

Jahresbericht 2002



IKF Jahresbericht 2002

Redaktion:

Prof. H. Schmidt-Böcking P. Seyler-Dielmann C. Freudenberger

Versand:

bibliothek@ikf.uni-frankfurt.de

Tel: 069-7982 4213

Institut für Kernphysik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Jahresbericht 2002

IKF-63

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	9
----------------------	---

Berichte über wissenschaftliche Arbeiten

Kernphysik

Particle production in central A+A collisions at 40, 80 and 158 AGeV	13
Determination of Kaon and Pion source rapidities in C + Au collisions	16
Inverse slope and asymmetry parameters as a function of the centrality for different particles in Ni + Ni collisions at a beam energy of 1.93 AGeV	17
Produktion von d und ${}^3\text{He}$ in zentralen Au-Au Kollisionen am RHIC B, G	19
Low-lying dipole strength and single-particle structure of oxygen isotopes	21

Atomphysik

Dissoziativer Elektroneneinfang	22
Transferionisation in schnellen Ion-Atom-Stößen	23
Auf der Spur von Dynamik und Evolution der Sekundärionenemission von Oberflächen bei Beschuß mit schnellen Atomen	24
Visualisierung der Projektil-Vielfachstreuung in Festkörpertargets	26
Orthotropic source of ultra-large superfluid Helium droplets	27
Auf der Suche nach Korrelationseffekten bei Comptonstreuung: Untersuchung durch Stöße von Helium mit schnellen Protonen	28
Koinzidenzmessung zur Elektronenkorrelation in doppelt hoch angeregten Zuständen von Helium.....	29
Untersuchung der verschränkten Bewegung freier Elektronenpaare emittiert aus Ein- und Zweizentren Coulomb-Potentialen in Photoabsorptionsprozessen	30
Auger-Electronen Emission aus raumfesten CO-Molekülen	32
Energy sharing and asymmetry parameters for photo and double ionization of Helium 100 eV above threshold in single particle and Jacobi coordinates	34
Untersuchung von Symmetrieeffekten bei Photodoppelionisation von spinpolarisiertem ${}^3\text{S}_1\text{-He}^*$ Aufbau und Planung des Experiments	36
Elektron Elektron Impulsaustausch bei Doppelionisation von Argon in starken Laserfeldern	37
Elektronenbeugung am D2 Molekülgitter in starken Laserfeldern	38
Zum axialen und radialen Energietransport in EZR-Plasmen	39

Polarization studies for radiative recombination transitions into high - Z ions	41
Polarization studies for electron capture into highly-charged ions	42
Two-photon angular correlations in the electron capture of high-Z ions	43
Measurement of two electron to the ground state binding energy in He-like uranium	44
Alignment studies for electron capture into bare uranium ions	46
Projectile ionization in collisions of U^{28+} with gases	47
Forward-electron spectroscopy in ESR	48
Electron loss from low-charge-state ions colliding with gases	50

Materialforschung

Charakterisierung reaktiv gesputterter dünner Si_3N_4 - Schichten	51
Oberflächenzerstäubung mit langsamen, hochgeladenen Ionen	53
Untersuchungen zur Zeitabhängigkeit des Fluor-Mikrolegierungseffektes bei der Oxidation von TiAl bei 900°C an Luft	54
SSMS analysis of low contents in single crystalline silicon	56
Massenspektrometrie mit gepulster Nd:YAG-Laser-Anregung	57

Apparative Entwicklungen

Entwicklung eines Stromschienen- und Kühlverteilersystems für die ALICE-TPC	58
Weiterentwicklung des Testsystems für die Ausleseelektronik der Alice TPC	59
Precision electron drift velocity measurement for the ALICE TPC ^{B,G}	60
Laser Tests with the ALICE TPC Inner Readout Chamber ^{B,G}	61
HADES online-monitor with Go4 ^{B, G, EC}	62
Status der EZR-RFQ Anlage des Institutes	63
Aufbau einer Hochauflösenden COLTRIMS Apparatur am NRC	65
Eine neue Methode zur Erzeugung von Mikroplasma und Plasmajets mit Glimmentladungscharakteristik	66
Ein 2π Spektrometer für Elektronen-Koinzidenz-Experimente an Oberflächen	67

