “Nanostructure formations, electrical transitions and implanted impurity migration in Al₂O₃ modified by Ti ion” Surface and Coatings Technology, 158-159 (2002) 120-124

Conditions for the Long Time Stability of the Fluorine Effect during Oxidation of Titanium Aluminides at 900°C and 1000°C in Air

Hans-Eberhard Zschau¹, Michael Schütze¹, Lothar Schmidt, Reinhard Dörner, Horst Baumann

¹Dechema e.V., Karl-Winnacker-Institut, Theodor-Heuss-Allee 25
60486 Frankfurt am Main

1. Introduction

The increasing interest in γ -TiAl based alloys is motivated by their excellent specific strength at high temperatures which offers a high application potential in aerospace and automotive industries. Due to a specific weight reduced by about 50% compared to the presently used Ni-based superalloys a lower moment of inertia occurs for rotating parts as turbine blades, exhaust valves and turbocharger rotors resulting in lower mechanical stresses and a reduced fuel consumption. To improve the poor oxidation resistance at temperatures above 800°C [1] the so-called “halogen effect” offers an innovative way [2-7]. By e. g. the application of fluorine to the TiAl surface by ion implantation [8] or treatment with diluted HF solution [9] followed by oxidation at 900°C in air the formation of a dense alumina scale is achieved which protects the TiAl against corrosion. A thermodynamic model was developed which explains this halogen effect by the preferred formation and transport of volatile Al-halides through pores and microcracks within the metal/oxide interface and their conversion into alumina forming a protective oxide scale on the surface [4]. The maximum of the fluorine depth profile was found to be located at the metal/oxide interface [8, 9]. However the amount of halogen and in particular fluorine before and after oxidation shows a distinct difference. After fluorine ion implantation the maximum fluorine amount near the surface measured by PIGE is reduced significantly after only one hour of oxidation at 900°C. A similar behaviour was observed after treatment with diluted HF solution [10,11]. However technical use is only possible if the fluorine effect can be stabilized for a time of at least 1.000 hours. The aim of this work is to study the time behaviour of the fluorine depth profiles in TiAl during isothermal and cyclic oxidation at 900°C/air and 1000°C/air. The diffusion coefficient of fluorine in TiAl was determined for the first time. Using this diffusion coefficient a theoretical prediction of the fluorine amount at the metal/oxide interface was performed showing its stability at least within 1000h oxidation time. The results are in agreement with the experimental data.

2. Materials and Methods

Cast γ -TiAl (Ti-50at.-%Al) and the technical alloy γ -Met (46.6 at.-% Al) were prepared as coupons of size 8*8*1 mm³ and polished with SiC paper down to 4000 and 1200 grit resp. Microstructural investigations showed minor amounts of the α_2 -Ti₃Al phase (lamellar structure) within the γ -TiAl phase.

Following the work in ref. [8] fluorine ions of 20 keV were implanted into TiAl with a fluence of 2×10^{17} F

cm⁻². The chosen energy corresponds to a projected range of 34 nm due to the stopping power of fluorine ions in TiAl as calculated by the software package TRIM [12]. In the case of oxidation up to 500h/900°C/air only one side of the specimen was implanted whereas for oxidation times > 500 h and for thermogravimetric analysis (TGA) both sides including the edges were implanted. All beam line implantations were performed at the 60 kV implanter of the Institute of Nuclear Physics (IKF) of the Johann Wolfgang Goethe - University in Frankfurt/Main. Other TiAl specimens were treated on one side with a droplet or were dipped into 0.11 m.-% HF solution as reported in [8, 9] and dried. Isothermal and thermocyclic (1h-cycle and 24h-cycle resp.) oxidation was carried out at 900°C up to 4000h (isothermal) and 2600h (thermocyclic), whereas an oxidation time of 1000h was chosen for 1000°C. The non-destructive PIGE-technique was used to determine the fluorine concentration depth profiles within the first two μ m of the HF-treated and of the ion implanted samples before and after oxidation. A detailed description of the technique can be found in [13]. The PIGE measurements were carried out at the 2.5 MV Van de Graaff accelerator of the IKF using the nuclear reaction $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ at a resonance energy of 340 keV. The information depth of the PIGE depth profiling technique using this resonance is typically between 1.4 – 1.5 μ m. However due to the absence of fluorine within the alumina scale the information depth can be improved up to 2 μ m. Finally all samples were inspected by metallographic methods (cross-section preparation) and SEM with EDX for multielement analysis.

3. Results and Discussion

3.1 Isothermal Oxidation at 900°C after implantation

The F depth profiles after implantation can be calculated using the Monte Carlo simulation software code T-DYN [14]. For the chosen implantation parameters of 2×10^{17} F cm⁻²/20 keV a maximum of about 44 at.-% in a depth of about 34 nm is obtained (fig. 1). After oxidation of only 1h/900°C/air the measured depth profile reveals a F-maximum of about 5-6 at.-%, after an oxidation of 12h/900°C the F-maximum drops to 3 at.-%. As already pointed out in [10] the main F loss is due to the formation of TiF₄ during heating up of the sample. Already after 1h/900°C a thin alumina scale of about 200 nm thickness is formed. As shown in [8-10] the F-maxima of the oxidized samples are located at the metal/oxide interface. The alumina scale – once formed – acts as a diffusion barrier and prevents further F loss from the surface.

The cyclce process predicted in [4] needs a stationary fluorine reservoir sufficient enough to ensure a long time stability of the fluorine effect. Beside the alumina scale preventing the fluorine loss in the outward direction the fluorine diffusion into the metal must be low enough to prevent fluorine loss. As suggested in fig. 1 there is also a F diffusion into the metal leading to a decrease of the c_F^{\max} . The remaining F – concentrated at the metal/oxide interface – is an important key for a stable fluorine effect. Therefore the focus of this work is on the time behaviour of c_F^{\max} . The oxidation time was extended to 4000h showing the existence of an alumina scale on all samples. Within at least 4000h the time dependence of c_F^{\max} is characterized by an exponential decay function with a constant part showing the presence of F after long oxidation times:

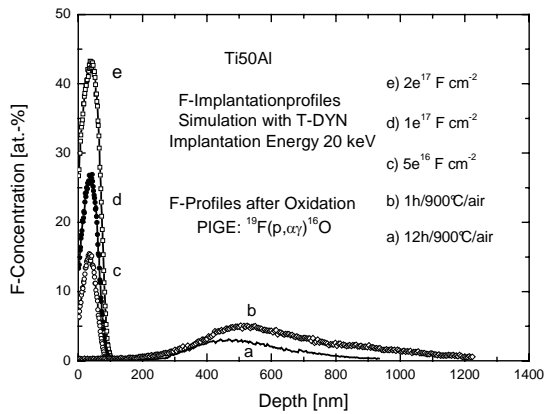


Fig. 1: F-implantation profiles for the fluences (in 10^{17} $F\text{ cm}^{-2}$) of 0.5, 1 and 2 calculated using T-DYN and F-depth profiles after oxidation of 1h and 12 h at 900°C .

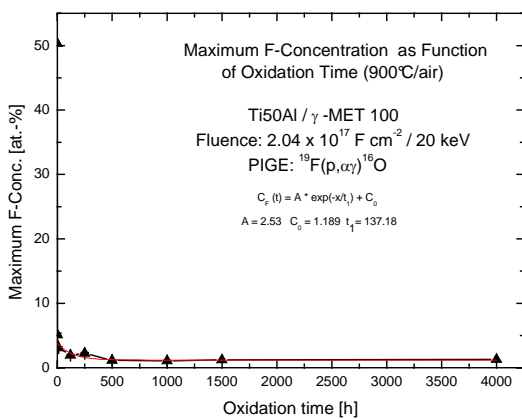


Fig. 2: Time behaviour of the F-maximum of implanted samples (2.04×10^{17} $F\text{ cm}^{-2}$ / 20 keV) during isothermal oxidation ($900^\circ\text{C}/\text{air}$).

$$c_F^{\max}(t) = c_0 + A \exp\left(-\frac{t}{t_1}\right) \quad (1)$$

Equation (1) indicates that after formation of an alumina layer the c_F^{\max} drops only slowly approaching a constant value of about 1 at.-%. The fit parameters are summarized in table 1. Together with the results from the metallographic and SEM inspection (fig. 3) showing a dense alumina scale on the surface this proves the high stability of the oxidation protection.

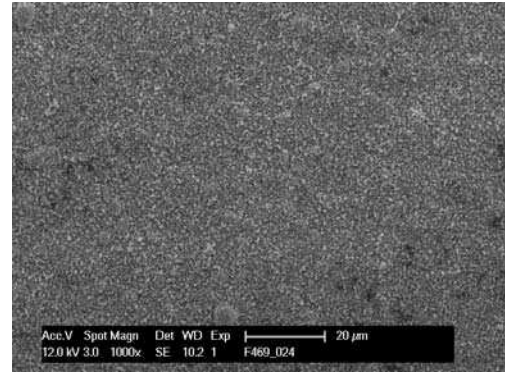


Fig. 3: The surface of a Gamma-Met sample (2×10^{17} $F\text{ cm}^{-2}$ / 20 keV) is covered by an alumina scale after isothermal oxidation ($4000\text{h}/900^\circ\text{C}/\text{air}$).

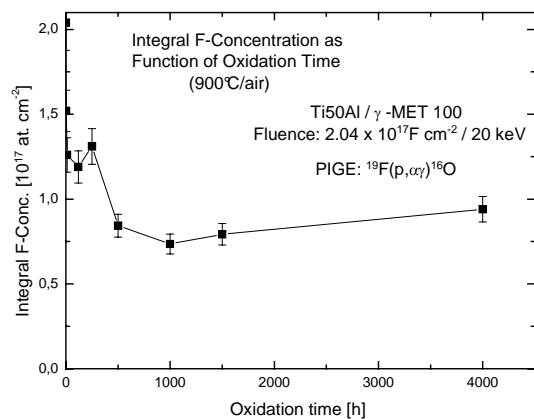


Fig. 4: Time dependence of integral F-concentration of implanted samples (2.04×10^{17} $F\text{ cm}^{-2}$ / 20 keV) during isothermal oxidation at $900^\circ\text{C}/\text{air}$.

The integral F content (fig. 4) starts with the implanted dose of 2.04×10^{17} $F\text{ cm}^{-2}$ and reaches a value of 1.26×10^{17} $F\text{ cm}^{-2}$ after 12 h/ 900°C , when the F loss from the surface is mainly stopped. During the following oxidation up to 4000h the integral F content ranges between 0.75 and 0.9×10^{17} $F\text{ cm}^{-2}$.

3.2 Isothermal Oxidation at 900°C after HF dipping

In contrast to the beam line implantation the dipping treatment in liquid allows a cost-effective F-treatment of manufactured parts with complex surfaces. By using this

route the F-profile after treatment cannot be calculated. Only the F-profiling using PIGE in combination with screening and metallographic inspections revealed the optimum dipping parameters [8,9]. There are some differences compared to the implantation case. After drying the F-profile shows a diffusion like behaviour with c_F^{\max} of about 43 at.-% and an integral dose of $2 \times 10^{18} \text{ F cm}^{-2}$. Due to the chemical etching of the surface the F-range is up to $1.5 \mu\text{m}$ from the surface. Nevertheless the

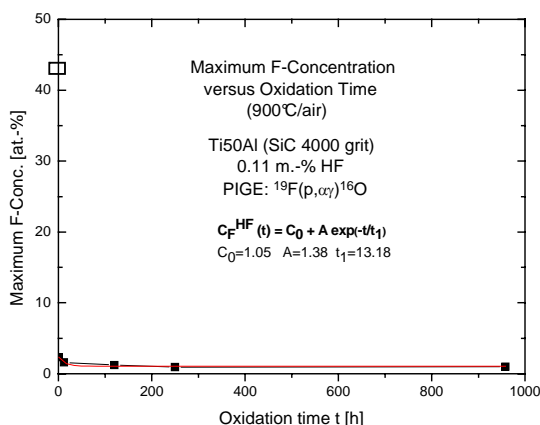


Fig. 5: Time behaviour of the F-maximum of HF treated TiAl-samples (0.11 m.-% HF) during isothermal oxidation ($900^\circ\text{C}/\text{air}$).

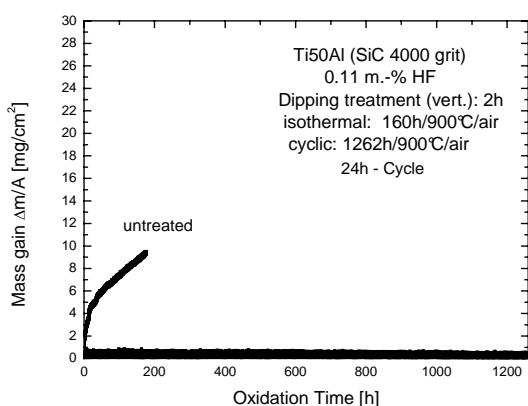


Fig. 6: TGA-curve of TiAl-sample (0.11 m.-% HF dipping) during cyclic oxidation ($1262\text{h}/900^\circ\text{C}/\text{air}$) using a 24h-cycle. Before cycling the sample was pre-oxidized $160\text{h}/900^\circ\text{C}$ isothermally.

F depth profiles are very similar to those of the implanted samples after a few hours of oxidation. The time behaviour of c_F^{\max} depicted in fig. 5 is according to equation (1). The parameters are summarized in table 1 revealing an asymptotic F amount of about 1 at.-%. The mass gain during cyclic oxidation depicted in fig. 6 shows slow alumina kinetics. To summarize the results from HF dipping it can be concluded, that the liquid phase treatment of F leads to the same time stability as in the implantation case.

3.3 Cyclic Oxidation at 900°C after implantation

The service conditions of components manufactured from gamma-TiAl alloys are characterized by thermocyclic processes between 900°C and ambient temperature. Therefore the material was tested using 24h-cycles/ $900^\circ\text{C}/\text{air}$ and 1h-cycles/ $900^\circ\text{C}/\text{air}$ to study the fluorine content up to an oxidation time of 2592h. In order to establish a thin alumina scale on the surface the samples were preoxidized until $168\text{h}/900^\circ\text{C}/\text{air}$ before starting the cyclic oxidation (1h-cycles/ $900^\circ\text{C}/\text{air}$). The behaviour of the maximum fluorine content and the integral fluorine content are illustrated in figs. 7 and 8.

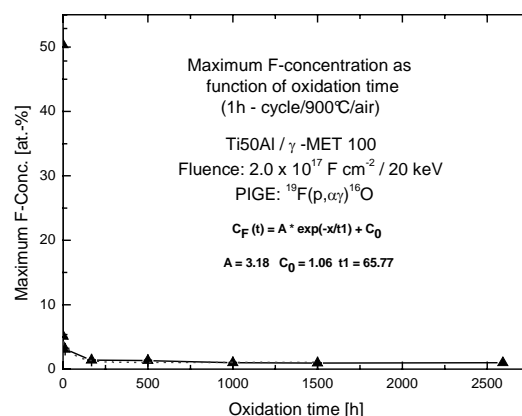


Fig. 7: Time dependence of the fluorine maximum of implanted samples ($2 \times 10^{17} \text{ F cm}^{-2} / 20 \text{ keV}$) during cyclic oxidation (1h-cycles/ $900^\circ\text{C}/\text{air}$).

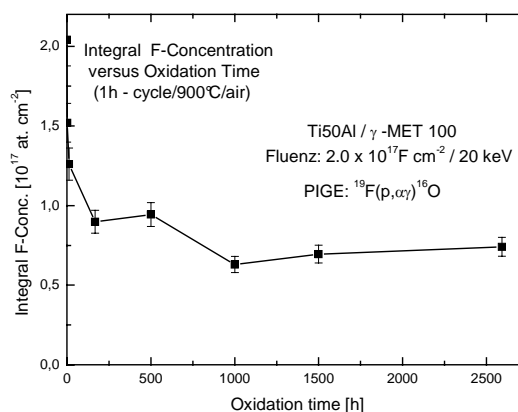


Fig. 8: Time dependence of integral F-concentration of implanted samples ($2 \times 10^{17} \text{ F cm}^{-2} / 20 \text{ keV}$) during cyclic oxidation (1h-cycles/ $900^\circ\text{C}/\text{air}$).

From the metallographic inspections and mass gain measurements it is obvious that even in the case of rapid cyclic oxidation a protecting alumina scale exists on the surface. From the analytical point of view the integral fluorine content – after rapid decrease within the first hours of (isothermal) oxidation – shows only a slight decrease and reaches a value of about $7 \times 10^{16} \text{ F cm}^{-2}$ after longer times (fig. 8). Similar to isothermal oxidation the fluorine maxima can be fitted by an exponential function eq. (1). For oxidation times > 500 hours the

fluorine maximum reaches values of about 1 at.-% which offer a long time stability also for thermocyclic oxidation.

3.4 Isothermal and cyclic Oxidation at 1000°C of implanted samples

Up to now the fluorine effect was mostly studied in the range of temperatures 800-900°C, but the thermodynamics predicts a fluorine effect up to at least 1100°C. Due to this reason the oxidation was extended to 1000°/1000h/air for isothermal and cyclic (1h-cycle) case. All samples were pre-oxidized for 120h/900°C/air in order to establish a dense alumina scale on the surface before starting the oxidation. The time evolution can also be described by eq. (1) in both cases.

Treatment/Oxidation	A	C ₀	t ₁
HF (900°C)	1.38	1.05	13.18
F-Implant. (900°C/isoth.)	2.53	1.186	137.18
F-Implant. (900°C/zykl.)	3.18	1.06	65.77
F-Implant. (1000°C/isoth.)	4.18	0.27	97.27
F-Implant. (1000°C/zykl.)	3.69	0.77	80.02

Tab. 1: Fit parameters for the time dependence of c_F^{\max} according to eq. 1 for all investigated samples.

The parameters are summarized in tab. 1. After an oxidation time of 250h the c_F^{\max} reaches values below 1 at.-% in both cases. At 1000h there is a value of about 0.3 – 0.7 at.-%. Together with the metallographic inspections it was obvious that the fluorine effect works also for 1000°C/1000h if the samples are pre-oxidized.

3. Conclusions

The long time stability of the fluorine effect during oxidation of Gamma-titanium aluminides was studied at temperatures of 900°C and 1000°C for isothermal and cyclic oxidation in air. The F concentration at the metal/oxide interface c_F^{\max} was identified to be an important parameter for the stability of the fluorine effect. Despite the high fluorine loss during heating and within the first hours of oxidation the remaining F content at the interface is sufficient to enable a stable Fluorine effect within the investigated range of oxidation time and temperatures. The time behaviour of c_F^{\max} can be expressed by a time decay function with constant values after long oxidation times. For oxidation of 900°C this “constant” F amount is about 1 at.-%, whereas for oxidation of 1000°C a value of about 0.3 – 0.7 at.-% was found. The results are in agreement with the theoretical description of the time dependence of c_F^{\max} based on the determined diffusion coefficient of F in TiAl at 900°C [15].

Acknowledgement

The work has been funded to a large extent by Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) under contract no. SCHU

729/15-1, which is gratefully acknowledged by the authors. The authors thank also the accelerator group of Dr. K. Stiebing (IKF). The support of S. Neve at the implanter is gratefully acknowledged.

References

- [1] A. Rahmel, W. J. Quadackers, M. Schütze, *Materials and Corrosion* 46 (1995), 271.
- [2] M. Kumagai, K. Shibue, K. Mok-Soon, Y. Makoto, *Intermetallics*, 4 (1996) 557.
- [3] M. Schütze, M. Hald, *Mat. Sci. Eng.*, A239-240 (1997) 847.
- [4] A. Donchev, B. Gleeson, M. Schütze, *Intermetallics* 11, (2003), 387-398
- [5] G. Schumacher, F. Dettenwanger, M. Schütze, U. Hornauer, E. Richter, E. Wieser, W. Möller, *Intermetallics*, 7 (1999) 1113.
- [6] G. Schumacher, C. Lang, M. Schütze, U. Hornauer, E. Richter, E. Wieser, W. Möller, *Materials and Corrosion*, 50 (1999) 162.
- [7] U. Hornauer, E. Richter, E. Wieser, W. Möller, G. Schumacher, C. Lang, M. Schütze, *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res.*, B 148 (1999) 858.
- [8] H.-E. Zschau, V. Gauthier, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, *Proc. International Symposium Turbomat*, Juni 17-19, 2002, Bonn, p. 210.
- [9] H.-E. Zschau, V. Gauthier, G. Schumacher, F. Dettenwanger, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, M. Graham, *Oxidation of Metals*, 59,(2003),183.
- [10] H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann and K. Bethge, *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res.*, B 240 (2005) 137-141
- [11] H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann and K. Bethge, *Materials Science Forum* 461-464 (2004) 505
- [12] J. Ziegler, J. Biersack, U. Littmark; *The stopping and range of ions in solids*, Version 95, 1995, Pergamon Press, New York.
- [13] J. R. Tesmer, M. Nastasi (Eds.), *Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis*, Materials Research Society, Pittsburgh 1995, PA, USA
- [14] J. Biersack, *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. B* 153 (1999), 398.
- [15] H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann and K. Bethge, *Intermetallics*, 14 (2006), 1136-1142.

INSTRUMENTELLE ENTWICKLUNGEN

Mass Test and Electronic Integration of ALICE TRD Chambers at IKF Frankfurt	61
A drift velocity monitor for the ALICE TRD	62
High Level Trigger for the Transition Radiation Detector in ALICE	63
Investigation of the reconstruction efficiency of the HADES-tracking system	65
A General Purpose Trigger and Readout Board (TRB) for HADES and FAIR-Experiments	66
Developmentstatus of the APDs for PANDA electromagnetic calorimeter	67
Entwurf einer Messapparatur zur Bestrahlung von LAAPDs mit Neutronen, erste Studien zur LAAPD-Montage	68
Aufbau einer Laserkammer und eines Mach-Zehnder Interferometers für Pump- Probe Experimente	69
Untersuchung eines laser-induzierten Plasmas an He- und H ₂ -Tröpfchen	70
Entwicklung einer Messapparatur für Ion-Laser-Experimente	71
Vorbereitung eines Experimentes zur Untersuchung der Reaktionsdynamik bei Stößen von langsamen, hochgeladenen Ionen mit Molekülen	72
Erzeugung negativer Ionen mit einer Mikrostruktur-Ionenquelle	73
Laser Source Mass Spectrometry	74

Mass Test and Electronics Integration of ALICE TRD Chambers at IKF Frankfurt

M. Kliemant , W. Amend , H. Appelshäuser , C. Blume , A. Fick , M. Hartig , H. Hinke ,
M. Kessenbrock , F. Kramer , W. Sommer , D. Wegerle , and A. Wiesenäcker

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. Since 2006 the IKF is one of the main production sites for the readout chambers of the ALICE TRD. In Frankfurt, 70 (type L0C1) out of a total of 540 chambers will be build. At present, 25 have been already finished. The other drift chamber types are constructed at four other production sites: at NIPNE Bucharest (Romania), at JINR Dubna (Russia), Heidelberg (Germany) and GSI. During and after the production the chamber quality is tested before the electronics are mounted on the chambers. In the autumn of 2006, a new laboratory for the electronic integration of the TRD chambers was equipped at the IKF Frankfurt (Fig. 1).

Depending on the size, each chamber is equipped with six or eight read-out boards (ROBs). Optimization of the ROB geometry allows to equip all different read-out chambers with only seven types of ROBs Ref. [2]. The ROBs have been assembled by a company (MSC) and tested at the University of Heidelberg. Each ROB carries multi-chip modules (MCMs) which implying a complicated handling procedure to avoid warping of the boards in excess of 0.5mm over 40cm.

The MCM module carries a PASA and an ADC/Digital chip (TRAP). These boards have essential functions: amplifying and shaping, digitizing and sending of data. To achieve minimal radiation length the readout boards have to be as thin as possible. Because of this the ROBs cannot support their own weight so that one has to be very careful. With some different electronic tests as pedestal-test (noise level), pulser-test and longtime stability-test we can check the performance of all MCMs on one chamber. The integration of these readout electronics and the elaborate optimisations of the noise performance done during the year 2005 are described in Ref. [3]. The most time-consuming part in the integration procedure is gluing of cooling pipes on each heat generating chip (Fig. 2). After gluing, each electronic test need to be done again, to be sure that no MCM is broke during the gluing procedure. All chambers will be transferred to Münster where the super module assembly takes place.



Figure 1: Electronic test stands for the ALICE TRD chambers with pulser and low voltage support.



Figure 2: Cooling pipes glued to readout boards.

References

- [1] ALICE TRD, Technical Design Report 9, CERN/LHCC 2001-021.
- [2] I.Rusanov, J.Stachel, "The Readout Boards for the ALICE TRD", GSI Scientific Report 2005, INSTRUMENTS-METHODS-23,p.287.
- [3] C.Lippmann, K.Oyama and I.Rusanov, "Electronics Integration for the ALICE TRD", GSI Scientific Report 2005, GSI Report 2006-01,p.290.

A drift velocity monitor for the ALICE TRD

D. Antończyk¹ and D. Wegerle¹

for the ALICE TRD collaboration

¹J. W. Goethe University Frankfurt/Main, Germany

The ALICE TRD [1] is an array of 540 gas chambers which are planned to be operated with 28 m³ of Xe-CO₂ [85-15] gas. It will provide electron-pion separation for momenta above 1 GeV/c and particle tracking in the high-multiplicity heavy-ion collisions at CERN LHC accelerator. To archive these goals, accurate pulse height measurements over the full drift time of about 2 μ s by multiwire chambers is necessary. Therefore, the monitoring of the gas properties, as the gas composition, the drift velocity, and the gas gain, will be one of the important tasks. Moreover, the large total volume of the detector and the high cost of the xenon makes it mandatory to recirculate the gas mixture used by the detector. The injection of the fresh gas into the system will be limited only to replenish what is lost due to leaks. In addition, air will diffuse into the gas mixture through the same leaks. This will lead to accumulation of the nitrogen in the gas mixture and result in the change of the gas properties. Therefore, the drift velocity monitor, known as Goofie, will be used as on-line monitor of the gas properties and will provide information about concentration of the nitrogen in the gas mixture.

The principle of the operation of the drift velocity monitor, shown in Fig. 1, is based on the measurement of the difference in drift time of electrons produced in the gas by α -particle tracks, at two known distances from a so-called pick-up detector. The electrons released in the gas drift down to the pickup-up detector through a constant field drift channel defined by equally spaced ring electrodes. Two single-wire cylindrical proportional counters depicted as T1 and T2 in Fig. 1 provide a trigger signal. The α -particles are emitted from Americium source ²⁴¹Am with activity of 90 kBq. Both sources (S1, S2) are placed in front of the detectors at well defined distances. The pulse-height spectrum in the pick-up is recorded as a function of time by custom made read-out board based on the PASA-ALTRO chain [2]. The drift channel is foreseen to operate at the unprecedented ALICE TRD field of 700 V/cm, thus require further modification of existing monitor design in order to avoid high voltage breakdown. In particular, the length of the field cage will be optimized to find optimal ratio between monitor resolution and maximum field voltage applicable. Moreover, the voltage of both the anode wires and the cathode tube of the trigger counter will be taken from the nearest drift field electrodes in order to prevent high fields to form near the counters, and limit the field distortions in the drift channel. In order to provide good temperature uniformity, the gas enclosure may be water-cooled. The temperature will be monitored by two internal sensors which are foreseen to be read by National Instrument PCI card. In addition, the later will provide also read-

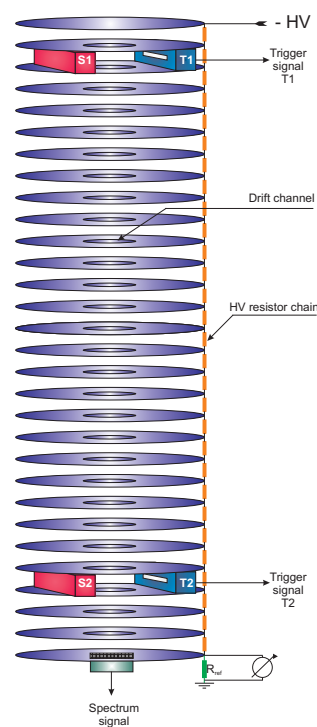


Figure 1: The schematic view of the drift velocity monitor (for details see text).

out for the field cage voltage, the pressure sensor and can be used to control the HV power supply.

One of the main task of Goofie is to monitor the gas composition. In order to perform such analysis, the gain and the drift velocity were simulated for different contents of the CO₂ and N₂ using GARFIELD/MAGBOLTZ [3, 4] applications. Derived dependences were parametrized using two plane linear equations. Solving these equations for a given gain and drift velocity will lead to the unique gas composition. Therefore, based on the information from Goofie monitor it is possible to calculate the fraction of nitrogen in the gas mixture based on simulated parameterizations.

References

- [1] ALICE TRD Technical Designed Report, CERN/LHCC 2001-021.
- [2] L. Musa et al., The ALICE TPC Front End Electronics, Proc. of the IEEE Nuclear Science Symposium, 20-25 Oct. 2003, Portland
- [3] S. F. Biagi, MAGBOLTZ, Nucl. Inst. and Meth. A421 (1999) 234.
- [4] R. Veenhof, GARFIELD, Nucl. Inst. and Meth. A419 (1998) 726.

High Level Trigger for the Transition Radiation Detector in ALICE

Mateusz Płoskoń

Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt, Germany

1 Triggering with TRD

The main goal of the ALICE Transition-Radiation Detector (TRD) [1] is to provide electron identification in the central barrel for momenta greater than $1 \text{ GeV}/c$, where the pion rejection capability through energy loss measurement in the TPC is no longer sufficient. Since the TRD is a fast tracker, it can be used as an efficient trigger for high-transverse-momentum electrons. Such a trigger will considerably enhance the recorded Υ yields in the high-mass part of the dilepton continuum as well as high- p_t J/ψ . The coverage in pseudo-rapidity matches the coverage of the other central barrel detectors, $|\eta| < 0.9$. The TRD fills the radial space between the TPC and the TOF detectors. The data size per event shipped to the Global Tracking Unit at extreme multiplicity ($dN_{ch}/dh = 8000$) is about 11 MB.

1.1 Dielectron trigger

The J/ψ and Υ can be reconstructed by their leptonic decays into e^+e^- pairs by tracking the dielectrons through the TPC, TRD and ITS. These measurements are complementary to the quarkonia measurements in the muon arm. The TRD will trigger on high transverse-momentum tracks by reconstructing particle trajectories in the TRD chambers, and on electron candidates by measurements of the total energy loss in the TRD, and the depth profile of the deposited energy. The true quarkonium trigger rate (signal) is small, e.g. the Υ trigger rate is about $10\text{--}2 \text{ Hz}$, and the TRD dielectron trigger is dominated by the background. Depending on the set of cuts (see page 108 in [1]), a trigger rate of e^+e^- pairs in the TRD of about $300\text{--}700 \text{ Hz}$ at $dN_{ch}/dy = 8000$ is expected. A reduction of this rate to about $100\text{--}250 \text{ Hz}$ is possible by selecting two invariant-mass windows around the J/ψ and the Υ family. The High Level Trigger [2] will then reject background events (fake triggers) and thus reduce the event rate by a factor of ten.

1.2 Precise tracking

The TRD tracklets will be matched with fully reconstructed and fitted tracks in the TPC, and in due course the tracks will be propagated to the ITS. Since the secondary electrons have a broad momentum distribution, 60% of those triggering the TRD have transverse momenta below $3 \text{ GeV}/c$, i.e. below the trigger threshold. The combined track fit allows for a more accurate determination of momentum than one using the TRD alone, and thus the HLT will reject secondary electrons by sharpening the momentum cut. Adding the ITS will give a handle to the impact parameter. A fraction of about 50% of the secondary electrons will be identified as such by their impact parameter and rejected by applying a cut on it, thereby removing stiff tracks not originating in the vertex area.

1.3 Expected background rejection rate

With precise tracking, secondary electrons (50% of the background) can be reduced by a factor of two, and additional impact-parameter cuts can further reduce them by another factor of 2. A large fraction of misidentified pions can be rejected by the TPC dE/dx analysis (the exact fraction depends on the final TRD pion rejection power), resulting in an overall background rejection factor of 10 or more.

2 HLT functionality

A key component of the proposed HLT system is its ability to process the raw data in real time and to reduce the data rate as far as possible to have reasonable taping cost. It is designed to utilise information from the TPC and fast detectors, e.g. the TRD. The HLT system will be flexible enough to be expanded to include other tracking devices. The overall HLT functionality is summarised in Fig. 1. All detectors ship their raw data upon receipt of a L2 accept message, which is distributed by the central trigger

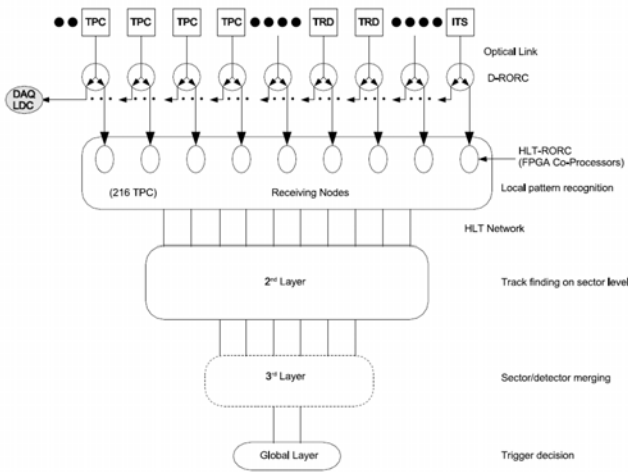


Figure 1: Data flow architecture of the HLT. Note that the detector raw data is duplicated and simultaneously received by DAQ and HLT.

processor. The HLT will not receive data from any events that are rejected at or below the L2 level. The raw data is replicated by the DRORC modules, creating two identical raw data streams, one being stored in the DAQ LDC data chain and the other being sent to the HLT. The raw data is received into HLT front-end processors, where it is stored until it is discarded or read out for fine-grain selection and compression, depending on the HLT trigger decision. Typically, the first processing is performed trivially parallel by implementing a highly local clusterfinder algorithm on the digitised raw clusters. The derived space points are then processed further in an online tracker. The online tracks are then converted into physics quantities, which are coalesced from all sub-detectors for the global HLT decision. Aside from global HLT processing, dedicated algorithms for dimuon event selection (trigger) and TRD event selection (trigger) are foreseen. Once at least part of the event is selected by the global HLT, the relevant data will be either marked for read out (coarse granularity Region of Interest, RoI) or directly shipped to the DAQ for archival (fine granularity RoI). Events selected for readout may be further compressed in the HLT, in order to reduce the data volume as much as possible without affecting the physics data contained therein.

2.1 HLT triggering modes

Several trigger modes of HLT are foreseen:

- **Data compression only.** No HLT trigger activity in

this mode, the HLT functions as an advanced data compression device.

- **HLT dimuon trigger.** About 80% of the dimuon candidate events can be rejected within the HLT by tracking the event.
- **HLT jet trigger.** The existence of a number of high- p_t particles within a small phase space segment can be used as trigger for jets in the TPC acceptance. This search can possibly be augmented by TRD seeds.
- **HLT momentum filter.** About 50% of all tracks in the TPC are soft, i.e. $p_t < 0.4 \text{ GeV}/c$. Tracking all tracks in the TPC (with emphasis on high efficiency at high- p_t), and keeping only raw data regions along the high- p_t trajectories, can reduce the data volume by a large fraction.
- **HLT impact parameter trigger.** By propagating the TPC tracks (e.g. high- p_t tracks) to the ITS, and with knowledge of the interaction point from either ITS or TPC tracking, the track-by-track impact parameter can be determined and used as a criterion for event rejection.
- **HLT TRD trigger.** The TRD trigger will be dominated by background tracks. Therefore, the intention here is to reject fake tracks both by precise tracking (TPC/ITS) and by improved PID (TPC dE/dx) for the high- p_t track candidates in the TPC. The relevant tracks are identified by the TRD, and a processing command is sent to the appropriate sector processors of the TPC. After having received the event in memory, the processor starts tracking only the defined track candidates. During these calculations, the processor can already receive another event to make maximum use of the CPU. The HLT processor receives the information concerning the candidates via its network from the TRD global trigger. This can easily be implemented at a rate of a few hundred Hz without presenting any particular technological challenges.

References

- [1] ALICE Collaboration, Technical Design Report of the Transition-Radiation Detector, CERN-LHCC-2001-21.
- [2] ALICE Collaboration, Technical Design Report, CERN-LHCC-2003-062.

Investigation of the reconstruction efficiency of the HADES-tracking system

M. Heilmann¹, J. Markert¹, C. Müntz¹, and J. Stroth^{1,2}

¹IKF, Frankfurt; ²GSI, Darmstadt

The HADES spectrometer at GSI, Darmstadt, has been designed to measure e^+e^- -Pairs originating from dileptonic decays of light vector mesons in the energy range of 1 – 2 AGeV. One of the goals has been to achieve a invariant mass resolution of 1 % at the vector meson pole masses, requiring a spacial resolution of the tracking system of 100 μm . The HADES tracking system consists of 24 trapezoidal, planar 6-layered low-mass multi-wire drift chambers (MDC), forming four tracking planes (I-IV) of increasing size.

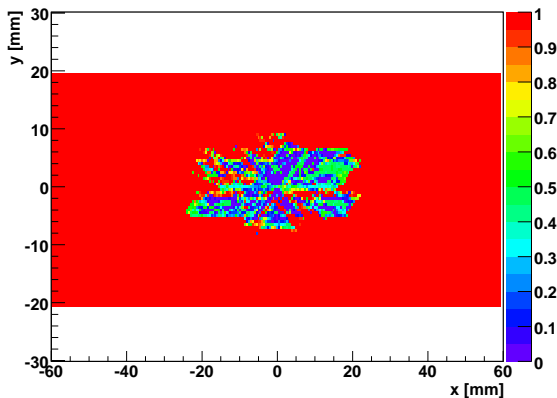


Figure 1: Track reconstruction efficiency as function of distance from the reference track in the coordinate system of the drift chamber. One track was fixed at $\{0, 0\}$, the second track was varied.

Subject of this report is the investigation of the track reconstruction efficiency and double track resolution capability in the inner drift chambers, both being crucial for the rejection of background of close lepton pairs originating from γ -conversion processes and an efficient reconstruction of the lepton yield in high multiplicity environments like collision of Au+Au at 1.5 AGeV. In central Au+Au collisions track densities of up to 0.64 primary charged

particles per cm^2 , with the maximum close to the beam line and decreasing track density for larger polar angles, have to be handled.

The particle trajectories are simultaneously reconstructed in two drift chambers, leading to an average number of 12-15 drift cells per track. With decreasing distance of the tracks the drift cells of one hit start to contribute to the neighboring hit, acting like a source of correlated background. Under such conditions it becomes difficult for the track fitting procedure to remove the drift cells not belonging to the actual analyzed track from the fit. This results in a decline of reconstruction quality and efficiency, at the same time raising the number of additional fake hits. The drift chambers have been modeled with software package GEANT. The two-track resolution has been investigated by emitting two particles under a given emission angle and a given distance of the hit points on the drift chambers. The reconstruction efficiency of both tracks was estimated as function of the distance of the two hit points on the chamber and the relative orientation of the two tracks with respect to each other, resulting in a 2-dimensional efficiency map (see fig. 1). Reconstructed hits with a deviation of the position of larger than 2.5 mm from the true position have been discarded. The latter condition has been applied to all four drift chamber hits of a track traversing the spectrometer.

The obtained results show that the reconstruction efficiency breaks down at distances of 10-30 mm of the hits. More advanced reconstruction techniques have to be developed to cope with the challenging high track density environment of central Au+Au collisions for the future.

A General Purpose Trigger and Readout Board (TRB) for HADES and FAIR-Experiments (*)

I. Fröhlich, C. Schrader, H. Ströbele, J. Stroth, A. Tarantola

A general-purpose trigger and readout board (TRBv2) with on-board DAQ functionality is currently being developed as a replacement of the existing HADES electronics (DAQ and parts of the FEE) as well as for the PANDA Mini Drift Chamber (MDC) readout [1]. The first version has been successfully integrated into the data acquisition of the HADES detector (TRBv1). While the main application of the TRBv1 was to be a 128-channel Time to Digital Converter (TDC) electronics based on the HPTDC [2] (we achieve $\sigma=40\text{ps}$ resolution) to read out the HADES-RPC-detector, the TRBv2 has been designed in a way to be detector independent and thus may serve for any high-speed data acquisition by using a flexible add-on board concept

To broaden the spectrum of possible applications in future DAQ-systems, we added a very high data-rate digital interface connector (15 Gbit/s). It gives the possibility to mount add-on boards to the TRBv2 which then provide the detector-specific interfaces (special connectors) or FEE (like ADCs) and additional computing resources (FPGAs).

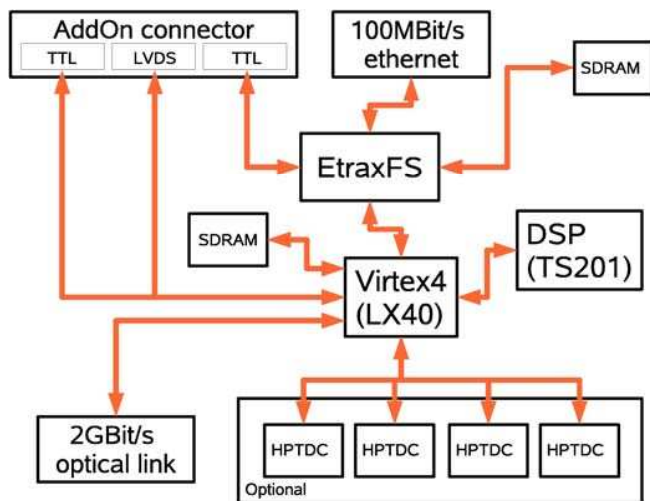


Fig. 1: The TRBv2. It features 4 HPTDCs (128 channels, optional), an Etrax-FS-Processor [3] with 128 MBytes memory, Ethernet-connectivity, an optical link with 2 Gbit/s, programmable logic (Virtex 4 LX40) and a TigerSharc DSP (500 MHz, 24 MBit memory, 4 linkports).

In addition, the TRBv2 provides an optical link (2 Gbit/s) as a replacement of the HADES trigger bus and for high speed data transport (as required for example by PANDA), a large FPGA (Xilinx Virtex4 LX40 + 128 MBytes RAM) and a TigerSharc DSP can be used as on-board resources for trigger and on-line analysis algorithms.

The TRBv2 uses an Etrax-FS processor [3] for DAQ and slow-control functionality. The processor runs a standard

linux 2.6 kernel in the 128 MBytes of memory and is directly connected to the 100 Mbit/s Ethernet. The integrated three co-processors (each 200 MHz) allow a high IO bandwidth without main CPU intervention.

An additional board has been built (HadCom), which is used to test many features of the Etrax-FS-Processor as well as the communication interface between the new trigger and readout board network (TrbNet) with the existing HADES-electronics. The TrbNet will be mainly based on the 2 Gbit/s optical links but also allows the integration of VME-CPU's, the add-on boards and the front end electronics in a standardized way.

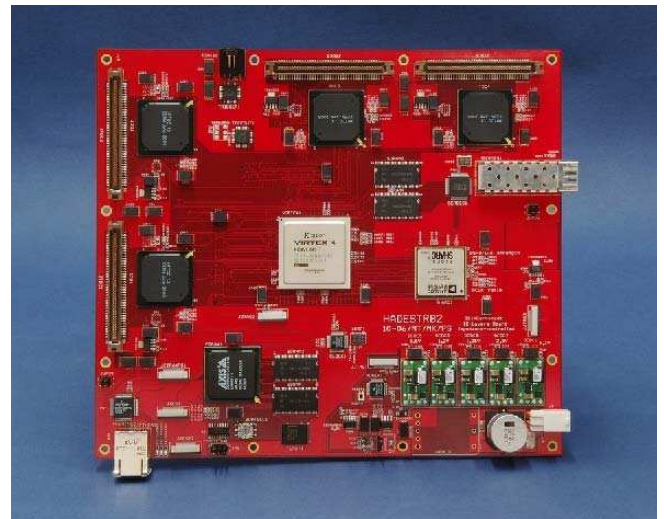


Fig. 2: The prototype TRBv2 module (size: 20x23cm).

Referenzen:

- [1] P. Salabura, PANDA Collaboration Meeting, FEE-Session, 2006-12-11
- [2] HPTDC, J. Christiansen, Digital Microelec. Group, CERN
- [3] ETRAX, AXIS Communications, Sweden

(*) supported by EU FP6 grant, contract number 515876

Developmentstatus of the APDs for the PANDA electromagnetic calorimeter*

A. Wilms¹, B. Lewandowski¹, H. Nowak¹, K. Peters^{1,2}, and N. Pitz²

¹GSI, Darmstadt, Germany; ²IKF, University Frankfurt, Germany

Introduction

The PANDA electromagnetic calorimeter (EMC) will consist of nearly 22,000 lead tungstate (PWO) crystals. They will be read out with avalanche photodiodes (APDs) at a temperature of $T \approx -25^\circ\text{C}$. Due to the great effort in development and fabrication of those photo detectors achieved during the last years, the reachable size of the device active area is still getting larger. For the readout of the barrel part of the PANDA-EMC APDs with an active area of $(10 \times 10)\text{mm}^2$ (large area APDs (LAAPDs)) will be used. Due to the great amount of LAAPDs used in PANDA a laboratory for characterization and optimization of these devices related to the EMC specifications has been build up at Frankfurt University.

Recent activities

For the characterization and monitoring of the devices different properties of them have to be measured. The characterization of the manufacturer is done at room temperature; therefore each measurement has to be done at room temperature (to exert or vitiate the manufacturers specifications) and at operating temperature of $T \approx -25^\circ\text{C}$. This is leading to several special requirements for the quality assurance of the whole number of APDs used in the PANDA-EMC. During the R&D phase several measuring equipments were designed and deal with the characterization and quality assurance of the LAAPDs in different specific aspects.

Characterization

Several device properties will be measured at the new APD laboratory. The capacitance and the dark current are an important input for the preamplifiers designed by the ASIC group at GSI as well as the noise of the devices. The latter parameter will be evaluated by measuring the excess noise factor of the LAAPDs at the two relevant temperatures. The quantum efficiency depending on the light wavelength and the uniformity of the device internal gain over the whole active area will also be measured.

All specification of the APDs will also be determined depending on their wafer positions as well as in terms of specification fluctuations corresponding to different wafers delivered by the manufacturer.

Radiation hardness

The radiation hardness of the available prototypes has to be determined for protons/photons as well as for neu-

tron irradiation. The proton irradiation is done at the KVI Groningen and a setup for neutron irradiation was designed for the APD laboratory in Frankfurt to study the increase of the device dark current during irradiation. This latter measurement will be done at several temperatures which leads to a very complex design of the apparatus to fulfill all safety requirements for this kind of radiation studies. First results of this measurements will be available in the near future.

APD mounting

Another aspect of the APD activities of our group is the realization of the APD mounting procedure on the rear side of the crystals. For that reason a capsule has been designed to mount the APDs, the preamplifier, the light guides of the light pulser system as well as a temperature sensor properly on the crystal surface (see fig.1).