IKF Einrichtungen

Betriebsablauf und Neuerungen an den 2,5 MV- und 7,5 MV Van-de Graaff-Beschleunigeranlagen	68
Werkstätten: Feinmechanik, Schlosserei,	69
Elektronik	70
Bibliothek	71

Veröffentlichungen

Zeitschriftenveröffentlichungen, Berichte	75
Electronic Publishing	80
Konferenzbeiträge, Vorträge	80
Dissertationen	86
Diplomarbeiten	86

Personalia

Mitarbeiter	87
Preisträger	87

Aktivitäten der wiss. Mitarbeiter

Mitarbeit in Gremien	88
Gutachtertätigkeit	88
Mitarbeit als Co-Editor von Zeitschriften	88
Referee bei Zeitschriften	88
Tagungsorganisation	88
Experimente/Projecte an auswärtigen Anlagen und Instituten Internationale Kontakte	88
Eingeladene Vorträge und Konferenzteilnahmen	89
Gäste am IKF	93

Kollaborationen

Pressespiegel

IKF - Adressen und Lageplan

Autorenindex

Vorwort

Im vergangenen Jahr haben wir alle auf dem Weg zum Institut für Kernphysik einen drastischen Eindruck von den bevorstehenden Veränderungen erhalten.

Wir arbeiten derzeit auf einer Insel inmitten von Erd- und Erschließungsarbeiten. So wird uns der Abschied von dem alten Institutsgelände im kommenden Jahr nicht mehr schwer fallen. Ich bin zuversichtlich, dass sich in der verbleibenden Zeit die Unannehmlichkeiten weiterhin in einem akzeptablen Rahmen halten lassen. Der bevorstehende Umzug hat sich im vergangenen Jahr hauptsächlich in der Planung des neuen Gebäudes bemerkbar gemacht. Für die prompte und engagierte Zuarbeit möchte ich mich an dieser Stelle bei allen Beteiligten herzlich bedanken. Im Jahr 2003 wird der eigentliche Umzug in den Mittelpunkt der Planung rücken. Welche Anlagen werden wann abgestellt, demontiert, transportiert? Ich nehme an, dass die ersten Aufbauarbeiten in der neuen Experimentierhalle schon in der ersten Hälfte des Jahres 2004 stattfinden werden.

Eine weitere einschneidende Veränderung unserer Arbeitsbedingungen ergibt sich aus der globalisierten und kaufmännischen Haushaltsführung. Wesentliche Bestandteile dieser neuen Situation sind die Zielvereinbarungen, die das Institut mit dem Fachbereich und der Fachbereich mit dem Präsidenten der Universität abgeschlossen haben. Darin sind die personellen und finanziellen Grundlagen für die nächsten 5-10 Jahre festgeschrieben. Im Institut für Kernphysik werden langfristig 4 Professoren lehren und forschen. Ihnen zur Seite werden 11 wissenschaftliche Mitarbeiter stehen.

Derzeit planen die Institute des Fachbereichs die Gründung des „Stern Gerlach Zentrums“. Als Rechtsform ist die eines eingetragenen Vereins geplant. Dieses Zentrum soll über eine eigene finanzielle Ausstattung verfügen und in gemeinschaftlichen wissenschaftlichen Aktivitäten die optimale Nutzung von Erfahrung, Wissen und Geräten der verschiedenen Forschungsgruppen ermöglichen.

Der bevorstehende personelle Umbruch ist nicht minder einschneidend. Demnächst werden die Hochschullehrer Stock und Schmidt-Böcking ausscheiden. Zwei Neuberufungen werden für wissenschaftliche Kontinuität bzw. neue Projekte sorgen. In diesem Zusammenhang möchte ich auf die große Bedeutung des Ausbaus der GSI für unser Institut hinweisen. Durch die kürzlich getroffene Entscheidung des BMBF für das Zukunftsprojekt der GSI eröffnen sich auch für das IKF ausgezeichnete Forschungsperspektiven.

Die Attraktivität des Instituts für Kernphysik manifestiert sich wie in den vergangenen Jahren durch die relativ große Zahl von Diplomanden (28) und Doktoranden (45). Im Laufe des vergangenen Jahres wurden 9 Diplomarbeiten und 6 Dissertationen abgeschlossen.