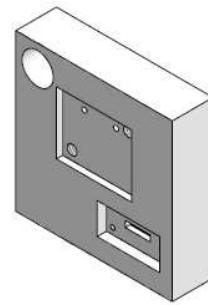


Figure 1: Capsule for one LAAPD from the back side: Shown are the gaps for the preamplifier- and thermistor-PCBs as well as a hole forseen for light guide mounting.

The material of this capsule has to be an electric shielding meanwhile its heat conductivity has to be good enough to ensure the cooling of the APDs during the measurement. Therefore we have chosen poly-ether-ether-ketone (PEEK) for the first capsule prototype production.

The evaluation of different kinds of glues has also started during the last month and the measuring equipment for the screening procedure of the splice between APD and crystal is under development.

Acknowledgment

We would like to thank Herbert Löhner from KVI for the very friendly and familiar atmosphere and help during several LAAPD irradiation beamtimes.

* Work supported by EU/FP6 HADRONPHYSICS and GSI

Entwurf einer Messapparatur zur Bestrahlung von LAAPDs mit Neutronen

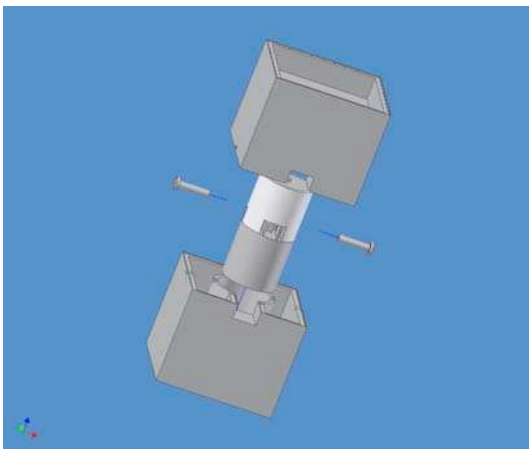
Erste Studien zur LAAPD-Montage

N. Pitz, Institut für Kernphysik Frankfurt

Für den PANDA Detektor ist ein schnelles und kompaktes elektromagnetisches Kalorimeter (EMC) zur Detektion von Photonen und Elektronen vorgesehen. Hierfür werden Tests an LAAPDs (Large Area Avalanche Photodiodes) mit einer aktiven Fläche von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ durchgeführt, da diese zur Auslese der Szintillatorkristalle des EMC eingesetzt werden sollen.

Strahlenthärtetests

Da die Photodioden später im Detektorbetrieb hohen Strahlendosen ausgesetzt sein werden, werden an ihnen Strahlenthärtetests vorgenommen. Aus diesem Grund ist eine Vorrichtung notwendig, mit der Strahlenthärtetests zur Bestrahlung der LAAPDs mit Neutronen realisiert werden kann. Da diese Bestrahlung unter Laborbedingungen erfolgen soll, ist es wichtig, jegliche Sicherheitsbestimmungen für diesen Strahlentplatz zu erfüllen. Dazu zählen u.A., dass keinerlei Strahlung den Aufbau verlassen darf. Erschwerend kommt hinzu, dass die Messung bei einer Temperatur von -25°C durchgeführt werden muss, da dies der späteren Detektortemperatur entspricht. Um eine Wasseransammlung an der Oberfläche der LAAPDs zu vermeiden, muss der Messaufbau mit Stickstoff geflutet werden.



Figur 1

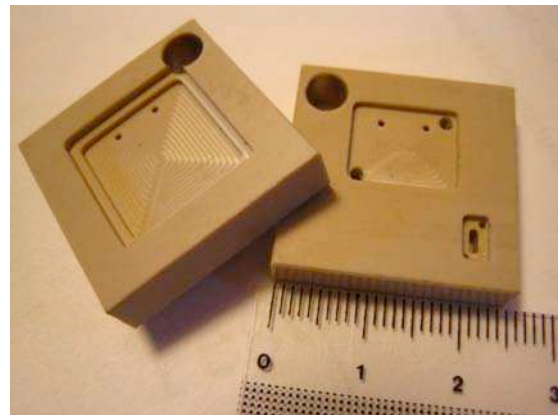
In Figur 1 ist eine schematische Darstellung der Messapparatur zu sehen.

Die einzelnen Bauelemente der Messapparatur werden mit Borsilikat als Absorbermaterial befüllt.

Die Fertigung der Apparatur dauert noch an.

Capsule – Erste Studien

Um die spätere Montierung der LAAPDs an den Detektor zu gewährleisten, wurde ein sogenanntes Capsule entworfen, welches sowohl die LAAPD als auch einzelne elektronische Komponenten trägt. Hierzu zählen ein Vorverstärker und ein Temperatursensor. Die Anforderungen an dieses Capsule sind, thermische Leitfähigkeit und elektrische Isolation, um einen einwandfreien Betrieb der LAAPDs garantieren zu können. Darauf basierend stehen zwei Materialien für das Capsule zur Verfügung: Aluminiumoxid (Keramik) und Polyetheretherketon PEEK (Plastik). Auf Grund wirtschaftlicher Überlegungen haben wir uns für PEEK entschieden. Die ersten fünf Prototypen wurden von einer österreichischen Firma gefertigt und bereits geliefert (siehe Figur 2).



Figur 2 – Prototypen

Ein zweites Angebot einer schweizerischen Firma liegt bereits vor.

Die Vermessung eines evtl. auftretenden Temperaturgradienten zwischen Kristall, LAAPD, Capsule und Elektronik ist in der Vorbereitung.

Aufbau einer Laserkammer und eines Mach-Zehnder Interferometers für Pump-Probe Experimente

M. Rudloff, B. Ulrich, K. Cole,
H. Schmidt-Böcking und R. Dörner

Die räumliche Orientierung von Molekülen im Bezug auf die Polarisation des Laserlichts spielt nicht nur bei der Ionisation [1], sondern auch bei der Erzeugung höherer harmonischer Strahlung durch den sog. Recollision-Prozess eine entscheidende Rolle. Durch gezieltes Ausrichten von Molekülen lässt sich beispielsweise die Erzeugung Höherer Harmonischer beeinflussen [2].

Bei den geplanten Pump-Probe Experimenten an O_2 und N_2 -Molekülen ist zum einen die zeitliche Entwicklung der Ausrichtung der Moleküle und zum anderen der Einfluss dieser auf den Ionisationsprozess von Interesse. Dazu wird durch einen ersten schwachen Laserpuls (Pump Puls) eine Rotationsanregung der Moleküle initiiert. Die elektromagnetische Kopplung des Laserfeldes an die Ladungsverteilung (näherungsweise Dipol) der Moleküle bringt dabei einen großen Teil der Moleküle dazu sich mit der molekularen Achse entlang des linear polarisierten Laserfeldes auszurichten (alignment). Diese Ausrichtung ist zeitabhängig und kehrt abhängig von der Rotationskonstante des Moleküls wieder zurück (revival). Auch der gegenteilige Effekt lässt sich beobachten: Ein Teil der Moleküle orientiert seine molekulare Achse senkrecht zur Laserpolarisation (anti-alignment). Ein zweiter intensiverer Puls (Probe Puls) kann dann in variablem zeitlichen Abstand die Moleküle ionisieren. Die COLTRIMS Technik ermöglicht eine vollständige Berechnung der Impulse aller Elektronen und Ionen. Durch Koinzidenzmessung lässt sich die Orientierung des Moleküls zum Zeitpunkt der Ionisation rekonstruieren.

Zur Durchführung des beschriebenen Pump-Probe Experiments wurde eine Anordnung zur Aufspaltung und zeitlichen Verzögerung der Laserpulse aufgebaut. Dazu wird der Laserpuls in einem Interferometer vom Mach-Zehnder-Typ mit Hilfe eines Strahlteilers in Verhältnis 50:50 aufgespalten. Ein Teil des Pulses wird im festen Arm des Interferometers abgeschwächt. Für den beweglichen Arm werden die Spiegel auf einem motorisiertem computergesteuerten Verschiebetisch („delay stage“) platziert. Zur Steuerung wurde ein entsprechendes Interface mit Hilfe des Softwarepakets „ROOT“ programmiert, wobei sich Geschwindigkeit, Beschleunigung und die gewünschte Verschiebung auswählen lassen. Während des Experiments wird die aktuelle Position mitgeschrieben, woraus sich die zeitliche Verzögerung der Pulse zueinander bestimmen lässt. Um zusätzlich zur Positionsinformation des Verschiebetisches eine sehr genaue Bestimmung (Größenordnung $10^{-7}m$) der vom Licht zurückgelegten Entfernung zu erhalten, wird mit einem weiteren Spiegel auf dem Verschiebetisch zusätzlich ein Michelson-Interferometer aufgestellt. Für dieses Interferometer kommt ein konventioneller Helium-Neon-Laser sowie eine Photodiode zur Detektion des Interferenzmusters zum Einsatz. Bei Bewegung des Spiegels auf dem Tisch ändert sich das Muster und somit das Signal der Photodiode woraus sich der Weg bestimmen lässt.

Zur Messung der Fragmente mit der COLTRIMS Methode werden zwei orts- und zeitauflösende Multihitdetektoren benutzt. Dabei handelt es sich um eine 120mm große Hexanode für die Elektronen- und ebenso große Quadanode für die Ionenseite, die mit jeweils zwei 120mm Multi-Channelplates ausgestattet sind.

Um in der Targetkammer einen Enddruck im Bereich von e-10 mbar zu gewährleisten ist der Überschallgasjet in drei differenzielle Pumpstufen unterteilt. Um die größtmögliche Auflösung zu erzielen muss sichergestellt werden, dass der Jet auch in Ausbreitungsrichtung hinreichend kalt ist. Dafür wird die Düse über eine Kühlfalle auf Temperatur von flüssigem Stickstoff gebracht und somit das Gas schon vor der Expansion gekühlt, was zu einem geringeren Impuls in Jetrichtung führt. Um ein Zufrieren der Düse zu vermeiden wird die Temperatur durch eine Gegenheizung konstant gehalten.

Um unerwünschte Volumeneffekte des Laserfokus bei unterschiedlichen Intensitäten zu vermeiden, kann zusätzlich der Gasjet mittels zweier Blenden getrimmt werden, so dass sein Querschnitt klein wird im Vergleich zum Laserfokus.

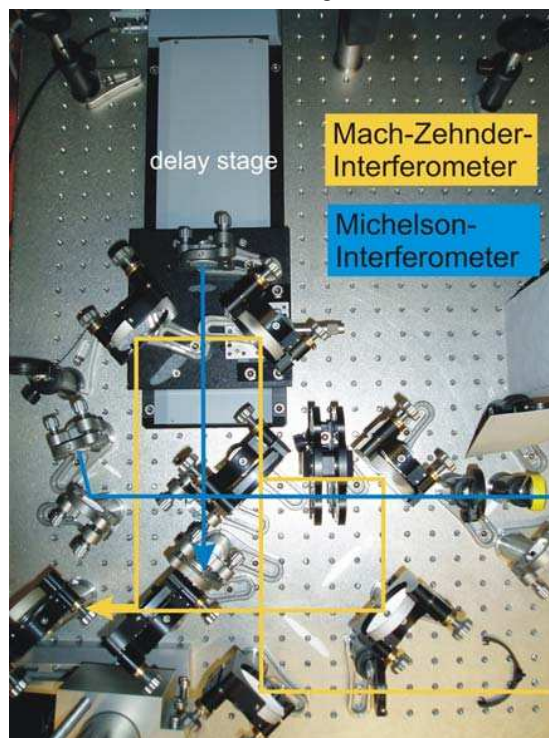


Abbildung 1: Aufbau des Mach-Zehnder-Interferometers. Die gelben Linien zeigen den Strahlengang des Mach-Zehnder-Interferometers, blau ist der Strahlengang des Michelson-Interferometers gekennzeichnet.

Referenzen:

- [1] A. Alnaser *et al.*, *PRL* 93,11,113003-1 (2004)
- [2] J. Itatani *et al.*, *PRL* 94, 123902 (2005)

Untersuchung eines laser-induzierten Plasmas an He- und H₂-Tröpfchen

Robert E. Grisenti, Rui A. Costa Fraga, Nikos Petridis

Am Anfang des Jahres wurde beschlossen, dass an der Kugelkammer, die schon für die Erzeugung kryogener Mikrojets aus Helium und Wasserstoff benutzt wurde, ein Experiment zur Untersuchung laser-induzierter Plasmen aufgebaut werden sollte.

Die Modifikationen umfassten sowohl Veränderungen an der Kugelkammer als auch an dem Laborraum an sich. Es musste ein Loch in der Wand gebohrt werden, um den Laserstrahl aus dem benachbarten Laserlabor in unseren Raum leiten zu können. Vor dem Loch und an dem Gestell der Kugelkammer wurden Spiegel installiert, um den Laserstrahl in die Kammer zu leiten. Die Spiegel, die an das Gestell montiert sind, wurden mit roten Platten abgeschirmt.

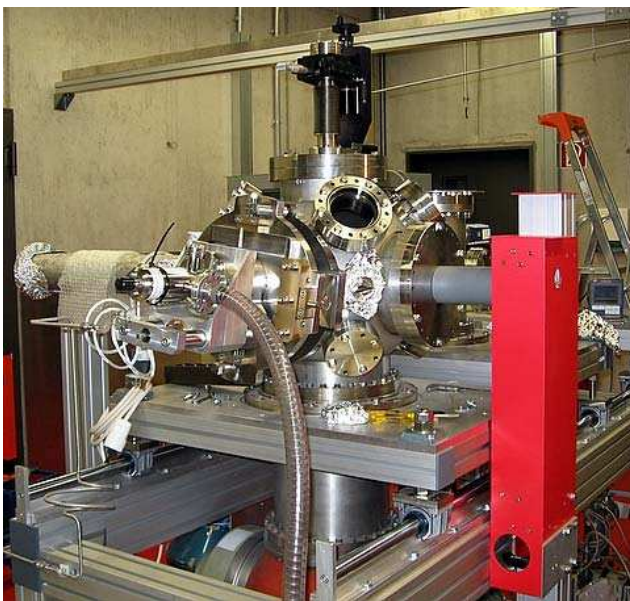


Bild 1: Modifikationen an der Kugelkammer

An der Kammer wurde ein Fenster eingebaut, das so beschichtet wurde, so dass es für Wellenlängen zwischen 633 und 1064 nm durchlässig ist. Zudem ist am oberen Flansch der Kugelkammer ein x,y,z-Manipulator montiert worden, um eine Linse mit 5 cm Brennweite zwischen dem Laserfenster und dem Mikrojet platzieren zu können. So kann mit Hilfe dieses Manipulators der Fokussierpunkt des Laserstrahls auf den Jet justiert werden.

Zur Detektion der emittierten Röntgenstrahlen werden Detektoren benutzt, die schon bei der Marsmission eingesetzt wurden. Es handelt sich um das Modell XR-100CR von der Firma AMPTEK. Um sie so an der Kammer montieren zu können, dass die Elektronik sich nicht im Vakuum befindet und somit passiv durch Kupfer gekühlt werden müsste, wurden Flansche mit einer O-Ring-Dichtung, die speziell an das Rohr der Detektoren angepasst ist, angefertigt. Zudem musste der sich in der Kammer befindliche Kopf des Detektors auch vakuumtauglich gemacht werden. Dazu wurden von der Firma zur Verfügung gestellte Silikondichtungen benutzt, die zwischen den eigentlichen

Detektor am Ende des Rohres und der Elektronik des Detektors eingesetzt wurden.

Am Flansch, der sich gegenüber des Laserfensters befindet, wurde ein 70 cm langes Rohr montiert, an dessen Ende ein MCP-System angebracht wird. Somit ist eine Driftstrecke von ca. 1m für die zu messenden, in dem laserinduzierten Plasma erzeugten, schweren Ionen, gewährleistet.

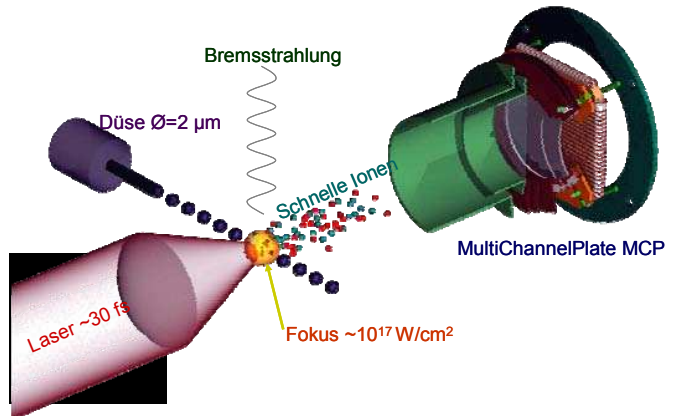


Bild 2: Schema des experimentellen Aufbaus

Es wurden Rechnungen durchgeführt, die die maximale Energien der Ionen bei Helium- und Wasserstoff-Mikrojets in Abhängigkeit der benutzten Laserintensitäten angeben. Ziel des Experimentes wird es unter anderem sein, diese Vorhersagen zu verifizieren.

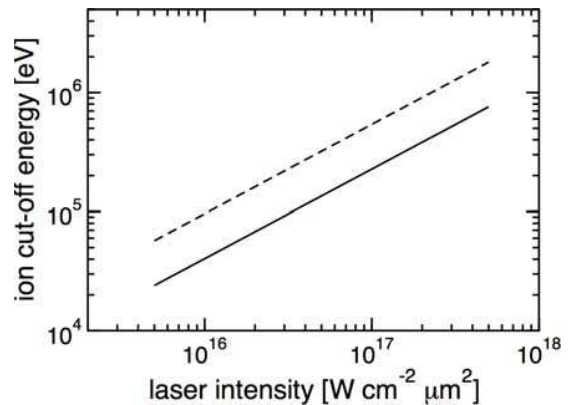


Bild 3: max. Energien der Ionen bei Helium (gestrichelte Linie) und Wasserstoff (durchgehende Linie) [Peano et al. (2006)]

Entwicklung einer Messapparatur für Ion-Laser-Experimente

M. Odenweller, L. Schmidt, M. Smolarski, K. Cole, M. Schöffler, J. Titze, N. Neumann, K. Kreidi, T. Jahnke, L. Foucar, B. Ullrich, M. Yildirim, H. Schmidt-Böcking und R. Dörner

Es wurde eine Messapparatur entwickelt, welche es erlaubt, Laser-Experimente direkt an ionischen Targets durchzuführen. Die verwendete Anordnung ist dabei auf den Betrieb mit H_2^+ optimiert.

Im Gegensatz zu neutralen Targets ist die Dichte von ionischen Targets durch Coulombabstoßung begrenzt. Des Weiteren geht die Geschwindigkeit der Target – Ionen antiproportional in die Ionen-Dichte ein:

Bei einer Geschwindigkeit von 3 a.u. (450 keV für H_2^+) ergibt sich mit dem Frankfurter Van-de-Graaff-Beschleuniger typischerweise eine Ionendichte von $5 \cdot 10^4$ Ionen/cm³. Ein Gasjet liefert zum Vergleich eine Dichte von 10^{11} neutralen Targets/cm³ und selbst im Restgas finden sich bei einem Druck von 10^{-10} mbar bei Zimmertemperatur noch $2,5 \cdot 10^6$ Teilchen/cm³. Man kann daher davon ausgehen, dass der Laser ca. 50 mal mehr Elektronen aus dem Restgas als aus dem eigentlichen Target erzeugt. Glücklicherweise kann man die Geschwindigkeit des Ionenstrahls zu einer effizienten Filterung verwenden, da die Elektronen, die aus Ion-Laser-Prozessen entstehen, im Gegensatz zu denen aus Restgas-Laser-Reaktionen eine Offset-Geschwindigkeit besitzen. Ohne diese Separation wäre eine Messung nicht möglich. Um auch Experimente mit zirkular polarisiertem Licht durchführen zu können muss außerdem berücksichtigt werden, dass die Elektronen durch den Laser einen Impuls in der Polarisations-Ebene erhalten. Damit durch diesen Impuls nicht die Separation der Elektronen unterdrückt wird, ist der Laser in einem Winkel von 20° und nicht rechtwinklig zum Ionenstrahl installiert. Abb. 1 zeigt einen schematischen Aufbau des Elektronenspektrometers.

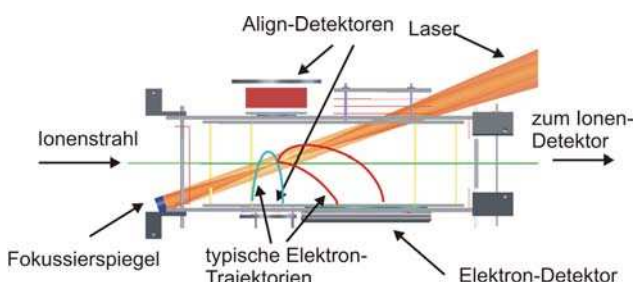


Abb.1 Schematischer Aufbau des Elektronenspektrometers. Elektron-Trajektorien aus Laser-Ion Reaktionen sind rot dargestellt, die aus Restgas-Laser Reaktionen blau.

Weiterhin ist zu bemerken, dass der Aufbau ohne magnetische Felder auskommen muss, da diese die Elektronen auf eine Spiralbahn zwingen würden. Dies hätte zur Folge, dass viele Elektronen nicht den Detektor erreichen würden. Die durch den Laserpuls erzeugten

Target-Ionen, werden nach einer Driftstrecke von etwa 3 Metern in Flugrichtung mit einem Ionendetektor nachgewiesen.

Um ein gutes Alignment zwischen Ionenstrahl und Laser zu erreichen, wurden in das Spektrometer zwei Align-Detektoren eingebaut (s. Abb.2):

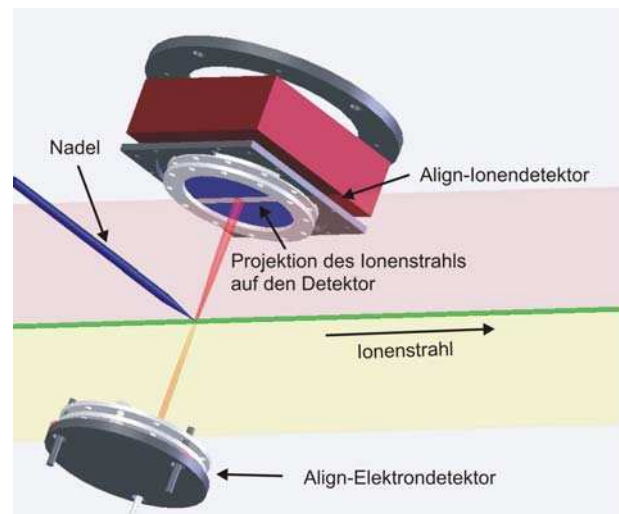


Abb.2 Anordnung für das Alignment. Durch den Ionenstrahl produzierte Ion-Elektronpaare bilden eine Spur, die durch Detektoren nachgewiesen werden kann. Mit Hilfe einer Nadel kann die Produktion der Ion-Elektronpaare noch erheblich gesteigert werden.

Durch Stoßionisation erzeugt der Ionenstrahl im Restgas ständig Ion-Elektronpaare. Legt man nun über das Spektrometer eine relativ hohe Spannung an, so gibt der ortsauflösende Ionendetektor eine gute Projektion des Ionenstrahls auf den Detektor. Die dritte Raumrichtung wird aus der Flugzeit gewonnen. Zeitgeber ist das Elektron, welches im Vergleich zum Ion nahezu sofort den Elektronendetektor erreicht. Auf gleiche Weise lässt sich außerdem der Laserfokus lokalisieren. Um die Produktion an Elektron-Ion Paaren zu verstärken, soll eine Nadel in die Fokuszone eingefahren werden können. An dieser Nadel entstehen sehr viele Ion-Elektronpaare. Außerdem sollte ein Schattenwurf des Lasers zu beobachten sein, wenn sich die Nadel im Fokus befindet.