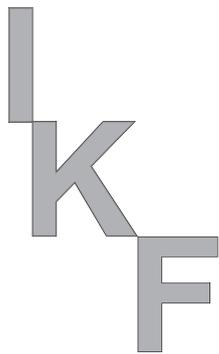
Die Forschung am Institut für Kernphysik wurde im Jahre 2002 von mehreren Institutionen mit insgesamt knapp 1,5 Mio EUR (Drittmittel) unterstützt. An erster Stelle möchte ich hier die Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt nennen, die uns nicht nur exzellente Forschungsmöglichkeiten an ihren Beschleunigern bietet, sondern unsere Forschung auch fördert und finanziell unterstützt. Ohne die institutionelle Förderung durch das Bundesministerium für Forschung und Technologie und das Hessische Ministerium für Wissenschaft und Kultur wäre ein erfolgreicher Forschungsbetrieb im IKF nicht möglich. Weitere Institutionen bei denen wir uns bedanken sind:

Deutsche Forschungsgemeinschaft
DESY, Hamburg
DLR, Bonn
Hermann Willkomm-Stiftung, Frankfurt
WE-Heaeus-Stiftung, Hanau
Humboldt-Stiftung, Bonn
DAAD, Bonn
Schott, Mainz
Roentek, Kelkheim

Frankfurt, den 20. Februar 2003



Prof. Herbert Ströbele
Geschäftsführender Direktor



Kernphysik

Atomphysik

Materialforschung

Apparative Entwicklungen

IKF Einrichtungen

Particle Production in Central A+A Collisions at 40, 80, and 158 AGeV

C. Alt¹, C. Blume^{1,2}, R. Bramm¹, P. Bunčić¹, P. Dinkelaker¹, D. Flierl¹, V. Friese², M. Gaździcki¹, S. Kniege¹, T. Kollegger¹, I. Kraus², C. Meurer², A. Mischke², M. Mitrovski¹, S. Radomski², R. Renford¹, A. Sandoval², H. Sann², R. Stock¹, H. Ströbele¹, A. Wetzler¹, I.K. Yoo², and J. Zaraneck¹

¹Universität Frankfurt; ²GSI Darmstadt

1 ϕ production in central Pb+Pb collisions at 40, 80, and 158 AGeV

In the context of the NA49 energy scan program, the ϕ meson as a carrier of hidden strangeness has been investigated in the K^+K^- decay channel. Similar to the 158 AGeV data, the position and width of the invariant mass signal at 40 and 80 AGeV are compatible with the book values. The transverse momentum spectra are obtained in the rapidity range of one unit above midrapidity. The slopes obtained by a fit of thermal distributions are (244 ± 10) MeV for both 40 and 80 AGeV beam energy, thus considerably lower than at full SPS energy ((305 ± 25) MeV).

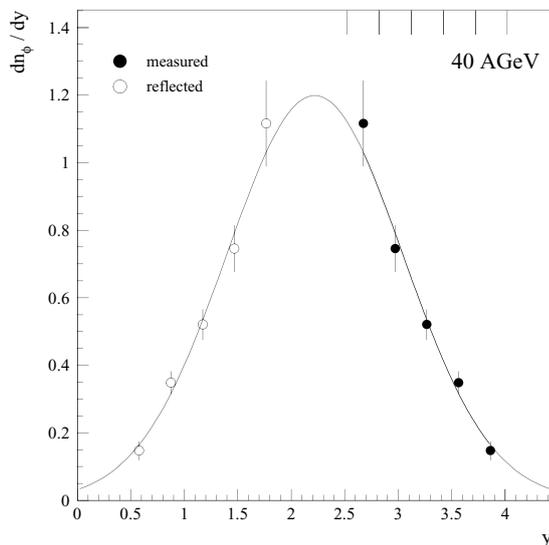


Figure 1: The rapidity distribution of ϕ in central Pb+Pb reactions at 40 AGeV.

Figures 1, 2 show the rapidity distributions for the two energies. They are reasonably well described by a Gaussian. By extrapolation of the measured yield to the full rapidity range, one obtains the total yield which is plotted as function of the center-of-mass energy in the nucleon-nucleon system in Fig. 3. Comparing the energy dependence of ϕ and K^- production one finds the ratio of $\langle\phi\rangle$ to $\langle K^- \rangle$ to be approximately independent of the beam energy. This statement still holds when taking into account AGS and RHIC data.

2 Ω^- and $\bar{\Omega}^+$ production in central Pb+Pb collisions at 158 AGeV

From the $3 \cdot 10^6$ Pb+Pb events measured in the year 2000 (20% most central part of the total cross section)

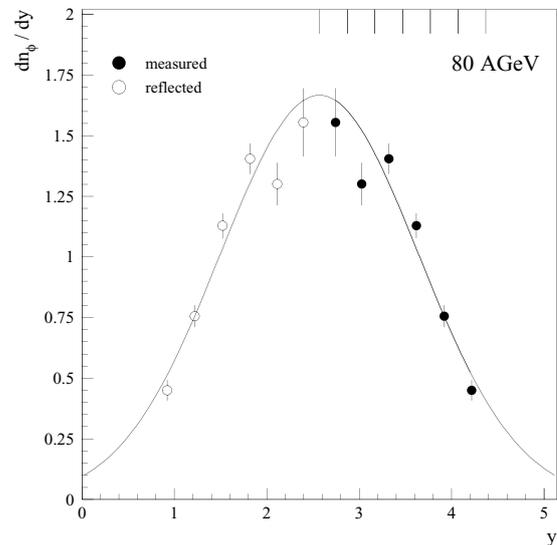


Figure 2: The rapidity distribution of ϕ in central Pb+Pb reactions at 80 AGeV.

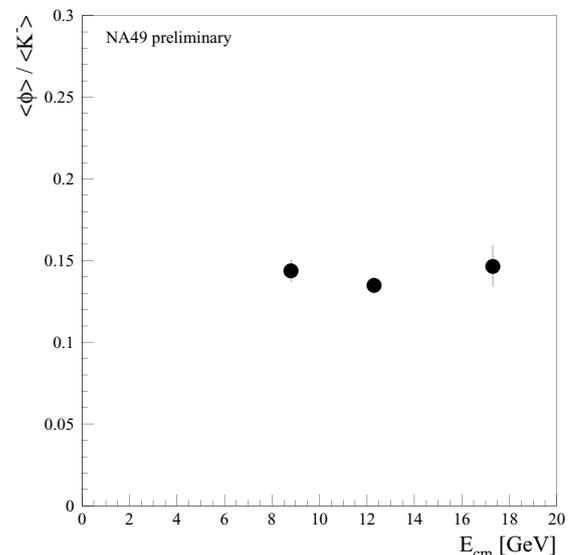


Figure 3: The ratio of the total yields of ϕ and charged Kaons in central Pb+Pb reactions as a function of beam energy.

Ω^- and $\bar{\Omega}^+$ were reconstructed via their charged decay branch ($\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$, resp. $\bar{\Omega}^+ \rightarrow \bar{\Lambda} K^+$). Figure 4 shows the final invariant mass spectrum for the sum of Ω^- and $\bar{\Omega}^+$ integrated over the accepted phase space region.

The relatively large sample of reconstructed Ω^- ($\bar{\Omega}^+$)

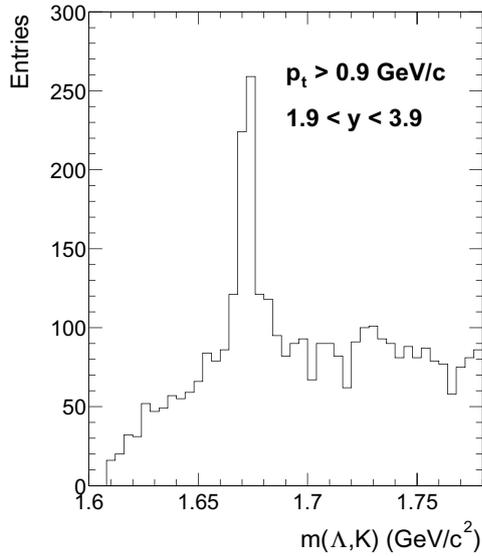


Figure 4: The invariant mass distribution of ΛK^- and $\bar{\Lambda} K^+$ pairs for central Pb+Pb reactions at 158 AGeV. The signal is integrated over the phase space region $p_t > 0.9$ GeV/c and $1.9 < y < 3.9$.