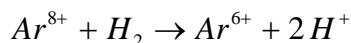
Mit Hilfe dieser Messanordnung soll insbesondere der Dissoziationsprozess des H_2^+ - Ions untersucht werden. Die Inbetriebnahme der Anordnung ist für Sommer 2007 geplant. Erste Testmessungen sollen an He^+ durchgeführt werden.

Vorbereitung eines Experimentes zur Untersuchung der Reaktionsdynamik bei Stößen von langsamen, hochgeladenen Ionen mit Molekülen

N. Neumann, D. Hant, L. Ph. H. Schmidt, J. Titze, M. Schöffler, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking und R. Dörner

Nach dem Umzug des Instituts für Kernphysik Frankfurt (IKF) an den neuen Standort Campus Riedberg wurde die ehemalige EZR COLTRIMS-Kammer [1] im Keller des alten Instituts abgebaut und in der Experimentierhalle des neuen Physikgebäudes wieder aufgebaut. Seit April 2006 wurden verschiedene Erneuerungen und Umbauten an der Kammer vorgenommen, um in dieser wieder Experimente mit langsamen, hoch geladenen Ionen auf Atome und Moleküle durchführen zu können.

Im Rahmen einer Diplomarbeit soll der Elektroneneinfang bei der Reaktion Ar^{8+} auf molekularen Wasserstoff untersucht werden. Ein besonderes Augenmerk gilt hierbei dem Zweifachelektroneneinfang (DC = double capture):



Der DC- Prozess kann sowohl durch einen schnellen, direkten oder durch einen langsamen Verlauf erfolgen. Bei dem direkten DC- Prozess werden beide Elektronen des Wasserstoffmoleküls simultan von dem schnellen, hochgeladenen Projektilion (Ar^{8+}) eingefangen. Nach dem Stoß befindet sich das Wasserstoffmolekül in einem dissoziativen Zustand, aus welchem zwei einfach geladenen Wasserstoffionen resultieren. Den langsameren DC- Prozess kann man mit Hilfe eines „over barrier“- Modells [2] erklären. Hierbei unterteilt man die Flugbahn des Projektilions während des Stoßes in zwei Teile, in die Flugbahn vor und in die Flugbahn nach der Reaktionszone.

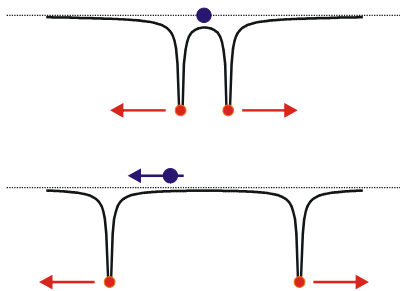


Abb. 1: Skizze des „over barrier“- Modells

Beindet sich das Projektil auf dem Weg in die Reaktionszone nimmt die Schwelle des Coulombpotenzials zwischen Wasserstoffmolekül und Projektil nach und nach ab, so dass bei einem kritischen Abstand R_{krit} das Coulombpotenzial effektiv auf die eigentlich im Wasserstoffmolekül

gebundenen Elektronen wirken kann. Diese molekularen Elektronen können sich mit einer bestimmten Wahrscheinlich sowohl bei dem Projektil als auch bei dem Wasserstoffmolekül aufhalten. Wenn sich das Projektilion nun von der Reaktionszone entfernt steigt die Schwelle des Coulombpotenzials wieder an, wodurch die Elektronen von dem Projektilion eingefangen werden können.

Der Nachweis der Wasserstoffionen erfolgt mit Hilfe der Multikoinzidenzimpulsspektroskopie (COLTRIMS = **COL**d **T**arget **R**ecoil **I**on **M**omentum **S**pectroscopy) [3]. Hierbei werden die gebildeten Ionen mit einem elektrischen Feld abgesaugt. Da es sich bei dem Experiment um ein Multihitexperiment handelt, wurde ein neues Spektrometer mit dazugehörigem ortsauflösenden Detektor, bestehend aus Multikanalplatten mit einer 3lagigen Delayline-Anode [4], entworfen.

Im Gegensatz zum Aufbau im ehemaligen IKF wurde das bestehende Strahlrohr verlängert. Dies bietet den Vorteil einer längeren Kollimationsstrecke, wodurch eine bessere Präparation des Projektilstrahls möglich ist. Allerdings erfordert eine längere Kollimationsstrecke auch einen exakteren Umgang beim Fädeln des Ionenstrahls in die EZR COLTRIMS- Kammer. Aus diesem Grund wurde ein weiteres Strommesssystem am Eingang der Kammer eingefügt und eine elektromagnetische Ablenkeinheit, welche variabel an dem Strahlrohr angebracht werden kann, entworfen. Um die Ladungszustände der hochgeladenen Projektilionen auf dem Projektildetektor, ebenfalls bestehend aus Multikanalplatten mit 2lagiger Delayline Anode, eindeutig voneinander trennen zu können wirken nach der Reaktion elektrische Felder auf die Projektilion. Damit extrem hohe elektrische Felder zum Ablenken der unterschiedlichen Ladungszustände im Projektilstrahl und ein zu starkes Auslenken des Projektildetektors aus der Strahlmitte vermieden werden kann, wurde das Projektilstrahlrohr am Ausgang der Kammer auf 2 Meter Länge erweitert.

- [1] L. Ph. H. Schmidt, Dissertation 2000, J.W. Goethe Universität
- [2] A. Niehaus, J. Phys. B. 19, (1986), 2925
- [3] R. Dörner et al, Physics Reports 330 (2000), 95
- [4] O. Jagutzki et al, IEEE Trans Nucl Sci 49 (2002) 5

Erzeugung negativer Ionen mit einer Mikrostruktur-Ionenquelle

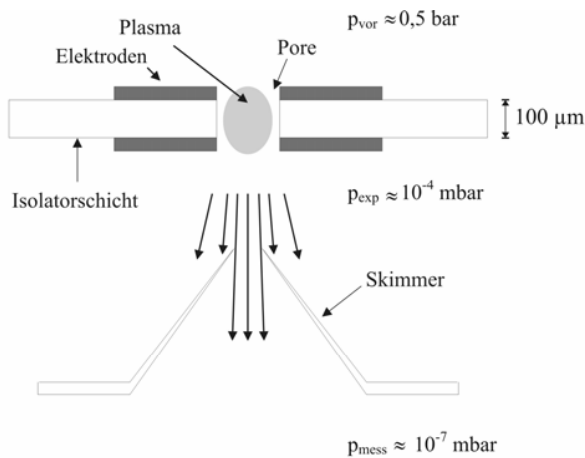
M. Odenweller, S. Schöbler, T. Jahnke, H. Schmidt-Böcking und R. Dörner

In vielen Bereichen der Physik aber auch der Technik kommen Ionenquellen zum Einsatz. Während es jedoch ein überreiches Angebot an Quellen für positive Ionen gibt, finden sich nur vergleichsweise wenige Quellen für negative Ionen. Basierend auf einer bestehenden Mikrostruktur-Ionenquelle, mit der bisher positive Ionen erzeugt wurden [1], konnte eine äußerst kompakte Quelle für Anionen entwickelt werden.

Herz der Ionenquelle ist eine so genannte Mikrostruktur-Elektrode, bei der zwei Wolframelektroden durch eine 100 µm dünne Keramikschicht elektrisch isoliert werden.

Eine Pore, die durch alle drei Schichten mit einem Laser gebohrt wird, dient zugleich als Düse für eine Überschall-Gasexpansion und als Volumen, in dem die Entladung brennt. Aus dem sehr geringen Elektrodenabstand resultieren auch bei vergleichsweise niedrigen Spannungen unter 1000 V ausreichend hohe Felder, um eine selbstständige Gasentladung bei Drücken von 0,1 bar bis hin zu mehreren bar zu gewährleisten. Mit Hilfe einer so generierten Entladung lassen sich die Bedingungen für die Bildung zahlreicher negativer Ionen schaffen.

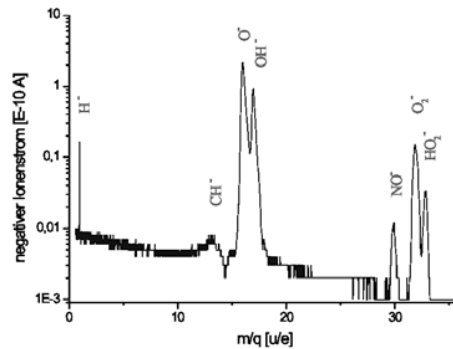
Durch eine Kombination mit der durch genügend großen Druckgradienten generierten Überschall-Gasexpansion, werden die Ionen in den Bereich des niedrigeren Druckes getrieben, es entsteht ein Plasmajet.



Funktionsprinzip der Ionenquelle. In einem sehr kleinen Gasvolumen wird über eine Gleichspannungsentladung ein Plasma erzeugt. Die Strömung auf Grund des starken Druckgradienten drückt das Plasma aus der Pore und es entsteht ein Plasmajet.

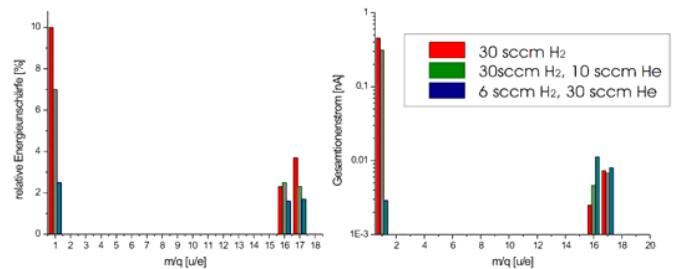
Im weiteren Verlauf werden die Ionen beschleunigt, mittels eines doppelfokussierenden 90° Ablenkmagneten analysiert und anschließend mit einem Faraday-Cup gemessen.

Es können atomare Anionen wie H^- oder O^- auf sehr einfache Weise hergestellt werden. Des Weiteren gelingt es, eine Reihe molekularer Ionen zu erzeugen, wie etwa CH^- , NO^- , O^- und HO_2^- . Da als Grundlage nur elementare Gase benutzt wurden, wird die Bildung von zum Beispiel NO^- in der Regel über zwei oder mehr aufeinander folgende Prozesse verlaufen.



Ionenspektrum für den Betrieb mit einer Mischung aus Stickstoff und Sauerstoff, bei einer Extraktionsspannung von -1,9 kV.

Da in den aufgenommenen Spektren zum einen durch die Breite der Peaks Informationen über die Energieunschärfe enthalten sind und zum anderen das Integral unter den Peaks verknüpft ist mit dem Gesamtstrom der Ionen, liegt es nahe, diese Eigenschaften auszunutzen. Es konnten Verfahren entwickelt werden, die aus den Massenspektren näherungsweise sowohl die Energiebreite der Ionen als auch den Gesamtionenstrom ermitteln.



Links: Entwicklung der Energieunschärfe für verschiedene Mischungsverhältnisse von H_2 und He.

Rechts: Gesamtionenstrom je Ionensorte für verschiedene Mischungsverhältnisse von H_2 und He.

Auf Grund des Zusammenhangs zwischen Ionenausbeute und Energieschärfe liegt die Vermutung nahe, dass die Energieschärfe im Wesentlichen von der Stromdichte und der damit zusammenhängenden Divergenz durch Raumladung abhängt.

Die Ionenquelle ist in der Lage, sowohl negative als auch positive Ionen in einem Prozess zu produzieren und beide Ionensorten gleichzeitig zu emittieren. Eine Separation findet erst unter Einfluss eines elektrischen Feldes statt.

(Für weitere Informationen und Ergebnisse siehe [2]).

Referenzen:

- [1] S. Schöbler, *Ionenerzeugung mit Hochdruck-Mikroentladungen*, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, (2002)
- [2] M. Odenweller, *Erzeugung negativer Ionen mit einer Mikrostruktur-Ionenquelle*, Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, (2005)

Laser Source Mass Spectrometry

B. Wiedemann, J. D. Meyer

Im Berichtszeitraum wurde die Laser Source Mass Spectrometry (LSMS)^{*)} für elektrisch leitende und nichtleitende Festkörpermateriale weiterentwickelt. Dazu wurde eine Nd:YAG-Laser-Ionenquelle (Bild 1) aufgebaut und an ein hochauflösendes Massenspektrometer (Bild 2) mit Mattauch-Herzog-Geometrie für den simultanen Ionennachweis auf ionenempfindlichen Q-Platten angepasst.

Als Basisgerät dient ein modernisiertes Massenspektrometer vom Typ 21-110. Dieses ist mit hochstabilen Netzteilen für das Beschleunigungs-, das elektrostatische und das magnetische Trennfeld der aus der Oberfläche der Festkörperprobe erzeugten und extrahierten Ionen ausgestattet. Das Ultrahochvakuum wird durch sechs zweistufige Turbomolekularpumpenanordnungen erzeugt.

Durch Laser-induzierte Atomisierung und Ionisierung werden aus der Festkörperoberfläche von elektrisch leitenden und nichtleitenden Proben Plasmen erzeugt, aus denen Ionenströme extrahiert und massenspektrometrisch nachgewiesen werden.

Der Nd:YAG-Laser wird bei einer Wellenlänge von 532 nm mit folgenden Strahlparametern betrieben: Durchmesser 8 mm, Divergenz ≤ 0.5 mrad, Pulsenergie 3 mJ bis 4 mJ, Pulsdauer 4 ns und Pulswiederholungsrate 30 Hz.

Das Licht des Nd:YAG-Lasers wird über einen $67,5^\circ$ -Spiegel mit einem Winkel von 45° relativ zur ionenoptischen Achse des Massenspektrometers durch ein UHV-Fenster auf die Probe gebracht, die sich im Fokus einer plankonvexen Linse mit der Brennweite $f_{532\text{ nm}} = 200$ mm befindet.

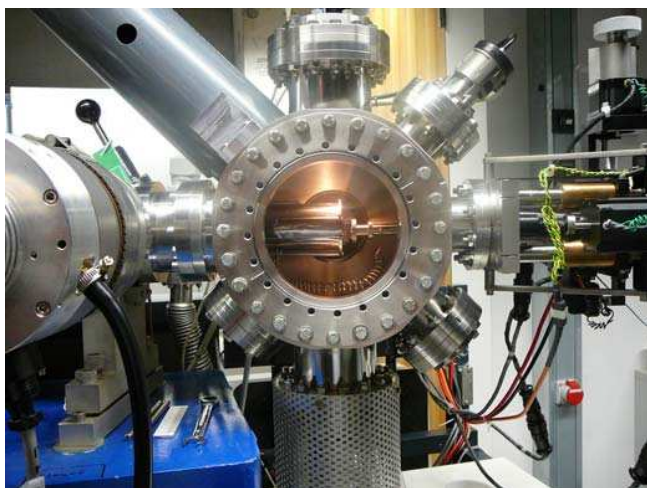


Bild 1: Geöffnete Laser-Festkörper-Reaktionskammer.

Die Probe wird unter Ultrahochvakuum bewegt, um die erforderlichen Ionenströme für den massenspektrometrischen Nachweis von Fremdatomen mit atomaren Konzentrationen im part per billion (ppb)-Bereich erhalten zu können.

Dazu dient ein Schrittmotor-gesteuerter XYZ-Manipulator, der über den Z-Antrieb die Fokussierungsbedingung des Lasers auf der Probe aufrechterhalten soll, während X- und Y-Antrieb einen lateralen Scan über die Oberfläche erlauben.



Bild 2: Laser Source Mass Spectrometer (LSMS).

Die resultierende Erosion führt zu Kratern mit einem Durchmesser ≤ 30 μm . Bei der eingesetzten Vorschubgeschwindigkeit des Manipulators führt die Pulswiederholungsrate von 30 Hz zu nebeneinander liegenden Kratern in der X- und Y-Richtung. Dabei können Flächen von maximal 8 mm \times 8 mm gerastert werden.

Zur Optimierung der Ionenströme und zur Ladungsmessung wird die Laserleistung kontrolliert. Dazu wird das Laserbündel mittels eines elektronisch gesteuerten 45° -Klappspiegels um 90° auf einen Leistungsmesser umgelenkt und kalibriert. Anschließend wird durch erneutes Betätigen des Klappspiegels das Laserbündel mit definierter Leistung auf die Probe freigegeben.

Bei diesen Messungen liegt die ebene nichtleitende SiO_2 -Probe lateral beweglich im Laserfokus, so dass neues Probenmaterial zur Plasmaerzeugung über den X- und Y-Antrieb bereitgestellt werden kann.

Die Ladungsmenge wird in einem Bereich von 0,003 nC bis 300 nC mit Hilfe eines Faraday-Behlers von einem Elektrometer gemessen. Die gemessene Ladungsmenge und die Ladungsmenge auf der Q-Platte sind gleich.

Die Massenspektren auf der Q-Platte werden mittels eines Computer-gesteuerten Mikrophotometers qualitativ und quantitativ ausgewertet.

*) Gefördert durch das BMBF.

IKF-INSTITUTIONEN

Die Beschleunigeranlagen des Instituts	77
Fortgeschrittenen Praktikum	79
Feinmechanische Werkstatt	80

Die Beschleunigeranlagen des Instituts

K. E. Stiebing, J. D. Meyer, R. Baumgarten, W. Dilfer, P. Ziel

Im Berichtszeitraum konnte der Aufbau der Großgeräte des Instituts weitgehend abgeschlossen werden und an beiden Beschleunigeranlagen der „normale“ Experimentierbetrieb aufgenommen werden. An beiden Anlagen finden auch Experimente im Rahmen des Fortgeschrittenenpraktikums statt. Als neues Großgerät im Rahmen der Förderung durch den Innovationsfonds des Landes Hessen ist der Frankfurter Niederenergiespeicherring (FNSR) hinzugekommen^{1,2}. Diese Anlage stellt eine sinnvolle Ergänzung des Angebotes an Ionenstrahlapparaturen für Experimente mit langsamen Teilchen im gesamten Bereich von leichten bis hin zu sehr schweren Ionen dar (z.B. komplexe Moleküle).

2.5MV van de Graaff Beschleuniger

Die Anlage war an 125 Tagen in Betrieb und lieferte Strahlen der Ionen H^+ , D^+ , He^+ sowie Ar^+ für Experimente zur Materialforschung, zur Dynamik atomarer Systeme und zur Struktur der kondensierten Materie siehe hierzu die einzelnen Beiträge in diesem Bericht). Neben den Experimenten aus dem Institut wurden vor allem auch die beiden Kernphysikmessplätze im Beschleunigercave für Experimente von externen Gruppen (Physikalisches Institut und TU Darmstadt) genutzt. In der Experimentierhalle wurden im Berichtszeitraum zwei Messplätze eingerichtet. Am Strahlplatz 1 werden Experimente zur Fokussierung von Ionen bei Kanalführung (Channelling) durchgeführt³. Um eine möglichst gute Kollimation zu erreichen, wurde am längsten Strahlrohr der Anlage ein zweiter

Strahlplatz eingerichtet. Hier werden Experimente zur Untersuchung der Dynamik atomarer Systeme mittels Recoilionspektroskopie (COLTRIMS) durchgeführt⁴.

14GHz EZR-(ve)RFQ Anlage

Diese Beschleunigeranlage ist für die Erzeugung hochgeladener schwerer Ionen optimiert. Neben dem bereits seit April 2005 zu Experimenten genutzten Messplatz im analysierten EZR wurde am „Hochenergieende“ (nach der RFQ) ein Messplatz eingerichtet, an dem Experimente im Rahmen der Beschleunigerentwicklung durchgeführt werden sollen (Zeitstruktur, Emittanz etc). Hier stehen Energien bis 200keV/u mit einem Zeitfaktor von 10% zur Verfügung. Außerdem wird dieser Messplatz regelmäßig im Rahmen des Praktikums genutzt (Bestimmung der Ionenflugzeit, Messung von Detektorparametern)³. Am „Niederenergiestrahrohr“ der Anlage (EZR Strahl ohne Nachbeschleunigung) wurde der Aufbau eines Messplatzes zur Bestimmung atomarer und molekularer Dynamik (COLTRIMS) weitgehend abgeschlossen. Erste Messungen werden 2007 durchgeführt werden⁵. Die Anlage hat im Berichtszeitraum Strahlen der Ionensorten Xe, Ar, O₂, ¹⁵N₂, ⁴He, an Experimente geliefert.

FNSR- Frankfurter Niederenergiespeicherring

Der Rezipient des neuen Speicherrings wurde Mitte 2006 geliefert und aufgebaut (siehe Abbildung 1). Abmessungen

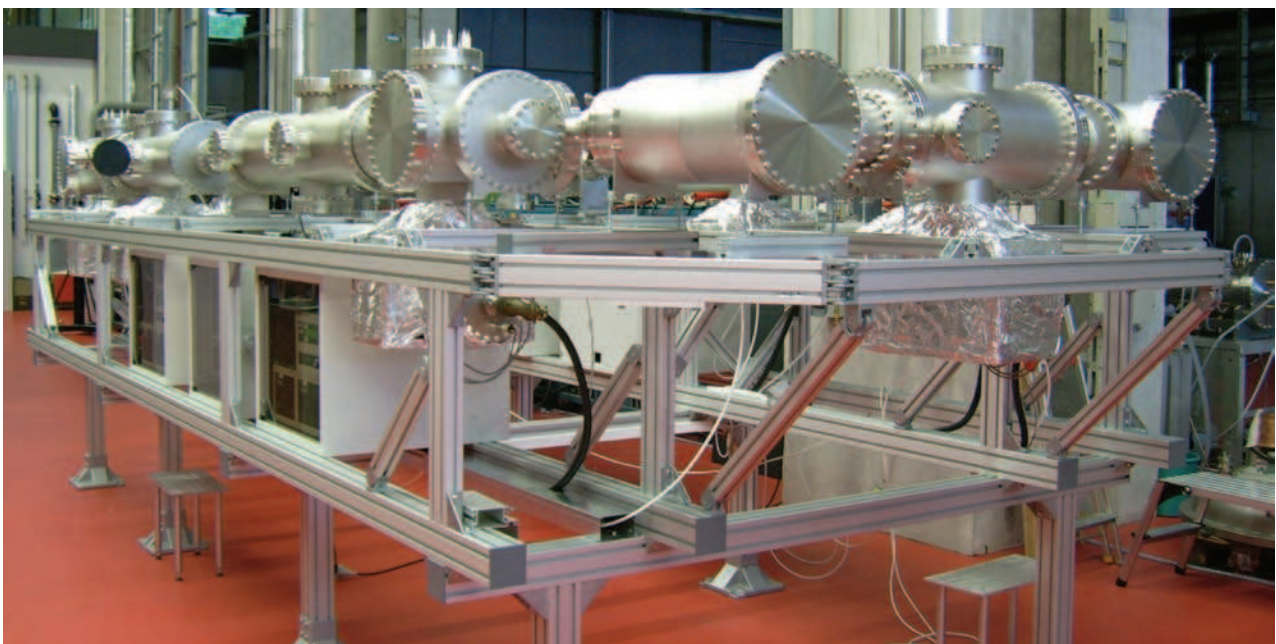


Abbildung 1: Der Rezipient des FNSR nach dem Aufbau in der Experimentierhalle des IKF (August 2006)

und Untergestelle des Systems sind so konstruiert, dass der Ring trotz seines Umfangs (16m) in angepumptem Zustand transportiert werden kann und somit auch an Messplätzen an anderen Beschleunigern und Laboratorien zum Einsatz kommen kann, ohne das Vakuum zu brechen. Zurzeit wird der Rezipient hinsichtlich seines Grundvakuums getestet.