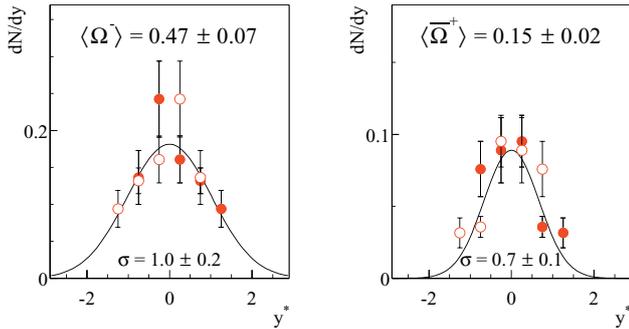


Figure 5: The rapidity spectra of Ω^- and $\bar{\Omega}^+$ in central Pb+Pb reactions at 158 AGeV. The full symbols are the measured data points, while the open ones show their reflection around midrapidity. The total yields were extracted by integrating the Gaussian fits (full lines).

allows for the first time to derive a longitudinal spectrum of both, particle and anti-particle. Figure 5 shows the resulting spectra. The data points include a correction for acceptance and reconstruction efficiency in the high multiplicity environment of a central Pb+Pb event. The corresponding m_t -spectra are discussed in section 3.

The measured rapidity distribution can be reasonably well described by a Gauss function. The fit to the data points reveals that the width of the distribution appears to be narrower for the $\bar{\Omega}^+$ ($\sigma = 0.7 \pm 0.1$) than for the Ω^- ($\sigma = 1.0 \pm 0.2$). By integrating these Gaussian fits values for the total yields can be extracted. The resulting values are $\langle \Omega^- \rangle = 0.47 \pm 0.07$ and $\langle \bar{\Omega}^+ \rangle = 0.15 \pm 0.02$, corresponding to an $\bar{\Omega}^+ / \Omega^-$ -ratio significantly below 1. The midrapidity yields are compatible to earlier measure-

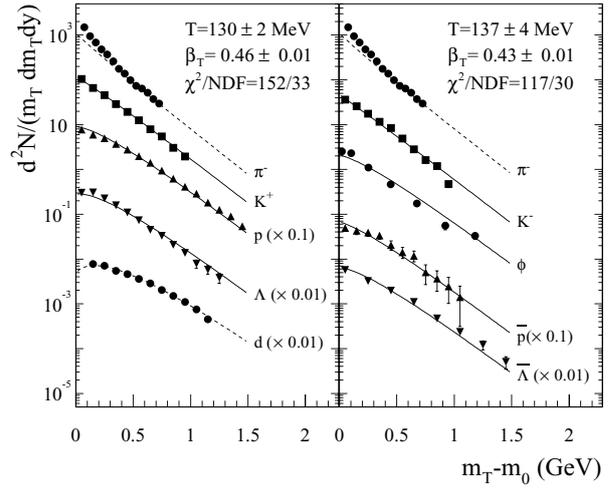


Figure 6: Transverse mass spectra in central Pb+Pb collisions at 40 AGeV. The lines represent the result of a fit with a model that includes transverse expansion.

ments [1], if the different centrality selection is taken into account.

3 Transverse mass spectra in central Pb+Pb collisions at 40, 80, and 158 AGeV

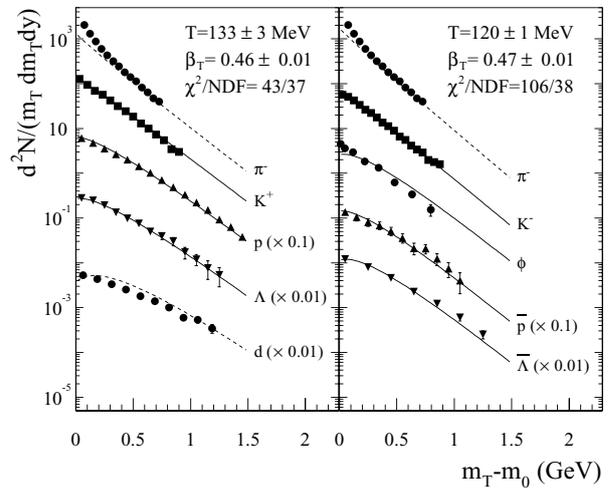


Figure 7: Transverse mass spectra in central Pb+Pb collisions at 80 AGeV.

The figures 6,7,8 summarize the currently available results on transverse mass spectra for a large variety of particles. All spectra are measured at or close to midrapidity, except for the ϕ , Ξ , and Ω , which are integrated over approximately one unit of rapidity.