Um Endvakua von deutlich unter 1.0×10^{-10} mbar zu erreichen, muss der Ring mit Temperaturen von bis zu 250 °C ausgeheizt werden. Um Kosten zu sparen, haben wir auf den üblicherweise hierzu eingesetzten „Maßanzug“ aus Heizmanschetten verzichtet und haben statt dessen einen Tunnel (siehe Abbildung 2) aus speziellen feuerfesten Platten (Vermiculite®) um den Ring gebaut, der über herkömmliche Röhrenheizkörper geheizt wird. Die dadurch erreichte Kostenersparnis von ca. 30k€, musste allerdings durch erhöhten Arbeitsaufwand bezahlt werden, der durch die Konstruktion und den erstmaligen Aufbau des Tunnels notwendig wurde. Der Tunnel ist nunmehr fertig gestellt und erste Tests zeigen, dass Temperaturen von deutlich über 250°C bei Heizleistungen von 16-20kW erreicht werden können. Der Tunnel hat dabei den Vorteil einer sehr homogenen Temperaturverteilung.

Parallel zu diesem Test werden die ionenoptischen Komponenten und die Elemente der Strahldiagnose konstruiert. Erste Testmodule (elektrostatische Quadrupole) werden zurzeit auf ihre Abbildungseigenschaften und UHV Tauglichkeit getes-



Abbildung 2: Detailansicht des Speicherrings bei der Einhausung in den Heizzunnel aus Vermiculite®-Platten.

tet. Hierzu wurden ein UHV-Pumpstand sowie eine Teststrecke mit einer Penning-Ionenquelle aufgebaut. Dies gibt die Möglichkeit, alle Elemente vor Einbau in den Ring zunächst zu testen und auszuheizen.

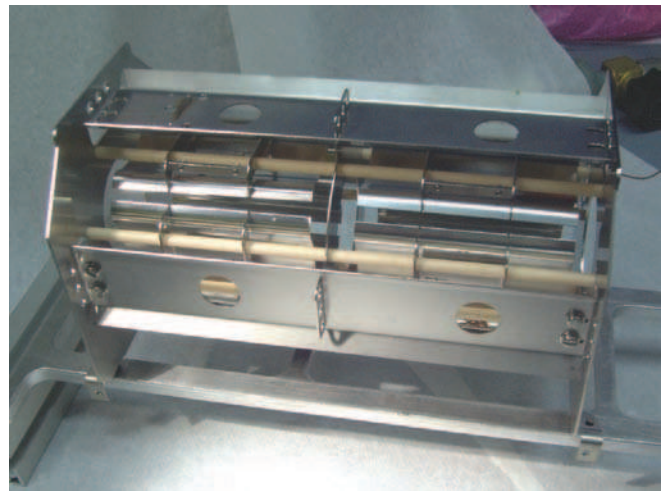


Abbildung 3: Ein Testmodul für ein Quadrupoldublett. Alle Metallteile sind aus UHV-tauglichem Edelstahl mittels Laserschneidens hergestellt. Als Isolatoren dienen Keramikrohre aus Friatlit®.

Referenzen:

- ¹ K. E. Stiebing, R. Dörner, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, V. Alexandrov, G. Shirkov, Jahresbericht IKF 2004/2005 IKF-65, S 87 ;
- ² V.S. Aleksandrov, N.Yu. Kazarinov, V.F. Shevtsov, R. Doerner, H. Schmidt-Boecking, K.E. Stiebing, A. Schempp. "Optical Scheme of an Electrostatic Storage Ring", EPAC'06, Edinburgh, UK (2006)
- ³ J.D. Meyer dieser Bericht
- ⁴ J. Tietze dieser Bericht
- ⁵ N. Neumann dieser Bericht

Die EZR-RFQ Anlage ist ein HBFEG Projekt des Hessischen Ministeriums für Wissenschaft und Kultur (HMWK) und der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) (Projekt No: III P 2-3772-116-246). **Der Frankfurter Niederenergiespeicherring (FNSR)** wird mit Mitteln des Innovationsfonds der Hessischen Landesregierung finanziert.

Fortgeschrittenen Praktikum am Institut für Kernphysik

J. D. Meyer

Im Berichtszeitraum wurden zu den bestehenden 11 Versuchen des Fortgeschrittenen Praktikums zwei weitere hinzugefügt. Die Versuche befinden sich in der Experimentierhalle bzw. im Cave des 2.5 MV Beschleunigers.

Beschleuniger / Rutherford-Rückstreu-Spektroskopie

Bei diesem Versuch sollen die Praktikanten neben einigen Anwendungen der Rutherford-Rückstreu-Spektroskopie die Funktion des 2.5 MV Van-de-Graaff-Beschleunigers und der zur Herstellung eines analysierten Ionenstrahls notwendigen Geräte kennenlernen.

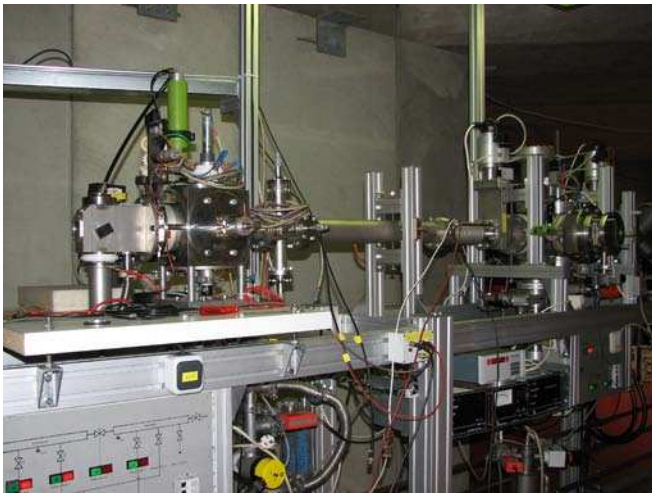


Abbildung 1: Rückstreukammer im Cave des 2,5 MV Van-de-Graaff Beschleunigers

Die Streukammer des FP ist an Kanal 5 im Cave aufgebaut, da an dieser Kammer auch Messungen interner bzw. externer Forscher zur Materialanalyse bzw. Materialbestrahlung stattfinden, die zum Teil ionisierende Strahlung erzeugen.

Im FP wird an Hand der rückgestreuten He-Ionen verschiedener Eichtargets, zB. dünner Schichten aus Au, Ag bzw. Cu auf Kohlenstoff ein Pulshöhenanalysator kalibriert, der aus einer Kombination von Halbleiter-Detektor, Vor- und Hauptverstärker und Vielkanalanalysator besteht.

Aus den aufgezeichneten Spektren wird die Dicke der Eichtargets ermittelt. Ferner wird die Oberflächenkonzentration eines inhomogenen SiGe-Mischkristalls an drei verschiedenen Stellen bestimmt.

Bei mehreren den Praktikanten unbekannte Targets wird fernerhin eine Elementidentifikation durchgeführt und die oberflächennahe Konzentration der Konstituenden bestimmt.

Die Wechselwirkung schneller Ionen mit Materie, der Energieverlust von geladenen Teilchen beim Durchgang durch Materie, der sog. kinematische Faktor und die Methode der Element- und Konzentrationsbestimmung durch diese Spektroskopie sind ein Lernziel dieses 2-tägigen Versuches.

Literatur:

W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments; Springer Verlag, Heidelberg

J.R. Tesmer, M. Nastasi, Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis (MRS 1995)

WEB, wiki/Kategorie: Beschleunigerphysik

Flugzeitspektroskopie langsamer Schwerionen an der EZR / RFQ

Bei diesem 2-tägigen Versuch lernen die Praktikanten in der Elektron-Zyklotron-Resonanz-Quelle (EZR, ECRIS) eine moderne Quelle für hochgeladenen schwere Ionen kennen. Das Verständnis der Struktur des Radiofrequenz-Quadrupol-Nachbeschleunigers (RFQ) und des Energie / Masse Verhältnis (design value) gehören zu den Voraussetzungen dieses Versuchs.

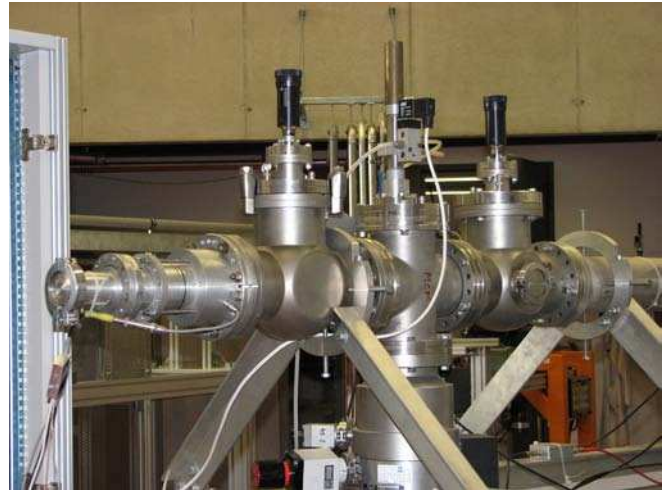


Abbildung 2: Flugzeitspektrometer am EZR / RFQ Beschleuniger. Am Ende des Strahlrohrs befindet sich die Ta-Folie und der Halbleiter-Detektor. Mit Hilfe der Drehdurchführungen (in der Abb. schwarz) werden die C-Folien in den Strahlengang gebracht, gleichzeitig werden auch die MCP-Detektoren nach unten bewegt. Die dritte C-Folie mit MCP-Detektor befindet sich 2,28m rechts der rechten gezeigten Drehdurchführung.

Zunächst wird mit Hilfe der von einer Am241-Quelle emittierten Alpha-Teilchen die Energie eines Pulshöhenanalysators kalibriert, der aus der typischen Kombination von Halbleiter-Detektor, Vor- und Hauptverstärker und Vielkanalanalysator besteht. Im Folgenden wird die Ta-Folie am Ende des Strahlrohrs mit Argon-Ionen aus der EZR/RFQ beschossen und mit dem Halbleiter-Detektor die von Folie rückgestreuten Ionen spektroskopiert. Wegen des Pulshöhendefekt des Halbleiter-Detektors für schwere Ionen ist die so nachgewiesene Energie der Argon-Ionen zu klein.

Daher soll im zweiten Teil des Versuches die Energie der Argon-Ionen aus der Flugzeit über eine bekannte Strecke bestimmt werden. Hierzu lassen sich in den Strahl zwei Kohlenstoff-Folien einfahren. Beim Durchgang eines Ions durch die erste Folie werden Elektronen emittiert, die mit Hilfe des Multi-Channel-Plate-Detektors nachgewiesen werden und als Startsignal der Zeitmessung dienen. Beim Passieren der zweiten Folie werden ebenfalls Elektronen emittiert, die als Stoppsignal genutzt werden. Aus der Differenz zwischen Start und Stoppsignal wird die Laufzeit über die Strecke ermittelt. Diese Messung wird für Strecken von 2,28 m bzw. 2,75 m, d.h. für eine Start- und zwei verschiedene Stopp-Positionen durchgeführt. Die Signalverarbeitung geschieht durch Signalkoppler, schnelle Hauptverstärker, Constant-Fraction-Verstärker (CF) und Time-to-Pulsheight-Converter (TPHC).

Werkstatt / Feinmechanik

H. Düring, S. Engel, S. Geis, Th. Schwab, S. Pohlmann, V. Scharf, M. Lüdtkke

Die Werkstatt ist mit einer Vielzahl jener typischen Aufgaben betraut, die sich einem modernen physikalischen Institut stellen. Vor allem, die Herstellung von Experiment-Apparaturen.

Aber auch die Wartung und Instandsetzung von Geräten und Einrichtungen gehören dazu.

Die Experimentiereinrichtungen werden ihren wissenschaftlich - technischen Anforderungen entsprechend, und in enger Zusammenarbeit mit den jeweiligen Physikern spezifiziert, entwickelt und hergestellt.

Im Berichtszeitraum wurden ca. 210 Aufträge ausgeführt.

Folgende Institute der Universität konnten wir mit unserer großen Drehmaschine bei der Arbeit unterstützen :

Angewandte Physik
Geowissenschaften

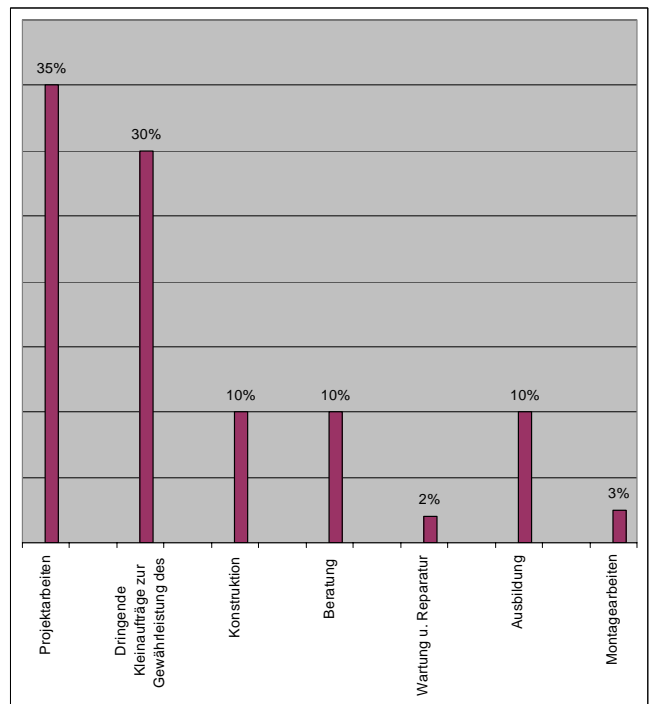
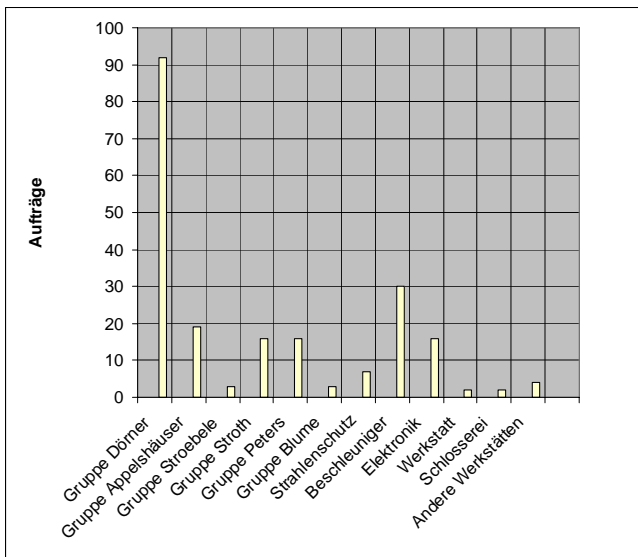
Berufsausbildung:

Industriemechaniker / Fachrichtung „Geräte- und Feinwerktechnik“

Auszubildende:

1 Auszubildender im 1. Ausbildungsjahr
1 Auszubildender im 2. Ausbildungsjahr
1 Auszubildender legte Teil 1 seiner Facharbeiter-Prüfung im März /April 2006 ab.

In Zusammenarbeit mit der Industrie und Handelskammer in Frankfurt /Main, wurde in unserer Werkstatt der praktische Teil der Facharbeiter-Prüfung Teil 1 für Industriemechaniker, Fachrichtung: Geräte und Feinwerktechnik, abgehalten



DOKUMENTATION

Institutsangehörige	83
Gutachtertätigkeiten, Mitarbeit in Gremien	84
Veröffentlichungen	85
Dissertationen / Diplomarbeiten	88
Forschungsaufenthalte, Konferenzteilnahmen	89
Konferenzbeiträge	91
Gäste	95
Kollaborationen	96
Pressespiegel	99
Impressum	107

INSTITUTS ANGEHÖRIGE

Professoren:

Dr. H. Appelshäuser
Dr. C. Blume
Dr. R. Dörner
Dr. W. Henning
Dr. K. Peters
Dr. H. Ströbele (Geschäftsführender Direktor)
Dr. J. Stroth

Emeritierte und pensionierte Professoren

em. Prof. Dr. K. Bethge
Dr. Th. Elze
Dr. Dr. h.c. K.O. Groeneveld
Dr. F. Rauch
Dr. H. Schmidt-Böcking
Dr. K. Stelzer
Dr. Dr. h.c. R. Stock
em. Dr. Prof. E. Schopper

Honorarprofessoren und APL-Professoren

Dr. H. Bokemeyer, Dr. J. Harris (Humboldt-Preisträger)
Dr. E. Krimmel, Dr. A. Sandoval, Dr. W. Schüle, Dr. P. Senger,
Dr. T. Stöhlker, Dr. W. Trautmann

Privatdozenten

Dr. M. Gazdzicki, Dr. R. Schmidt, Dr. H. J. Wollersheim

Helmholtznachwuchsgruppenleiter

Dr. Th. Weber

Wissenschaftliche Mitarbeiter

Dr. H. Büsching, Dr. I. Fröhlich, Dr. K. Goetzen, Dr. R. Grisenti,
Dr. S. Hagmann, S. Neve, Dr. M. Hartig, Dr. J. Markert,
Dr. J. D. Meyer, Dr. C. Müntz, Dr. R. Renfordt, Dr. L. Schmidt,
Dr. K. E. Stiebing, Dr. C. Sturm, Dr. B. Wiedemann, Dr. A. Wilms

Doktoranden

K. Cole, L. Foucar, T. Galatyuk, T. Jahnke, M. Kaesz, S. Kniege,
Th. Kolleger, K. Kreidi, S. Kniege, G. Lazko, M. Lang,
B. Lungwitz, M. Mitrovski, N. Neumann, M. Nofal, H. Nowak,
Y. Pachmeier, M. Palka, M. Ploskon, M. Pomorski, M. Schöffler,
S. Schöbller, C. Schrader, W. Sommer, M. Smolarski, J. Titze,
B. Ullrich, S. Voss, R. Wallauer, A. Wetzler, C. Wimmer

Diplomanden

C. Alt, D. Akoury, M. Balsler, K. Cole, R. Costa-Fraga,
D. Hant, A. Fick, J. Fiess, F. Hess, T. Havermeier, M. Heilmann,
M. Kessenbrock, M. Kliemant, H. Kim, I. Lauter, F. Kramer,
M. Meckel, M. Mitrovski, R. Nörenberg, M. Odenweller,
N. Petridis, N. Pitz, M. Rudek, M. Rudloff, A.-Y. Samir,
T. Schuster, D. Schuhmacher, S. Schuchmann, C. Strabel,
S. Schwientek, U. Spillmann, A. Tarantola, K. Teilab,
M. Trummel, J. Wallenwein, J. Wiechula, M. Utvić, D. Wegerle

Verwaltung

Dr. P. Eschenbrenner, M. Frey, B. Kömpel, U. Köpf, M. Lang

Techn. Mitarbeiter

W. Amend, J. Berschin, C. Freudenberger, H. Hinke, M. Petri,
E. Schwab (GSI), A. Wiesenäcker

Beschleuniger

W. R. Baumgarten (bis April 2006), W. Dilfer, P. Ziel

Abteilung Elektronik

N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, S. Schreiber, R. Weirich,
M. Urban

DV- Koordinator

K. Ullmann-Pfleger

Feinmechanik

H. Düring, S. Engel, S. Geis, S. Pohlmann, Th. Schwab

Grobmechanik

B. Chakalamattath, W. Gass, J. Kölichhaus

Auszubildende

S. Happ, M. Lüdke, V. Scharf

PREISTRÄGER UND EHRUNGEN

Den Preis der Vereinigung von Freunden und Förderern der Universität der jährlich für die beste naturwissenschaftliche Arbeit an der Universität vergeben wird, hat **Till Jahnke** für seine Doktorarbeit erhalten.

MITARBEIT IN GREMIEN
(innerhalb und außerhalb der Universität)

Prof. Dr. Appelshäuser

Sprecher des Helmholtz Research School on Quark Matter Studies
H-QMBMMF Ratsversammlung Otto-Stern-Schule, ALICE Editorial
Board, ALICE collaboration Board, Philipp-Siedler-Preiskomitee

Prof. Dr. Christoph Blume

ALICE Computing Board

em. Prof. Dr. K. Bethge

Vorsitzender des Preisrichtergremiums des Philipp Siedler
Preises des Physikalischen Vereins Frankfurt/M, Advisory
Committee ECAART, Mitglied des Kuratoriums IOM, Leipzig,
Mitglied des wiss. Beirates des Institut für Oberflächen und
Schichtanalytik GmbH, Kaiserslautern

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

PD Dr. M. Gazdzicki

Spokesperson of the Virtual Institute for Strongly
Interacting Matter of the Helmholtz Association,
Contact person of NA49-future Collaboration,

Prof. Dr. K. Peters

Hadronenbeirat des IKP des FZ Jülich
Mitglied des erweiterten Direktoriums der GSI
Coordination Board of Panda

Dr. L. Schmidt

Senatskommission für den 1822-Universitätspreis
Senatskommission Wissenschaftlicher Nachwuchs

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Vorsitzender des Fachausschusses Atomphysik in der DPG
Mitglied des Vorstandes der DPG, Vorsitzender der
Forschungsbeirates Synchrotronstrahlung von DESY, Hamburg,
Mitglied im Preiskomitee: Eckart-Koch-Preis/BESSY Berlin,
Aufsichtsrat der Innovectis GmbH der Universität Frankfurt/M,
Mitglied im Benutzerausschuß des HMI-Berlin, Mitarbeit in
Scientific Committee's verschiedener Internat. Konferenzen, Edit.
Board IOP JPHYSB London

Dr. K. Stiebing

Senat, Fachbereichsrat der Uni Frankfurt
Jurymitglied im Landeswettbewerb Jugend Forscht

Prof. Dr. R. Stock

Vorsitzender des Wiss. Rates der GSI (2004)

Prof. Dr. J. Stroth

Mitglied des erweiterten Direktoriums der GSI
Ko-Sprecher HADES Kollaboration

Prof. Dr. H. Ströbele

Technischer Koordinator der HADES Kollaboration

MITARBEIT ALS CO-EDITOR VON ZEITSCHRIFTEN

Prof. Dr. R. Stock: Wiley-Verlag

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking : J. Phys. B

GUTACHTERTÄTIGKEIT
(außerhalb der Universität)

Prof. Dr. H. Appelshäuser

Gutachterausschuss Hadronen und Kerne, DAAD, Humbolt Stiftung

Prof. Dr. R. Dörner

Deutsche Forschungsgemeinschaft

PD Dr. M. Gazdzicki

Gutachter für Promotionsarbeiten in Frankreich und Polen

Prof. Dr. K.O. Groeneveld

Physikalischer Verein, Frankfurt/M

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Deutsche Forschungsgemeinschaft

Prof. Dr. J. Stroth

INTAS (The International Association for the Promotion of Co-
operation with Scientists from the New Independent States (NIS)
of the Former Soviet Union)

REFEREE BEI ZEITSCHRIFTEN

Prof. Dr. H. Appelshäuser

Phys. Rev. Lett., Phys. Rev. C., Phys. Lett. B, Jour. of Phys. C

Prof. Dr. Christoph Blume

Phys. Ref., Lett., Phys. Rev. C, J. Phys. G

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.

Dr. T. Jahnke

Phys. Rev. Letters

Prof. Dr. K. Peters

European Journal of Physics C, Journal of Physics G, Nuclear
Physics A

Dr. M. Ploskon

Acta Physica Hungaria, Heavy Physics A

Prof. Dr. K.O. Groeneveld

Physical Rev. A, Nuclear Instruments and Methods B

Prof. Dr. F. Rauch

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Phys. Rev. Lett., Phys. Rev. A, J. Phys. B.

Prof. Dr. R. Stock,

Nucl. Phys A, Phys. Rev. C, Phys. Rev. Letters

Prof. Dr. H. Ströbele

Phys. Lett., Phys. Rev. Lett., Phys. Rev., Nucl. Phys. A,
Eur. Phys. J., NIM

Prof. Dr. J. Stroth

Phys. Rev. Lett., Nucl. Phys. A

C. Blume
Review of Structures in the Energy Dependence of Hadronic Observables
 PoS CPOD2006 (2007), 021

C. Blume
High pt Measurements at the CERN SPS
 Nucl. Phys. A783 (2007) 65c

M.M. Aggarwal et al.
Pion Freeze-Out Time in Pb+Pb Collisions at 158 A GeV/c Studied via π^-/π^+ and K^-/K^+ Ratios
 arXiv:nucl-ex/0607018 (2006)

R.E. Grisenti, R.A. Costa Fraga, N. Petridis, R. Dörner, J. Deppe
Cryogenic Microjet for Exploration of Superfluidity in Highly Supercooled Molecular Hydrogen
 Europhys. Lett., 73, 540 (2006)

K. Hosaka, J. Adachi, A. V. Golovin, M. Takahashi, T. Teramoto, N. Watanabe, T. Jahnke, Th. Weber, M. Schöffler, L. Schmidt, T. Osipov, O. Jagutzki, A. L. Landers, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, A. Yagishita, S. K. Semenov N. A. Cherepkov
Nondipole effects in the angular distribution of photoelectrons from the C K shell of the CO molecule
 Phys. Rev. A 73, 022716 (2006)

D. H. Jakubaša-Amundsen
The single-particle pseudorelativistic Jansen-Hess operator with magnetic field
 J. Phys. A 39 (2006) 7501

D. J. Jakubaša-Amundsen
Bremsstrahlung during electron capture to continuum
 Rad. Phys. Chem. 75 (2006) 1319

M. Kress, T. Löffler, M.D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshhammer, U. Morgner, J. Ullrich, H.G. Roskos
Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy
 Nature Physics, 2: 327 (2006)

M. P. Hertlein, H. Adaniya, J. Amini, C. Bressler, B. Feinberg, M. Kaiser, N. Neumann, M. H. Prior and A. Belkacem
Inner-shell ionization of potassium atoms ionized by a femtosecond laser
 Phys. Rev. A 73 (6): Art. No. 062715 (2006)

K. Roselieb, O. Dersch, H. Büttner, F. Rauch
Diffusivity and solubility of He in garnet: An exploratory study using nuclear reaction analysis
 Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res. B (2006) 414-418

D. Zeidler, A. B. Bardon, A. Staudte, D. M. Villeneuve, R. Dörner, P. B. Corkum
Alignment independence of the instantaneous ionization rate for nitrogen molecules
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 39 (2006) L159-L166

ALICE (bei LHC)

ALICE Collaboration (Andronic et al.)
Transition Radiation Spectra of Electrons from 1 to 10 GeV/c in Regular and Irregular Radiators
 Nucl. Instr. Meth. A558 (2006) 516

ALICE Collaboration (Lippmann for the collaboration)
The ALICE Transition Radiation Detector
 SNIC-2006-0043, Apr 2006

ALICE TRD Collaboration (Bailhache et al.)
New test beam results with prototypes of the ALICE TRD
 Nucl. Instr. Meth. A563:310-313 (2006)

ALICE TRD Collaboration (A. Wilk for the collaboration)
Analysis of the electron / pion separation capability with real size ALICE TRD prototypes using a neural network algorithm
 Nucl. Instr. Meth. A 563:314-316 (2006)

ALICE TRD Collaboration (V. Angelov for the collaboration)
Design and performance of the ALICE TRD front-end electronics
 Nucl. Instr. Meth. A563:317-320 (2006)

ALICE Collaboration (B. Alessandro et al.)
ALICE: Physics performance report, volume II.
 J.Phys. G32:1295-2040 (2006)

ALICE TPC Collaboration (D. Antonczyk et al.)
Performance studies with an ALICE TPC prototype
 Nucl. Instr. Meth. A565:551-560 (2006)

ALICE TRD Collaboration (P. Shukla for the collaboration)
Dielectron physics with ALICE Transition Radiation Detector
 J. Phys. Conf. Ser. 50:393-396 (2006)

CBM

CBM Collaboration (J.M. Heuser et al.)
A high-performance silicon tracker for the CBM experiment at FAIR
 AIP Conf. Proc. 842:1073-1075 (2006)

CBM Collaboration (P. Senger for the collaboration)
The CBM experiment at FAIR
 J. Phys. Conf. Ser. 50:357-360 (2006)

CBM Collaboration (W.F.J. Muller for the collaboration)
The CBM experiment @ FAIR: New challenges for front-end electronics, data acquisition and trigger systems
 J. Phys. Conf. Ser. 50:371-376 (2006)

HADES and CBM Collaborations (J. Stroth for the collaboration)
Probing dense baryonic matter with dileptons
 J. Phys. Conf. Ser. 50:389-392 (2006)

CERES

CERES Collaboration (Milosevic for the collab.)
Strange particle production and elliptic flow from CERES
J. Phys. G32: S97-S104 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0606020

CERES Collaboration (Adamova et al.)
Leptonic and charged kaon decay modes of the phi meson measured in heavy-ion collisions at the CERN SPS
Phys. Rev. Lett. 96:152301 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0512007

CERES Collaboration (D. Miskowicz for the collaboration)
Collections of CERES results
Nucl. Phys. A774:43-50 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0511010

CERES Collaboration (J. Milosevic for the collaboration)
Strange and charged particle elliptic flow in Pb + Au collisions at 158-AGeV/c
Nucl. Phys. A774:503-506 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0510057

HADES

HADES Collaboration
Dilepton production in pp and CC collisions with HADES
e-Print Archive: nucl-ex/0610048

HADES Collaboration (S. Spataro for the collaboration)
eta meson reconstruction in pp reactions at 2.2-GeV with HADES
e-Print Archive: hep-ex/0609036

HADES Collaboration (G. Agakishiev for the collaboration).
Dielectron production in C-12+C-12 collisions at 2-AGeV with HADES
e-Print Archive: nucl-ex/0608031

HADES and PANDA Collaborations
(W. Kuhn for the collaboration)
Hadrons in dense matter: From HADES to PANDA
Acta Phys. Polon. B37:129-138(2006)

HADES Collaboration (W. Przygoda et al.)
HADES experiment: Di-lepton spectroscopy in p + p (2.2-GeV) and C + C (1-A-GeV and 2-A-GeV) collisions
Acta Phys. Polon. B37:139-152 (2006)

HADES Collaboration (Holzmann for the collaboration)
Measurement of the di-electron mass spectrum in C-12 + C-12 collisions at 2-A-GeV by HADES
Nucl. Phys. A774:727-730 (2006)

HADES Collaboration (Sudol for the collaboration)
Measurement of the di-electron mass spectrum in C-12 + C-12 collisions at 2-AGeV by HADES
Particles and nuclei* 165-167

HADES and CBM Collaborations (Stroth for the collaboration)
Probing dense baryonic matter with dileptons
J. Phys. Conf. Ser. 50: 389-392 (2006)

NA 49

NA49-future Collaboration (M. Gazdzicki for the collaboration)
A New SPS programme
e-Print Archive: nucl-ex/0612007

NA49 Collaboration (Peter Seyboth for the collaboration)
Onset of deconfinement in Pb + Pb collisions at the CERN SPS
e-Print Archive: nucl-ex/0612008

NA49 Collaboration (C. Alt for the collaboration)
Centrality and system size dependence of multiplicity fluctuations in nuclear collisions at 158 AGeV
e-Print Archive: nucl-ex/0612010

NA49 Collaboration
Anisotropic flow of strange particles at SPS
e-Print Archive: nucl-ex/0611003
NA49-future Collaboration (Antoniou et al.)
Study of hadron production in hadron nucleus and nucleus nucleus collisions at the CERN SPS
CERN-SPSC-2006-034, CERN-SPSC-P-330

NA49 Collaboration
Energy dependence of multiplicity fluctuations in heavy ion collisions.
e-Print Archive: nucl-ex/0610046

NA49 Collaboration (Mitrovski et al.)
Strangeness production at SPS energies
J. Phys.G32:S43-S50 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0606004

NA49 Collaboration (Alt et al.)
Inclusive production of charged pions in p+C collisions at 158-GeV/c beam momentum
e-Print Archive: hep-ex/0606028

NA49 Collaboration (Alt et al.). AS-IP-06-001
Elliptic flow of Lambda hyperons in Pb + Pb collisions at 158A- GeV
e-Print Archive: nucl-ex/0606026

NA49 Collaboration (Alt et al.)
Energy and centrality dependence of anti-p and p production and the anti-Lambda/anti-p ratio in Pb+Pb collisions between 20/A-GeV and 158/A-GeV
Phys. Rev. C73:044910 (2006)

NA49 Collaboration (Kniege et al.)
Rapidity dependence of Bose-Einstein correlations at SPS energies
e-Print Archive: nucl-ex/0601024

NA49 Collaboration (Friese for the collaboration)
Indications of the onset of deconfinement at low SPS energies
J. Phys. Conf. Ser.50: 344-348 (2006)

V.V. Begun, L. Ferroni, M. I. Gorenstein,
M. Gazdzicki, F. Becattini
Threshold effects in relativistic gases
J. Phys.G32:1003-1020 (2006)
e-Print Archive: nucl-th/0512070

F. Becattini, J. Manninen, M. Gazdzicki
Energy and system size dependence of chemical freeze-out in relativistic nuclear collisions

Phys. Rev. C73:044905 (2006)
 e-Print Archive: hep-ph/0511092

Phys. Lett. B640:155-161 (2006)
Transparency, mixing and reflection of initial flows in relativistic nuclear collisions

M. Gazdzicki, M. Gorenstein
 e-Print Archive: hep-ph/0511058

STAR

STAR Collaboration (Abelev et al.)
Neutral kaon interferometry in Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV

Phys. Rev. C74:054902 (2006)
 e-Print Archive: nucl-ex/0608012

STAR Collaboration (Abelev et al.)
Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive jet production in polarized proton collisions at $s^{1/2} = 200$ -GeV

Phys. Rev. Lett. 97: 252001 (2006)
 e-Print Archive: hep-ex/0608030

STAR Collaboration (Abelev et al.)
Identified baryon and meson distributions at large transverse momenta from Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV

Phys. Rev. Lett. 97:152301 (2006)
 e-Print Archive: nucl-ex/0606003

STAR Collaboration (Adams et al.)
The Multiplicity dependence of inclusive p(t) spectrum from p-p collisions at $s^{1/2} = 200$ -GeV

Phys. Rev. D74:032006 (2006)
 e-Print Archive: nucl-ex/0606028

STAR Collaboration (Adams et al.)
Direct observation of dijets in central Au+Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ GeV

Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 162301
 e-Print Archive: nucl-ex/0604018

STAR Collaboration (Adams et al.)
Strange baryon resonance production in $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV p+p and Au+Au collisions

Phys. Rev. Lett. 97:132301 (2006)
 e-Print Archive: nucl-ex/0604019

STAR Collaboration (Adams et al.)
Forward neutral pion production in p+p and d+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV

Phys. Rev. Lett. 97:152302 (2006)
 e-Print Archive: nucl-ex/0602011

STAR Collaboration (Adams et al.)
Identified hadron spectra at large transverse momentum in p+p and d+Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ GeV

Phys. Lett. B 637 (2006) 161
 e-Print Archive: nucl-ex/0601033

STAR Collaboration (Adams et al.)
Transverse-momentum p(t) correlations on (eta, phi) from mean-p(t) fluctuations in Au-Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV

J. Phys. G32:L37-L48 (2006)
 e-Print Archive: nucl-ex/0509030

STAR Collaboration (Adams et al.)
Multiplicity and pseudorapidity distributions of charged particles and photons at forward pseudorapidity in Au + Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 62.4$ -GeV

Phys. Rev. C73:034906 (2006)
 e-Print Archive: nucl-ex/0511026

STAR Collaboration (J. Adams et al.)
Proton - lambda correlations in central Au+Au collisions at $S(NN)^{1/2} = 200$ -GeV

Phys. Rev. C74:064906 (2006)
 e-Print Archive: nucl-ex/0511003

STAR Collaboration (Adams et al.)
Directed flow in Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 62$ -GeV

Phys. Rev. C73:034903 (2006)
 e-Print Archive: nucl-ex/0510053

STAR Collaboration (Adams et al.)
Hadronization geometry and charge-dependent number autocorrelations on axial momentum space in Au-Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 130$ -GeV

Phys. Lett. B634:347-355 (2006)
 e-Print Archive: nucl-ex/0406035

PANDA

PANDA Collaboration (Ketzner for the collaboration)
The PANDA experiment at FAIR
 Int. J. Mod. Phys. A21:5675-5685 (2006)

PANDA Collaboration (Stockmanns for the collaboration)
The micro-vertex-detector of the PANDA experiment at FAIR
 Nucl. Instrum. Meth. A565:106-112 (2006)

PANDA Collaboration (Bussa for the collaboration)
The PANDA experiment at FAIR
 Czech. J. Phys. 55:A279-A288 (2005)
 Also in *Prague 2004, Symmetries and spin* A279-A288

HADES and PANDA Collaborations (Kuhn for the collaboration)
Hadrons in dense matter: From HADES to PANDA
 Acta Phys. Polon. B37:129-138 (2006)

DISSERTATIONEN

Dietel, Thomas

Azimuthal Correlations of High-pT Photons and Hadrons in A+Au Collisions at STAR

Kász, Manuel

Study of Expansion of Solid Helium-4 into Vacuum

Kollegger, Thorsten

Search for Upsilon in Heavy-Ion Collisions with the STAR Detector

Schöffler, Markus

Grundzustandskorrelationen und dynamische Prozesse untersucht in Ion-Helium-Stößen

Wetzler, Alexander

π^0 -mesons and photons measured in Au+Au collisions at an energy of $\sqrt{s} = 62$ GeV

DIPLOMARBEITEN

Alt, Christopher

Zentralitätsabhängigkeit Bose-Einstein-Korrelationen in Blei-Blei-Kollisionen bei 40 und 158 GeV pro Nucleon

Havermeier, Tilo

Photoionisation und doppelt angeregte Zustände in Wasserstoff- und Deuterium-Molekülen

Kramer, Frederick

Studie zur Messung von Quarkonia mit dem ALICE-TRD und Aufbau eines Teststandes für seine Ausleseammern

Meckel, Moritz

Strong Field Ionization of Aligned Oxygen

Schuster, Tim

Production of Neutral Strange Hadrons with High Transverse Momentum in Pb + Pb Collisions at 158 A GeV

Strabel, Claudia

Energieabhängigkeit der K_{0s} - Produktion in zentralen Pb + Pb Reaktionen

Robert Wallauer

Laser induced vibration of acrylonitrile on copper

Prof. Dr. Harald Appelshäuser

März 2006, DFPF Tagung, München
14.-20. Nov. 2006 Quark Matter 2006 Konferenz, Shanghai, China

Prof. Christoph Blume

1.-9. März 2006 , Arbeitstreffen Kernphysik, Schleching, Deutschland
20.-24. März 2006 , DPG-Fruehjahrstagung, Muenchen, Deutschland
26.-31. März 2006 , Strange Quark Matter Konferenz, Los Angeles, Kalifornien USA
9.-16. Juni 2006 , Hard Probes 2006 Konferenz, Asilomar, Kalifornien USA
3.-6. Juli 2006 , 3rd International Workshop on the Critical Point and Onset of Deconfinement, Florenz, Italien
6.-9. Sept. 2006 ,ECT* International Workshop on Heavy Flavour Physics in Heavy Ion Collisions, Trento, Italien
14.-20. Nov. 2006 Quark Matter 2006 Konferenz, Shanghai, China

Lutz Foucar

Januar 2006, Max Plank Institut für Kernphysik, Heidelberg, Experiment Auswertung
Februar 2006, Max Plank Institut für Kernphysik, Heidelberg, Experiment Auswertung
März - April 2006, Desy BW3, Hamburg, Experiment Durchführung
April 2006, VUV-FEL Workshop, Desy, Hamburg
Juni 2006, Desy BW2, Hamburg, Experiment Durchführung
Juli 2006, Julius-Maximilians Universität Würzburg, Würzburg
Sept. 2006, AMOLF, Amsterdam, Niederlande
Nov.-Dez. 2006, Desy BW3, Hamburg, Experiment Durchführung

Tilo Havermeier

Strahlzeit am Hasylab, Hamburg

Katharina Kreidi

Juni 2006: Strahlzeit am DESY , Hamburg

Till Jahnke

Juni 2006 Strahlzeit, DESY, Hamburg
August 2006 Strahlzeit, LBNL ALS, Berkeley, CA
Dezember 2006 Strahlzeit, DESY, Hamburg

Inka Lauter

11.Nov. - 4. Dez. 2006 Strahlzeit DESY [HASLAB/BW3], Hamburg

Michael K. Mitrovski

August 2006, International Conference on Strangeness in Quark Matter 2006, Los Angeles, USA
August 2004- April 2006 ,Stony Brook Universität, USA

Sven Neve

29.- 31. Mai 2006, 3rd Int. Workshop on g-TiAl Technologies, Bamberg
18.-20.Sept. 2006, 8th Liège Conference on Materials for Advanced Power Engineering, Lüttich
12.-13.Okt.2006, EFC Workshop: Protective Systems for High Temperature Applications, Frankfurt

Nadine Neumann

7. März. - 5.April 2006 Strahlzeit in Berkeley, Kalifornien
14. - 21. Juni 2006 Strahlzeit in Hamburg, DESY
10. - 23. Sept. 2006 Sommerschule in Wittenberg

Matthias Odenweller

März 2006, DPG-Frühjahrstagung, Frankfurt
Juni 2006, Strahlzeit von K. Kreidi am Desy, Hamburg
September 2006, Heraeus Summerschool, Wittenberg

Ivonne C. Pachmayer

29. Jan.- 5.Feb.2006 XLIV International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy)
4. - 8. April 2006 HADES Collaboration Meeting XVI, Dresden
März 2006 DPG Tagung München
Sept. 2006 IInd HADES Summer School, BFO Oberreifenberg
25. - 28.Oktober.2006 HADES Collaboration Meeting XVII, GSI

Prof. Dr. Friedel Rauch

12. - 14. Juni 2006, Jahrestagung der Deutschen Glastechnischen Gesellschaft, Dresden

Markus Schöffler

März 2006, ALS, Berkeley (USA), Experimentaufbau und -durchführung
Juni 2006, Hasylab, Hamburg, Experimentdurchführung
August 2006, ALS, Berkeley (USA), Experimentaufbau und -durchführung
Sept. 2006, FLASH, Hamburg, Experimentdurchführung
Sept. 2006, Wittenberg, WE-Heraeus-Sommerschule
Nov.2006, Wien, Experimentaufbau
Nov. 2006, GSI-Darmstadt, Hitrap Workshop
Dez. 2006, FLASH, Hamburg, Experimentdurchführung

Sven Schössler

März 2006, DPG-Frühjahrstagung Frankfurt am Main
Juni 2006, DESY, Hamburg – Experimentdurchführung

Dr. Lothar Schmidt

7. - 23.März.2006 Strahlzeit an der ALS im LBNL
31.Juni 2006 bis 27.06. Strahlzeit am Desy

Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking

12.-1 8.März 2006.RIKEN, Tokyo, Japan
28. Mai.- 4.Juni 2006 Weizmann Institut Rehovot/Israel
28. Juni -2.-Juli 2006 St.Petersburg University, St.Petersburg, Rußland
19.-31. Juli 2006 University of Rosario, Rosario, Argentinien
22.- 27. August 2006 RIKEN, Tokyo
5.-10. Nov. 2006 Hashemite University, Amman, Jordanien

Prof. Dr. Herbert Ströbele

14.-20. Nov. 2006 Quark Matter 2006 Konferenz, Shanghai, China

Dr. Kurt Stiebing

6. -14.Mai 2006 Grenoble, Frankreich, Experimente an der Hochleistungs-EZR-Ionenquelle des LPSC

Jasmin Titze

März 2006, DPG-Frühjahrstagung, AMOP, Frankfurt
Juni 2006, Hasylab, Hamburg, Experimentdurchführung
August 2006, ALS, Berkeley (USA), Experimentaufbau und -durchführung
September 2006, Wittenberg, WE-Heraeus-Sommerschule

Birte Ulrich

30. Januar.2006-13.Februar .2006 National Research Council, Ottawa, Canada (Forschungsaufenthalt)
13.- 17. März.2006 DPG Frühjahrstagung, Frankfurt
10.- 23.Sept. 2006 International Wilhelm and Else Heraeus Summerschool, Wittenberg
27.Sept. - 5.Dez.2006 DESY, Hamburg

Stefan Voss

11. Jan. - 11.Feb., Synchrotron Radiation Center (SRC), Stoughton, Wisconsin, USA
13. - 17. März, Spring-Meeting of the German Physical Society in Frankfurt
12.April -7. Juni, SRC Strahlzeit an der 6m-TGM- beam line
22. Aug. - 25 Sept. , SRC Strahlzeit an der 6m-TGM- beam line
11. Nov. - 5. Dez., DESY, Hamburg, Strahlzeit an BW3 beam line

Robert Wallauer

5.-10 Feb. 2006, EAS Tagung, Rietzlern
31. Aug. - 4. Sept. 2006, IBER, Aranjuez, Spanien
13. Nov. - 6. Dez. 2006, Strahlzeit am DESY, Hamburg

16. Jan. 2006, Workshop of the Virtual Institute on Strongly Interacting Matter, GSI, Darmstadt

Ch. Blume Vortrag

Excitation Functions of Hadronic Observables

29. Jan. - 29 Feb. 2006, XLIV International winter meeting on nuclear physics, Bormio (Italy)

H. Ströbele (Vortrag)

Energy dependence of 2- π correlations in nuclear collisions

29. Jan. - 5. Februar 2006 International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italien

Y.C. Pachmayer

Dielectron production in C+C collisions with HADES

22. Feb. 2006, Relativistic Nuclear Matter Seminar, Frankfurt, Deutschland

Ch. Blume, Vortrag

Review of SPS Results

5.-10. Feb. 2006 EAS. Energiereiche Atomare Stöße.

J.Tornero, R. Wallauer, A.González Ureña, G. García

Interaction of surface photo-emitted electrons with acrylonitrile adsorbed on Cu (100)

T. Havermeier (Vortrag)

Photoionisation und Doppelanregung in H₂ und D₂

Februar 2006, Seminar für Kernphysik, Dresden

K. Peters Vortrag

TI:Physikprogramm bei BES

9.- 10. März 2006, BNL Workshop Can we discover the QCD critical point at RHIC

Marek Gazdzicki

Prospects of the new ion program at the CERN SPS

16. -17. Feb. 2006, BNL Workshop Strangeness in Collisions

Marek Gazdzicki Vortrag

Energy dependence of Strangeness Production and Onset of Deconfinement

März 2006, DPG Hadronen und Kerne, München

K. Götzen, K. Peters, G. Schepers, C. Schwarz

Towards a DIRC Detector of the PANDA experiment at GSI

H. Nowak

Large area APD readout of LYSO crystals

A. Wilms

Large Area APDs for the PANDA EMC

März 2006, International Conference on Strangeness in Quark Matter 2006, Los Angeles, USA

M. Mitrovski, Vortrag:

Strangeness production at SPS energies J.Phys.G32 (2006) 43.