In an attempt to provide a universal description of all spectra, the following function, which is based on a hydrodynamical picture and includes transverse expansion [2],

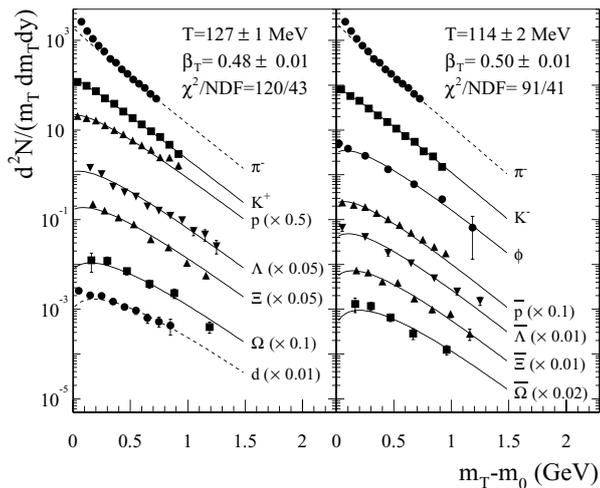


Figure 8: Transverse mass spectra in central Pb+Pb collisions at 158 AGeV.

is fitted to the data [3]:

$$\frac{dN}{m_t dm_t dy} \propto m_t K_1 \left(\frac{m_t \cosh \rho}{T} \right) I_0 \left(\frac{p_t \sinh \rho}{T} \right) \quad (1)$$

By fitting several particle species simultaneously, a thermal freeze-out temperature, as well as a mean transverse flow velocity β_T ($\rho = \tanh^{-1} \beta_T$) can be extracted. The π^- and deuteron spectra were excluded from the fit (dashed lines in Figs. 6,7,8), since the pion spectra are dominated by resonance decays for, especially for lower m_t , and the deuterons are formed by coalescence. The fit was performed independently for particles (upper row of Figs. 6,7,8) and anti-particles + ϕ (lower row of Figs. 6,7,8). The resulting fit parameter T and β_T do not exhibit any clear energy dependence, but are all in accordance with a freeze-out temperature of $T = 115 - 130$ MeV and a transverse expansion velocity of $\beta_T = 0.4 - 0.5$. What is remarkable here is the fact that also Ω^- ($\bar{\Omega}^+$) data points agree quite reasonable to the fit (see Fig.8). This is in contrast to the usual assumption of an earlier freeze-out of the Ω , due to its small cross section with the surrounding hadronic matter [4, 5]. However, if instead of a hydro-dynamical model a simple exponential is fitted to the Ω spectra, a T parameter is extracted that quite low (270 - 290 MeV). in agreement to previous measurements [6].

4 Λ and $\bar{\Lambda}$ production in C+C collisions at 158 AGeV

Experimental data on hyperon production with different size nuclei provides information on the system size dependence of strange particle yields and the nuclear stopping power. With this in mind NA49 has analysed Lambda and Antilambda hyperons in central Pb+Pb, Si+Si, C+C and p+p interactions at 158 AGeV. The results of this study are summarized in the figures 9. The left hand side of Fig. 9 shows the rapidity distributions of Lambdas (per

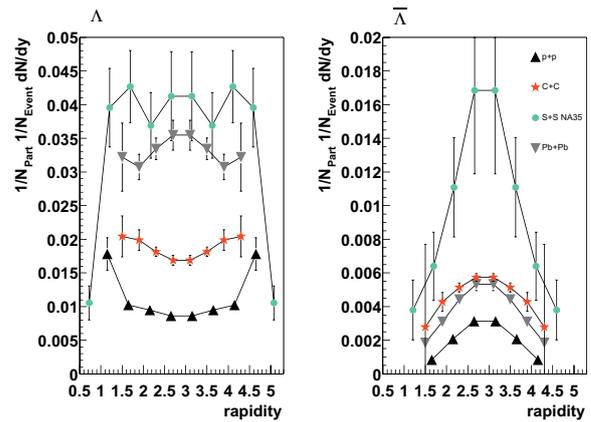


Figure 9: The rapidity distributions of Λ and $\bar{\Lambda}$ in p+p, central C+C, S+S and Pb+Pb reactions at 158 AGeV normalized to the number of wounded nucleons.

event and per unit of rapidity) normalized to the number of wounded nucleons for the four different systems. Also shown are the published results from S+S collisions [7]. The small systems are characterized by preferred forward and backward Lambda emission, whereas in the heaviest system the rapidity distribution is flat in the region accessible by our our experiment. The change in shape reflects the variation of the nuclear stopping power with system size. The yield per nucleon increases with system size with the largest jump occurring when going from p+p to C+C collisions. No sign of further increase between S+S and Pb+PB is observed. The rapidity distribution of Antilambda production is shown on the right panel of Fig. 9. No significant change of shape with system size is visible. The yield per participant increases roughly by a factor of two from p+p to central C+C and Pb+Pb collisions. The result from S+S collisions is significantly higher although hampered by large errors. The large difference in yield per nucleon needs to be scrutinized in terms of feed down correction, centre-of-mass energy difference and upcoming results from Si+Si collisions.