März 2006, QCD workshop BNL Brookhaven, USA

H. Appelshäuser, Vortrag

Fluctuation measurement with CERES

13. März 2006 -17. März 2006, DPG Frühjahrstagung, Frankfurt am Main

B. Ulrich, A. S. Alnaser, X. M. Tong, I. V. Litvinyuk, C. M. Maharjan, P. Ranitovic, T. Osipov, R. Ali,

S. Ghimire, Z. Chang, C. D. Lin, C. L. Cocks (Poster)

Simultaneous real-time tracking of wave packets evolving on two different potential curves in H₂₊ and D₂₊

T. Havermeier (Poster)

Photoionisation und Doppelanregung in H₂ und D₂

L. Foucar, O. Jagutzki, A. Czasch, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

Analyse von Signalen einer Delaylineanode, ausgelesen mit einem Transientenrekorder

K. Kreidi, T. Jahnke, Th. Weber, A. Staudte, A. Alnaser, C. Maharjan, P. Ranitovic, A.L. Landers, T. Osipov, O. Jagutzki, C.L. Cocker, M.H. Prior, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, Poster

Photodoppelsonisation von H₂ bei hohen Energien

J. Titze, M. Schöffler, A. Czasch, M. Hattaß, T. Jahnke, S. Schößler, M. Balsler, M. Odenweller, Ch. Wimmer, L. Ph. H. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Elektroneneinfang in Protonen aus D₂- Molekülen

M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, I. Mancev (Poster)

Streuwinkeldifferenzieller Wirkungsquerschnitt für Ein- und Zweielektronentransfers in H⁺, He^{1,2+}- Stößen mit Helium

M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, A. Hasan, N. Maydanyuk, M. Schulz, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner (Poster)

Vergleichende Experimente von Transfer- zu Einfachionisation in H⁺ – He-Stößen

M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, V. Mergel, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner (Poster)

Transferionisation in schnellen Ion-Atom-Stößen - Fingerabdruck der Grundzustandswellenfunktion

N. Neumann (Poster)

K-Schalen Photoionisation und Anregung von Kaliumatomen

R. A. Costa Fraga, N. Petridis, R. Dörner, R. Grisenti (Poster)

Investigation of x-ray and high energy ions produced by laser-generated plasma in H₂ and He-droplets

S. Voss, A. S. Alnaser, X. M. Tong, T. Osipov, C. M. Maharjan, P. Ranitovic, B. Ulrich, C. D. Lin, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner C. L. Cocker

Diatomic molecules in intense laser fields (Poster)

20. - 24. März 2006 70. Jahrestagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG), München

T. Schuster, Vortrag

Production of K⁰s and Λ at High Transverse Momentum in Pb+Pb collisions at 158A GeV

März 2006, Arbeitstreffen Kernphysik, Schleching

K. Peters

Hadronenspektroskopie

Chr. Blume, Vortrag

Pentaquark Beobachtung im NA49 Experiment

26.-31. März 2006 "International Conference on Strangeness in Quark Matter 2006", Los Angeles, USA

T. Schuster, Vortrag

High Transverse Momentum Spectra of Identified Particles Produced in Pb+Pb Collisions at 158A GeV beam energy

4. - 8. April 2006 HADES Collaboration Meeting XVI, Dresden

Y.C. Pachmayer

Dielectron-production in C+C @ 1AGeV

6. April 2006 CERN -Heavy-Ion Forum, Genf, Schweiz

H. Appelshäuser, Vortrag

Bose-Einstein-Correlations at SPS

3. - 6. April 2006, ISHIP2006, International Symposium on Heavy Ion Physics 2006, Frankfurt /M

H. Appelshäuser, Vortrag

Transverse momentum correlations in nuclear collisions

K. Peters, Vortrag

Heavy States, from B-Factories to Panda

April 2006, Naturwissenschaftliches Kolloquium der Hochschule Darmstadt, Darmstadt

K. Peters

Moderne Detektorentwicklung am Beispiel Panda

22.-27. Mai 2006 International workshop "Relativistic Nuclear Physics: from hundreds MeV to TeV", Modra, Slovakia

T. Schuster, Eingeladener Vortrag

Study of Nuclear Collisions at CERN SPS with the NA49 Detector – Results and Prospects

26.- 30. Juni 2006 EPAC'06 (Europ. Particle Accelerator. Conf.), Edinburgh, UK
V.S. Aleksandrov, N.Yu. Kazarinov, V.F. Shevtsov, R. Doerner, H. Schmidt-Böcking, K.E. Stiebing, A. Schempp
Optical Scheme of an Electrostatic Storage Ring

Juni 2006, „Charm“, Beijing China
K. Peters, Vortrag
A Primer on Partial Wave Analysis

Juni 2006, Hard Probes 2006 Conference, Asilomar, Kalifornien USA
Chr. Blume, Vortrag
High pt Measurements at the CERN SPS

Juli 2006, 3rd International Workshop on the Critical Point and Onset of , Deconfinement, Florenz, Italien
Chr. Blume Vortrag
Review of Structures in the Energy Dependence of Hadronic Observables

Juli 2006, Universität Bochum, Festkolloquium für Abschied H. Koch, Bochum
Prof. Dr. Klaus Peters
Das BaBar Experiment

22. - 24. Juni 2006 : “(e,2e), double photoionization and related topics”, Rom, Italien
M. S. Schöffler, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt, O. Jagutzki, C. T. Whelan, A. Godunov, J. Walters, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
A kinematically complete study of transferionisation in fast ion atom collision: Observing ground state correlation (Vortrag)

3. - 9. Juli 2006, Florenz, Italien , CP&OoD workshop
M. Gazdzicki, Vortrag
A new SPS programme

20. - 25. Aug. 2006: “CAARI-Meeting”, Dallas, USA
M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner and H. Schmidt-Böcking
Transfer ionization in fast ion-atom-collisions - experimental evidences of non-s² contributions in ground state

28. Aug. - 1. Sept. 2006, : “ICISS”, Iguacu, Brasilien
M. Schöffler, A. Czasch, M. Hattass, S. Schössler, T. Jahnke, T. Weber, A. Staudte, J. Titze, O. Jagutzki, L. Schmidt, A. Kheifets, I. Bray, K. Bartschat, J. Rost, T. Schneider, C. Liu, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
Partial photo ionization cross sections and angular distributions for double excitation of Helium up to the N=13 threshold

31 Aug. - 4 Sept. 2006, IBER 2006. 8th Iberian Joint Meeting on Atomic and Molecular Physics., Aranjuez, Spanien
J. Tornero, R. Wallauer, A. González Ureña, G. García
Threshold Two-Photon Electron Spectroscopy from a Copper(100) Surface

5. Sept. 2006: “Instituts-Seminar”, Kansas-State-University, Manhattan, USA
M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner , H. Schmidt-Böcking (Vortrag)
Transfer ionization in fast ion-atom-collisions - experimental evidences of non-s² contributions in ground state

7. Sept. 2006, „Atomphysik-Seminar“, University Missouri, Rolla, USA
M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking (Vortrag) Transfer ionization in fast ion-atom-collisions - experimental evidences of non-s² contributions in ground state

10. - 23. Sept. 2006 LEUCOREA, Sommerschule in Wittenberg
N. Neumann
K-Schalen Photoionisation und Anregung von Kaliumatomen (Poster)

R. A. Costa Fraga, N. Petridis, R. Dörner, R. Grisenti (Poster)
Investigation of x.ray and high energy ions produced by laser-generated plasma in H₂ and He-droplets

13. Sept. 2006 , High p_T Workshop - Virtual Institute on Strongly Interacting Matter (VI-SIM) GSI, Darmstadt
T. Schuster, Vortrag
High p_T Spectra of Identified Particles Produced in Pb+Pb Collisions at 158A GeV Beam Energy

Sept. 2006, Gronigen, Holland
K. Peters
Facets of Hadron Physics

16. - 20. Sept. 2006, EIPAM Meeting 2006 (Electron Induced Processing at the Molecular Level) Valletta, Malta
J. Tornero, R. Wallauer, A. González Ureña, G. García

Threshold Two-Photon Electron Spectroscopy from a Copper(100) Surface

Sept. 2006, ECT International Workshop on Heavy Flavour Physics in Heavy Ion , Collisions, Trento, Italien
Chr. Blume, Vortrag

Electron Identification with the ALICE TRD and Performance for Quarkonia in the Central Barrel

12.-13.Okt. 2006 , EFC Workshop in Frankfurt, DECHEMA e.V

S. Neve

Protective Systems for High Temperature Applications, Frankfurt

17. Okt. 2006, Workshop on Heavy Ion Collisions, Wroclaw, Poland

M. Gazdzicki, Vortrag

NA49-future

25. - 28.Okt. 2006 HADES Collaboration Meeting XVII, GSI, Darmstadt

Y.C. Pachmayer

Low mass dielectrons (Hard Cut Analysis)

23. Nov. 2006, Warschau, Polen, Faculty of Physics, Warsaw Univeristy

M. Gazdzicki

Uncovering Deconfinement

24. Nov. 2006, Warschau, Polen, Faculty of Physics, Warsaw Univeristy,

M. Gazdzicki Vortrag

Critical Point and far more ... NA49-future at the CERN SPS

13. Dez. 2006, : „GSI-Atomphysik-Seminar“ , GSI, Darmstadt

M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Ground state correlation and dynamical processes in fast ion-helium-collisions (Vortrag)

Dez. 2006, DESY Seminar, DESY, Hamburg

K. Peters

The BES Experiment at Beijing

Dez. 2006, DESY Seminar, DESY, Zeuthen

K. Peters, Vortrag

The BES Experiment at Beijing

GÄSTE AM IKF

Alexandr Philppov, JINR, Dubna (Moskau), Russland
01.09.2006-28.02.2007 (DAAD-Stipendium)

Dr. Leo Schächter . NIPNE-HH, Bukarest, Rumänien
01.02.2006 – 28.02.2006

Dr. Serban Dobrescu. NIPNE-HH, Bukarest, Rumänien
01.02.2006 – 28.02.2006

Dr. Nebojsa Neskovic, Head of TESLA Project, Vinca Institute of Nuclear Science,
Belgrad ; 13.06 – 17.2006

Dr. Andrea Dainese, INFN Legnaro, Italien 7.-8. 12.2006

ALICE

Institut für Kernphysik, Frankfurt:

Appelshäuser, Blume, Büsching, Fick, Hartig, Renfordt

Kliemant, Kramer, Kessenbrock, Kniege, Ploskon, Sommer

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, Aubièrre, 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 (SUBATECH)
 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/Public/>

CERES

Institut für Kernphysik, Frankfurt:

Appelshäuser, Kniege, Ploskon

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:

Fröhlich, Galatyuk, Heilmann, Markert, Stroth, Ströbele, Sturm, Tarantola, Teilab, Pachmayer

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/>

KAOS

Institut für Kernphysik: Ploskon, Ströbele, Sturm

Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI Darmstadt

Germany, Technische Universität Darmstadt

Germany, Universität Marburg

Germany, Universität Frankfurt

Germany, Forschungszentrum Rossendorf, Dresden

Poland, Uniwersytet Jagiellonski Krakow

Weitere Informationen unter:

<http://www-aix.gsi.de/%7Ekaos/html/kaoshome.html>

R3B Collaboration

Institut für Kernphysik, Frankfurt:

Stroth, Wimmer

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:

Alt, Gazdzicki, Kliemant, Lungwitz, Mitrowski, Renfordt, Schuster, Strabel, Ströbele, Wetzler

Bulgaria, Atom. Phy. 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/>

PANDA

Institut für Kernphysik, Frankfurt:

Goetzen, Novak, Peters, Pitz, Schumacher, Wilms

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

Finnland, 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
Netherland, KVI Groningen
Poland, SINS Warschau
Poland, University Cracow
Poland, University of Silesia, Katowice
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 Edinburg
United Kingdom, University of Glasgow
USA, Northwestern University, Evanston

Weitere Informationen:
http://www-panda.gsi.de/auto/_home.htm

STAR

Institut für Kernphysik, Frankfurt:

Dietel, Kollegger, Stock

Brasil, Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo
Carnegie Mellon University
China, Institute of High Energy Physics, Beijing
China, Institute of Particle Physics, Wuhan
China, University of Science and Technology of China
France, Institut de Recherches Subatomiques, Strasbourg
France, Space Sciences Laboratory SUBATECH, Nantes
Germany, Max-Planck-Institut fuer Physics
Germany, University of Frankfurt
India, Indian Institute of Technolog
India, Indiana University
India, Institute of Physics, Bhubaneswar
India, Panjab University
India, University of Rajasthan
India, Variable Energy Cyclotron Centre
Poland, Warsaw University of Technology
Russia, Institute of High Energy Physics, Protvino
Russia, Laboratory of High Energy Physics, Dubna
Russia, Moscow Engineering Physics Institute
Russia, Particle Physics Laboratory, Dubna
UK, Kent State University
UK, University of Birmingham, UK
USA, Argonne National Laboratory
USA, Brookhaven National Laboratory
USA, City College of New York
USA, Creighton University
USA, Lawrence Berkeley Laboratory
USA, Michigan State University, USA
USA, Ohio State University

USA, Pennsylvania State University
USA, Purdue University
USA, Rice University
USA, Texas A & M University, USA
USA, University of California, Davis
USA, University of California, Los Angeles
USA, University of Texas, Austin
USA, University of Washington
USA, Wayne State University
USA, Yale University

Weitere Informationen:
<http://www.star.bnl.gov/>

PRESSESPIEGEL



Frankfurter Neue Presse 16. August 2006

In den Ferien ist Zeit fürs Forschen

Hochbetrieb am
Uni-Campus Riedberg

■ Von Bastian Klein

Riedberg. Von wegen Semesterferien: Im Labor Zellkulturen erforschen oder Bauteile für Teilchenbeschleuniger konstruieren – Studenten, Doktoranden und Professoren am Uni-Campus Riedberg können in der vorlesungsfreien Zeit keineswegs die Beine hochlegen. „Wenn keine Vorlesungen sind, können wir erst richtig mit der eigentlichen Arbeit anfangen“, sagt Professor Alwin Schempp vom Institut für Angewandte Physik. Seine Arbeitsgruppe hat für die Uni-Klinik Heidelberg einen Schwerionenbeschleuniger konstruiert, mit dem eine schonendere Krebstherapie möglich wird.

„Gerade werden die ersten Komponenten des Geräts in Heidelberg aufgebaut und justiert. Deswegen muss hier immer jemand da sein – als Ansprechpartner für die Techniker, wenn etwas klemmt“, fügt sein Kollege Alexander Bechtold hinzu. Das Besondere an dem neuen Therapieansatz, für den die Riedberger Physiker einen wesentlichen Baustein geliefert haben: Nun können Tumore auf den Millimeter genau zerstört werden. Und das ohne, dass sich der Patient unters Messer legen muss. „Das ist zum Beispiel bei der Behandlung von Tumoren im Gehirn sehr wichtig.“

Der Erfolg der Arbeitsgruppe kommt nicht von ungefähr. „Man muss sich die Forschungsarbeit an der Universität am besten wie in einem mittelgroßen Industriebetrieb vorstellen – da kommt man mit der Denkweise von festem Feierabend oder Urlaubszeiten nicht sehr weit“, meint Schempp. Sein letzter längerer Urlaub liege jedenfalls schon einige Zeit zurück – länger als vierzehn Tage seien nicht drin – und das nicht gerade im Sommer. „Wir können die Semesterferien nicht einfach zur Urlaubszeit erklären.“ Er und seine Kollegen sind sich einig: „Die Motivation liegt daran, etwas zu entwickeln, das nachher von anderen erfolgreich eingesetzt wird.“

Auch ein paar Meter weiter, bei den Pharmazeuten herrscht Hochbetrieb. In einem Seminarraum arbeiten mehr als 70 Studenten, die im zweiten Semester Pharmazie studieren an Mikroskopen und Bunsenbrennern. „Die Semesterferien sind die einzige Zeit, in denen wir unsere Praktika vernünftig unterbringen können“, sagt Ilse Zündorf, die als Akademische Rätin das Praktikum betreut. Für ihre Studenten ist die vorlesungsfreie Zeit ein Spagat zwischen Arbeiten, Lernen und Praktikum. „Urlaub ist in diesem Jahr ganz sicher nicht mehr drin – Ende der Semesterferien haben wir noch ein zweites Praktikum und anschließend eine Klausur. Außerdem muss ich noch meine Famulatur in einer Apotheke ab-



Konstruieren einen Schwerionenbeschleuniger: Prof. Alwin Schempp (rechts) und sein Kollege Alexander Bechtold. Fotos: Klein

solvieren“, berichtet Christopher Tichai, der im zweiten Semester Pharmazie studiert. Auch Frau Zündorf selbst will in diesem Sommer die Uni nicht für längere Zeit verlassen. Im vergangenen Dezember hat sie ein vielversprechendes Projekt begonnen: Mittels einer speziellen Zellkultur will die Pharmazeutin einmal Antikörper herstellen, die sich für die Diagnose einer seltenen Form von Blutkrebs nutzen lassen. „Sicher könnte ich einen Kollegen bitten, die Kulturen zu versorgen – aber ich bin neugierig auf die Ergebnisse und will nicht einfach vier Wochen Urlaub machen.“ Also verbringt sie den größten Teil des Sommers in ihrem Labor mit Kontrolluntersuchungen und Beobachtungen.

Zurück zu den Physikern: Eine Arbeitsgruppe um Juniorprofessor Christoph Blume ist von einem engen Zeitplan getrieben. Bis November müssen die Wissenschaftler 50 Bauteile für den Teilchenbeschleuniger CERN nach Genf liefern. „Wir sind gut im Zeitplan, aber eine Unterbrechung ist nicht drin“, sagt Blume und beugt sich prüfend

über eine halbfertige Detektorkammer. Wenn sie komplett ist, wird sie im Verbund mit anderen Platten und Komponenten im Forschungszentrum bei Genf bei der Suche nach der Zusammensetzung der Materie helfen. „Wir suchen nach sehr seltenen Teilchen, um zu sehen, wie die Welt kurz nach dem Urknall aussah.“ Dazu entwickelt und baut die Arbeitsgruppe Detektoren und entwickelt Software, um die Ergebnisse auszuwerten. Auch hier werden die Physiker wohl erst später einen längeren Urlaub machen können. „Bis 2007 soll das Projekt abgeschlossen sein.“

Auch hier sind einige Studenten eingespannt. Alexandra Argyrakis, Physikstudentin im sechsten Semester, ist damit beschäftigt, Kleinteile wie Kabel und Stecker für die Detektorplatten zu löten. Für sie ist die Arbeit ein willkommener Nebenverdienst. „In diesem Jahr gibt es keinen Urlaub – ich muss Geld verdienen und lernen.“ Ihr einziger Trost: In dieser Woche kann sie für ein paar Tage zu dem Großprojekt nach Genf fahren – das motiviert zusätzlich.



Müssen in den Semesterferien ein Praktikum absolvieren: Pharmaziestudenten.



Ilse Zündorf überwacht ihre Zellkulturen, verzichtet daher auf den Sommerurlaub.



Prof. Christoph Blume (r.) und Mitarbeiter Matthias Hartig arbeiten an der Detektorkammer.



Physik-Studentin Alexandra Argyrakis verlötet Kleinteile für die Detektorplatten.

»Ich mache sehr gern Dinge mit meinen Händen«

Till Jahnke erhielt den Preis der Freunde und Förderer der Universität

Zugegeben: die Apparatur ist nicht besonders elegant. Dr. Till Jahnke beschreibt sie als »eine Mischung zwischen Mülltonne und Zeitmaschine«. Und das ist noch charmant im Vergleich zu der Bemerkung eines Kollegen am Berliner Elektronensynchrotron BESSY. »Als wir die Apparatur zum ersten Mal an den Synchrotron-Ring schoben«, erinnert sich Prof. Dr. Reinhard Dörner vom Frankfurter Institut für Kernphysik, »fragte uns jemand, was wir denn mit diesem ›Elefanten-Klo‹ wollten«. Gemeint waren die beiden metallischen Halbkugeln der Vakuumkammer, die im aufgeklappten Zustand tatsächlich Platz genug für das Hinterteil eines Dickhäuters hätten. Die

Postdoc Dr. Till Jahnke verwarf Stellenangebote angesehener Forschungsinstitute in Japan und den Vereinigten Staaten, weil das Frankfurter Institut für Kernphysik ihm optimale Arbeitsbedingungen bietet.



Perspektiven

Ähnlichkeit mit der Zeitmaschine verdankt die Apparatur hingegen der aufwändigen Verkabelung und ihrer Verpackung in Silberfolie.

Im Gegensatz zu dem klobigen Erscheinungsbild steht das äußerst elegante Experiment, das in seinem Inneren stattfindet. Till Jahnke hat damit einen Effekt nachgewiesen, der vor nunmehr fast zehn Jahren von dem Heidelberger Theoretiker Prof. Dr. Lorenz Cederbaum vorhergesagt wurde. Er konnte zeigen, dass eng benachbarte Neon-Atome, so genannte Dimere, untereinander Energie austauschen: In einer Art interatomarem Stress-Abbau kann ein mit hochenergetischen Synchrotronstrahlen angeregtes Neon-Atom überschüssige Energie an seinen Nachbarn durch einen extrem schnellen Zerfallsprozess, den »Interatomic Coulombic Decay« abgeben. Die Vereinigung der Freunde und Förderer der Universität Frankfurt, die jährlich die besten Dissertationen im naturwissenschaftlichen Bereich auszeichnet, verlieh Jahnke für diese Arbeit den zweiten Preis.

Frühe internationale Anerkennung

Für Jahnke ist dies nicht die erste Anerkennung seiner Arbeit. Bereits im Oktober 2004 erreichte die Publikation seiner Ergebnisse in den »Physical Review Letters«, der weltweit angesehensten physikalischen Fachzeitschrift, unter Atom- und Kernphysikern Aufsehen: Es folgten Einladungen zu drei internationalen Konferenzen. Höhepunkt war ein Vortrag auf der ICPEAC, der größten Tagung der Atomphysik: »Für einen Doktoranden ist das sehr ungewöhnlich«, sagt Jahnkes Doktorvater Reinhard Dörner.

Zur Physik kam der vielseitig interessierte Till Jahnke eher zufällig: »Der recht naive Plan damals war, zu verstehen, was dahinter steckt. Da ich aber auch einen realen Bezug haben wollte, studierte ich zusätzlich Informatik.« Den Wunsch, durch ein Philosophiestudium außerdem ein möglichst weites Blickfeld zu behalten, konnte er nicht verwirklichen, weil das in seinen Stundenplan nicht mehr hinein passte. Der gebürtige Frankfurter wählte die Universität Frankfurt als Studienort zuerst ohne zu wissen, dass es dort in der Physik »einige großartige Professoren-Helden

gibt«. Diese Erkenntnis kam erst während seiner Diplomarbeit.

Die Arbeitsgruppe am Frankfurter Institut für Kernphysik ist für Jahnke bis heute wie eine große Familie. Alle Angebote international angesehener Arbeitsgruppen aus Japan und den Vereinigten Staaten hat er bisher abgelehnt. »Dass ich so gern in Frankfurt bleibe, liegt definitiv an der Arbeitsgruppe und meinen beiden Mentoren Reinhard Dörner und Horst Schmidt-Böcking,« erklärt Jahnke, »ich habe ein solches Arbeitsklima nirgendwo auf der Welt sonst erlebt. Beide sind international hoch angesehen und spielen an der vordersten Front der Forschung mit. Trotzdem schaffen sie dies ohne Zwang, Druck und Verkramptheit.«

Dörner fiel schon früh das außergewöhnliche technische Geschick seines Diplomanden auf. Jahnke zeigte von vornherein ein breit gestreutes Interesse an allen Experimenten der Gruppe und half auch anderen bei der Lösung technischer Probleme. Bereits als junger Nachwuchswissenschaftler begleitete er Doktoranden und Postdocs während ihrer Reisen zu den großen Synchrotronquellen in Berlin, Hamburg, Berkeley und Spring-8 in Japan. Forschungsaufenthalte führten ihn außerdem nach Belgien und Australien. Bei der Auswertung der Daten anderer Experimente sammelte Jahnke viel Erfahrung und erwarb internationales Renommee. Er ist inzwischen Ko-Autor von 16 Artikeln in angesehenen Fachzeitschriften; vier Artikel verfasste er als Erstautor.

Geschenkte Messzeit

Die für seine Doktorarbeit entscheidenden Messungen verdankt Jahnke einer geschenkten Strahlzeit am Berliner Elektronensynchrotron BESSY. »Gewöhnlich hat eine Arbeitsgruppe nur ein bis zwei Mal im Jahr die Gelegenheit, für zehn Tage an dem Speicherring zu arbeiten«, erklärt er. Dass die frei gewordene Messzeit an die Frankfurter Kernphysiker vergeben wurde, war jedoch kein Zufall: Kurz zuvor hatte Jahnke an einer sehr erfolgreichen Messung seines Institutskollegen Achim Czasch mitgewirkt. Auf der Suche nach einer geeigneten Fragestellung für die Extra-Messzeit fuhr Dörner im Juli 2003 zu einer Kon-

ferenz über Synchrotron-Strahlung nach Uppsala und hörte dort zum zweiten Mal den Vortrag seines Heidelberger Kollegen Cederbaum:

»Da wurde mir klar, dass unsere experimentelle Methode sich dazu eignete, den vorhergesagten Effekt zu messen,« erinnert sich Dörner.

Gemeint ist die COLTRIMS-Methode (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy). Erdacht unter der federführenden Beteiligung Frankfurter Physiker, wird diese spektroskopische Methode inzwischen international für unterschiedlichste Fragestellungen verwendet und ist schon mehrfach mit Preisen ausgezeichnet worden. Ausgangspunkt jeder Untersuchung ist die Anregung von Atomen, Ionen oder Molekülen mit hochenergetischen Elektronen, Ionen oder Photonen (Lichtteilchen). Damit setzen Atomphysiker inner-atomare Prozesse in Gang, die durch charakteristische Reaktionen über die elektronische Struktur und Dynamik ihrer Studienobjekte Auskunft geben. Für eine möglichst umfassende Rekonstruktion der Ereignisse ist es wichtig, die bei einer solchen Reaktion entstehenden Bruchstücke (Photonen, Elektronen und Ionen) nachzuweisen.

COLTRIMS – Genauigkeit made in Frankfurt

»Die meisten Experimente beobachten die Ereignisse wie durch ein Schlüsselloch«, erklärt Jahnke, »beispielsweise, weil ein Detektor nur die Energie eines von vielen an der Reaktion beteiligten Teilchens registriert«. Bei COLTRIMS ist das anders: Durch eine Kombination elektrischer und magnetischer Felder werden alle bei einem Zerfall entstehenden geladenen Teilchen auf eine der beiden großflächigen Detektorplatten gelenkt. Aus der Messung der Flugzeit und des Auftrefforts lassen sich im Computer einzelne Ereignisse rekonstruieren. »Man erhält dadurch so etwas wie ein Bild der gesamten Reaktion in voll-3D.«

Beeindruckend ist dabei die erreichte Genauigkeit, mit der sich die Impulse der beteiligten Teilchen ermitteln lassen: »Stellen Sie sich vor, ein Vogel stößt sich von der Bordwand eines Schiffs ab, das 20- bis 100-tausendmal schwerer ist als er selbst. Mit COLTRIMS können wir Rückstöße messen, die ver-

gleichbar klein sind wie der Impuls, den der Vogel auf das Schiff überträgt«, erklärt Schmidt-Böcking, einer der »Väter« von COLTRIMS. Einer seiner ehemaligen Doktoranden, Prof. Dr. Joachim Ullrich, heute Direktor des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg, erhielt für seine Beiträge zur Entwicklung der COLTRIMS-Methode unter anderem den Leibniz-Preis (1997) und den Philip Morris Forschungspreis 2006 (gemeinsam mit Dr. Robert Moshhammer). Auch für Ullrich gehörte der Preis der Vereinigung der Freunde und Förderer zur ersten Auszeichnung für diese Arbeiten.

Die Eleganz der Messmethode fasziniert auch Jahnke immer wieder aufs Neue und hilft ihm über die Mühe der langwierigen Vorarbeiten hinweg: »Dem Wunsch, ein Teil des großen Puzzlespiels zu finden, steht ein relativ großer Arbeitsaufwand gegenüber. Man braucht ein Jahr für den Aufbau und die Analyse eines Experiments und findet am Ende oft nur ein sehr kleines Puzzlestück.« Mit COLTRIMS ist das Puzzlestück zumin-

dest im Regelfall größer als bei anderen Messmethoden. So erhielt Jahnke während einer nur zehntägigen Strahlzeit eine eindeutige Signatur des Zerfallsprozesses, den Cederbaum vorhergesagt hatte.

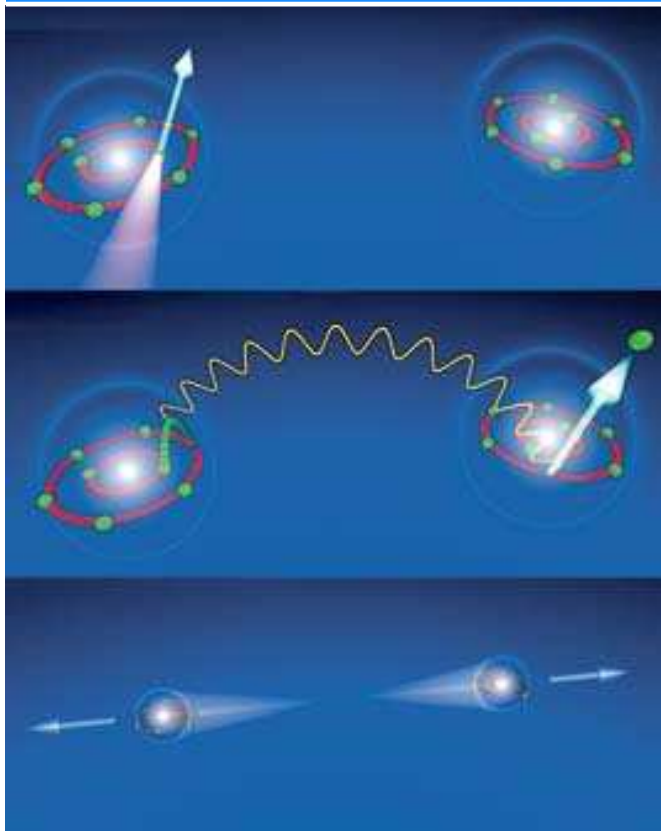
Keine Sorge um die Zukunft

Inzwischen haben auch japanische und schwedische Arbeitsgruppen den Effekt an den Clustern anderer Elemente nachgewiesen. Und – was Jahnke bei aller Bescheidenheit freut – man sucht inzwischen auch in anderen, mit der van der Waals Kraft schwach gebundenen Systemen nach diesem Effekt. Er selbst möchte die Idee im Rahmen eines kürzlich beantragten DFG-Projekts, an Wassermolekülen noch weiter verfolgen. Denn möglicherweise ist der von ihm nachgewiesene Energieübertragungsprozess zwischen schwach wechselwirkenden Atomen und Molekülen indirekt auch für Strahlenschäden in der DNA verantwortlich. Beim »Interatomic Coulombic Decay« wird nämlich die Anregungsenergie in Form von niederenergetischen Elektronen ab-

gegeben. Inzwischen weiß man, dass diese in der Lage sind, DNA-Stränge sehr effektiv aufzubrechen.

Um seine akademische Zukunft müsste Jahnke sich keine ernsthaften Sorgen machen, zumindest, wenn er ins Ausland ginge. Eine Zukunft außerhalb der Universität ist für ihn ebenfalls denkbar, denn er sieht an seinen Mentoren, dass die Zeit des unbeschweren Forschens für Professoren durch viele administrative Aufgaben beschränkt wird. Alternativ könnte er seine Start-up-Firma ausbauen, die unter anderem hochwertige Elektronik für die COLTRIMS-Technologie liefert. »Ich mache sehr gerne Dinge mit meinen Händen: die Wohnung renovieren, oder auch mal etwas aufwändigere Sachen, wie ein schalldichtes Tonstudio im Keller bauen,« erzählt der begeisterte Gitarrist. Horst Schmidt-Böcking zeigt sich von der Qualität der COLTRIMS-Elektronik, die als Schnittstelle zwischen dem Computer und dem Spektrometer dient, beeindruckt: »Ich bin erstaunt, was Jahnke und sein Partner alles auf die Beine stellen!«

Der Interatomic Coulombic Decay (ICD)



Photoionisation

Ein hochenergetisches Photon aus dem Synchrotron erzeugt ein Loch in der 2s-Schale des linken Neon-Atoms. Dabei wird ein Elektron freigesetzt und es entsteht ein positiv geladenes Neon-Ion.

Interatomarer Coulomb Zerfall

Das Loch wird von einem Elektron aus der 2p-Schale aufgefüllt. Die überschüssige Energie geht in Form eines »virtuellen Photons« auf das benachbarte Neon-Atom über. Dort schlägt es ein Elektron aus der 2p-Schale. Ein weiteres Neon-Ion entsteht.

Coulomb-Explosion

Die nunmehr beide positiv geladenen Neon-Ionen stoßen sich ab und fliegen mit exakt gleichem Impuls in entgegengesetzte Richtungen auseinander. Das lässt sich im COLTRIMS-Detektor eindeutig nachweisen.

Die Autorin

Dr. Anne Hardy, 41, ist Referentin für Wissenschaftskommunikation an der Universität Frankfurt.

UniReport

JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN

Kern-Chopper

Ein Leben für die Schwerionen

Personenquiz: Am 29. November 2006 jährte sich sein Dienstantritt an der Universität zum 50. Mal. Er war 21 Jahre lang Direktor eines Uni-Instituts und wurde mit 70 Jahren emeritiert. Er ist Träger des Bundesverdienstkreuzes (1984) und war Mitglied der Deutschen Atomkommission. Spätestens jetzt wird vielen klar sein, dass es sich nur um Prof. Erwin Schopper handeln kann. Er hat an der Universität Frankfurt ein bedeutendes und erfolgreiches Institut (für Kernphysik) aufgebaut, das auch heute noch von dem von Schopper gelegten Fundament profitiert. Wieder brandaktuell sind sein Engagement und seine Beiträge zur Gründung und zum Aufbau der Gesellschaft für

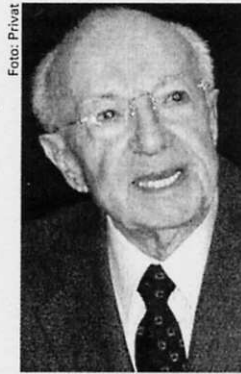


Foto: Privat

Schwerionenforschung in Darmstadt, der sich mit dem Ausbau zu FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) eine vielversprechende Zukunft eröffnet.

Prof. Schopper nimmt nach wie vor regen Anteil an »seinem Institut« und »seiner Physik«, nicht nur wenn ihm Vizepräsident Prof. Horst Stoecker persönlich zum Dienstjubiläum die Grüße des Präsidiums und des Fachbereichs Physik der Universität Frankfurt überbringt.

Wir wünschen Herrn Schopper, dass er uns noch lange mit seinem ungebrochenen Interesse an Wissen- und Gesellschaft erhalten bleibt, und hoffen die Gelegenheit zu bekommen, ihn zu seinem 100. Geburtstag ein Ständchen bringen zu können. *Herbert Ströbele*

Physiker auf Klassenfahrt

Die „Helmholtz Graduate School“ bildet Forschernachwuchs aus

FRANKFURT. Eine Billion ist eine Eins mit zwölf Nullen. Eine Billion Grad sind also ziemlich heiß. Viel heißer als alles, was einem normalerweise im heutigen Universum begegnet. Die Materie, die ansonsten aus Protonen und Neutronen besteht, nimmt dann einen neuen Zustand ein, den die Physiker Quark-Gluon-Plasma nennen. Ein solches Gemisch hat unmittelbar nach dem Urknall, also kurz nach der Geburt des Universums, existiert. Die Physiker, die wissen wollen, wie sich daraus die Welt, wie wir sie kennen, entwickelt hat, müssen in Modellrechnungen und aufwendigen Beschleunigerexperimenten ein Quark-Gluon-Plasma untersuchen. Das tun sie zum Beispiel in der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt. Aber auch an der Universität Frankfurt, im Rahmen des Forschungsschwerpunktes „Schwerionenphysik“, der zu Beginn dieses Semesters einen Ableger bekommen hat: Die „Helmholtz Research School for Quark Matter Studies in Heavy Ion Collisions“.

Den Namen des berühmten Physikers trägt sie, weil sie von der Helmholtz-Gemeinschaft deutscher Forschungszentren, der auch die GSI angehört, gefördert wird. Und „Research School“ – die übliche deutsche Bezeichnung ist Graduiertenkolleg – bedeutet, daß dort jedes Jahr bis zu 25 junge Forscher ausgebildet werden. Sie bekommen finanzielle Unterstützung, während sie ihre Doktorarbeit anfertigen: Die Theoretiker rechnen in Frankfurt, und die Experimentalphysiker forschen an den Beschleunigern der GSI und des Cern im schweizerischen Genf.

Aber das Graduiertenkolleg ist mehr als nur Geldgeber: Einmal in der Woche findet ein Seminar statt, bei dem die Nachwuchswissenschaftler über ihre Arbeit berichten, gewissermaßen als Vorbereitung darauf, ihre Ergebnisse bei großen internationalen Konferenzen vorzustellen. Zudem wird einmal im Jahr eine vierzehntägige „Klassenfahrt“ unternommen, die sowohl der Beschäftigung mit der Wissenschaft als auch dem gegenseitigen Kennenlernen dienen soll. Für kulturelle Vielfalt ist dabei gesorgt: Derzeit stammen die Kollegiaten aus zehn verschiedenen Ländern, von Mexiko über Ägypten bis China.

Auch deutsche Doktoranden sind dabei, zum Beispiel Hannah Petersen. Sie ist 24 Jahre alt und kommt aus Frankfurt. Schon in ihrer Diplomarbeit, die sie im Juni am Institut für theoretische Physik abgeschlossen hat, befaßte sie sich mit einem Thema aus der Schwerionenphysik. Jetzt möchte sie den Zusammenstoß zweier Teil-

chen, bei dem ein Quark-Gluon-Plasma entstehen kann, mit einem theoretischen Modell berechnen. „Die Zeit der Diplomarbeit hat mir so gefallen, daß ich hier auch meine Doktorarbeit machen wollte. Ich freue mich darauf, durch das Graduiertenkolleg neue Leute kennenzulernen und viel zu erfahren.“ Drei Jahre hat Petersen dafür Zeit – in diesem Zeitraum sollen die Doktorarbeiten in der Regel abgeschlossen sein. Schließlich ist das Kolleg für hochbegabte und besonders leistungsfähige Jungforscher geschaffen worden.

Dmytro Kresan fühlt sich dadurch nicht unter Druck gesetzt: „Ich bin ohnehin schon motiviert. Aber das motiviert mich zusätzlich.“ Der 23 Jahre alte Ukrainer hat schon vor etwas mehr als einem Jahr mit seiner Doktorarbeit bei der GSI in Darmstadt begonnen. Seine Bachelor- und seine Masterarbeit entstanden aus der Zusammenarbeit der Universität Kiev mit der GSI; 2003 hatte er einige Zeit als Sommerstudent in Darmstadt verbracht. Voller Optimismus sieht Kresan nun seiner Zeit an der Helmholtz School entgegen: „Wir haben uns bisher einmal getroffen und fühlen uns schon als Gruppe. Und das wird bei der gemeinsamen Fahrt und in unserem Seminar bestimmt noch besser. Daß die anderen dabei sind, spornet mich an.“

Das Graduiertenkolleg stellt aber nicht nur hohe Anforderungen an seine Teilnehmer, es will ihnen auch besondere Fähigkeiten vermitteln. „Uns geht es um die sogenannten Schlüsselkompetenzen“, sagt Koordinator Henner Büsching. „Dazu gehören etwa Team- und Kommunikationsfähigkeit. Schließlich sind an den Experimenten, um die es hier geht, normalerweise bis zu tausend Wissenschaftler aus verschiedenen Ländern und Kulturen beteiligt.“ Aber auch geschicktes Zeitmanagement und realistische Selbsteinschätzung sollen den Teilnehmern vermittelt werden, zudem Kenntnisse darüber, wie der Wissenschaftsbetrieb funktioniert, wie man Fördergelder beantragt oder Laien seine Forschungsergebnisse vermittelt. Kurzum: Die „Helmholtz Research School“ will die Doktoranden „für eine Karriere in Wissenschaft oder Wirtschaft in besonderer Weise qualifizieren“.

Dmytro Kresan wird vermutlich der Wissenschaft erhalten bleiben. Teil seiner Doktorarbeit ist es, ein Experiment im Zusammenhang mit dem neuen Beschleunigerkomplex Fair (Facility for Antiproton and Ion Research) an der GSI zu entwickeln. Der soll im Jahr 2015 fertiggestellt werden. Bis dahin wird Kresan längst Doktor, wenn nicht gar Professor sein. STEFANIE HENSE



Hier forscht der Helmholtz-Nachwuchs: „Alice“ am Genfer Cern. Foto Maximilien Brice / Cern

Auserwählt!

Helmholtz-Research-School nimmt Arbeit auf / Schwerionenforschung auf höchstem Niveau

Mit Beginn des Wintersemesters haben die ersten Doktorandinnen und Doktoranden der neuen Helmholtz-Research-School for Quark Matter Studies in Heavy Ion Collisions ihr Studium aufgenommen. Das Frankfurter Graduiertenkolleg ist eines von drei Pilotprojekten, die im März 2006 den Zuschlag zur Förderung durch die Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren erhalten haben.

Die Helmholtz-Research-School ist Teil des Forschungsschwerpunktes „Schwerionenphysik“ der Universität Frankfurt, der von der Universität und dem Land Hessen in besonderer Weise gefördert wird, und ein Gemeinschaftsprojekt der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt, der Universität und des Frankfurt Institute for Advanced Studies (FIAS). Die GSI in Darmstadt-Wixhausen ist das einzige Großforschungszentrum der Helmholtz-Gemeinschaft in Hessen; sie wird zu 90 Prozent vom Bundesministerium für Bildung und Forschung und zu 10 Prozent durch das Land Hessen gefördert.

Wissenschaftlich befasst sich das Kolleg insbesondere mit der Erforschung hoch-energetischer Schwerionen-Kollisionen. Forscher der Universität Frankfurt und der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt-Wixhausen erforschen im Labor in Stößen zwischen nahezu lichtschnellen Atomkernen die Eigenschaften der superdichten, heißen Elementar-Materie aus Quarks und Kernbausteinen, die bei der Geburt des Universums existierte. Der Nachweis des Urknalls vor knapp 14 Milliarden Jahren wurde vor wenigen Wochen mit dem Nobelpreis für Physik des Jahres 2006 belohnt. Das Graduiertenkolleg bietet den jungen ForscherInnen nicht nur ein interdisziplinäres, sondern auch ein internationales Umfeld. Im Rahmen des Kollegs sind sie in Experimente am neuen „Large-Hadron-Collider“ (LHC) am CERN in Genf, Schweiz, und an der Entstehung des internationalen Beschleunigerzentrums FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) an der

GSI sowie deren theoretische Beschreibung eingebunden. Sie können zudem auf die neuesten Hochleistungsrechner des „Center for Scientific Computing“ und die Einrichtungen des Stern-Gerlach-Zentrums zurückgreifen, die beide auf dem naturwissenschaftlichen Campus Riedberg angesiedelt sind. Damit wird eine heranwachsende Wissenschaftlergeneration auf die Erforschung der Materie mit Hilfe großer Beschleunigeranlagen vorbereitet. Das Graduiertenkolleg wird so hochbegabte Graduierte aus dem In- und Ausland durch eine strukturierte Ausbildung in besonderer Weise für eine Karriere in Wissenschaft oder Wirtschaft qualifizieren. Vizepräsident Prof. Horst Stöcker bewertete die Einrichtung der Helmholtz-Research-School gleichermaßen als Erfolg der Strategie der Universität und des exzellenten Forschungsumfeldes: „Die Tatsache, dass sich die Universität Frankfurt im harten Wettbewerb der Helmholtz-Gemeinschaft um die Graduierten-Kollegs durchsetzen konnte, verdankt sich dem international hervorragenden Forschungsumfeld in der Rhein-Main-Region. So wird die neu aufgestellte experimentelle Frankfurter Schwerionenphysik mit Detektor-Entwicklung, Beschleuniger-Physik und Datenanalyse im Stern-Gerlach-Zentrum ergänzt durch die enge Zusammenarbeit mit internationalen Arbeitsgruppen am Europäischen Hochenergie-Kernforschungszentrum CERN und am künftigen Beschleunigerzentrum FAIR an der GSI. Von gleicher Bedeutung für den Erfolg des Graduiertenkollegs ist die Frankfurter Schule der Theoretischen Physik, die gemeinsam mit dem Center for Scientific Computing und dem Frankfurt Institute for Advanced Studies hervorragend für die Aus-



Gesicht und Stimme des Kollegs: Doktorandensprecherin Hannah Petersen

bildung der Helmholtz-Doktoranden aufgestellt ist.“ Dies bestätigt, so Stöcker, die Strategie der Universität, auf starke Leuchttürme der Forschung zu bauen und damit zum Erreichen der Ziele, die sich die Universität gesetzt habe, beizutragen: Spitzenforschung und -lehre, verbunden mit Interdisziplinarität und Internationalität. Die TeilnehmerInnen des Graduiertenkollegs kommen aus 11 verschiedenen Ländern, von Deutschland bis China; gemeinsame Arbeitssprache ist Englisch. Die jungen Wissenschaftler mussten sich gegen starke Konkurrenz durchsetzen: Aus mehr als 140 Bewerbern aus dem In- und Ausland wurden die ersten 25 KandidatInnen ausgewählt; unterdessen wurde Hannah Petersen zur Doktorandensprecherin gewählt.

Pro Jahrgang kann das Kolleg bis zu 25 Teilnehmer aufnehmen, insgesamt ist eine Förderdauer von sechs Jahren für zwei Doktoranden-Generationen vorgesehen. Das Promotionsrecht liegt an der jeweiligen Hochschule. Die Kollegs werden mit je 1,8 Millionen Euro aus dem Impuls- und Vernetzungsfonds des Präsidenten der Helmholtz-Gemeinschaft gefördert. „DoktorandInnen sind unverzichtbar für die Forschung. Mit den Helmholtz-Kollegs wollen wir ihre Ausbildung systematisch verbessern. Dazu gehört eine optimale Betreuung ebenso wie die Einbindung in übergreifende Fragestellungen in einem wissenschaftlich anspruchsvollen Umfeld“, so Prof. Jürgen Mlynek, Präsident der Helmholtz-Gemeinschaft. UR

Informationen:
Henner Büsching, Koordinator Helmholtz Research School, Institut für Kernphysik, Campus Riedberg, Max-von-Laue-Str., 60438 Frankfurt

Uni Report 7/2006

IMPRESSUM

IKF - Jahresbericht 2006 - Internet Ausgabe
Herausgegeben vom
Institut für Kernphysik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Geschäftsführender
Direktor:

Prof. Dr. Herbert Ströbele

Redaktion

Prof. Dr. Herbert Ströbele
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

email:

verwaltung@ikf.uni-frankfurt.de

Anfragen bei C. Freudenberger Tel.: (069) 798 47104, cfreuden@physik.uni-frankfurt.de

Das Titelbild zeigt (von oben nach unten):

HADES, COLTRIMS, Panda, Na49, ALICE, ALICE TRD Labor, supercooled Hydrogen-Jet