References

- [1] E. Andersen et al., Phys. Lett. B **449** (1999) 401.
- [2] E. Schnedermann and U.W. Heinz, Phys. Rev. C **50** (1994) 1675 [arXiv:nucl-th/9402018].
- [3] M. van Leeuwen et al. (for the NA49 collaboration), [arXiv:nucl-ex/0208014].
- [4] H. van Hecke, H. Sorge, and N. Xu, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5764 [arXiv:nucl-th/9804035].
- [5] A. Dumitru, S.A. Bass, M. Bleicher, H. Stöcker, and W. Greiner, Phys. Lett. B **460** (1999) 411 [arXiv:nucl-th/9901046].
- [6] F. Antinori et al. (WA97 collaboration) Eur. Phys. J. C **14** (2000) 633.
- [7] T. Alber et al. (NA35 collaboration) Z. Phys. C **64** (1994) 195.

Determination of Kaon and Pion Source Rapidities in C + Au Collisions at 1.0 A·GeV and 1.8 A·GeV^{B,G}

A.Schmah¹, I.Böttcher⁴, A.Förster¹, E.Grosse^{6,7}, P.Koczoń², B.Kohlmeyer⁴, S.Lang¹

M.Menzel⁴, L.Naumann⁶, H.Oeschler¹, M.Płoskon², W.Scheinast⁶, T.Schuck³,
E.Schwab², P.Senger², Y.Shin³, H.Ströbele³, C.Sturm¹, F.Uhlig¹, A.Wagner⁶, W.Waluś⁵

¹TU Darmstadt, ²GSI, ³Univ. Frankfurt, ⁴Univ. Marburg,

⁵Univ. Cracow, ⁶FZ Rossendorf, ⁷TU Dresden

KaoS Collaboration

The extraction of information on in-medium properties of hadrons from heavy-ion collisions requires a quantitative understanding of the production and propagation mechanisms of the particles under investigation. Of particular interest is the source of strange mesons produced at beam energies close or below threshold energies [1],[2]. An approach to the determination of particle source velocities is to study asymmetric nucleus-nucleus collisions. We have measured the production of kaons and pions in C+Au and Au+C collisions at beam energies of 1.0 and 1.8 A·GeV at different laboratory angles. The experiments were performed with the Kaon Spectrometer (KaoS) at SIS/GSI. The phase-space region covered by the measurement of K^+ mesons at 1 A·GeV is shown as a function of transverse momentum and rapidity by the full symbols in figure 1.

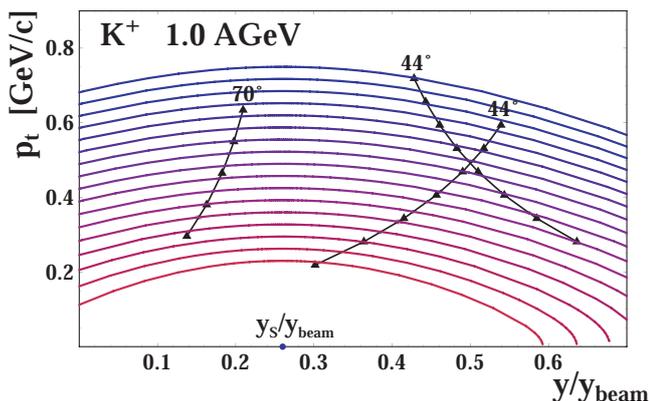


Figure 1: Fit to invariant cross-sections of K^+ -mesons from C→Au and Au→C collisions at 1.0 A·GeV.

The extraction of source rapidities from these data is based on the assumption that the invariant production cross sections can be parameterized by the formula

$$\sigma = (1 + a_2 \cdot \cos^2(\Theta_{CM})) \cdot E_{CM} \cdot C \cdot e^{-\frac{E_{CM}}{T}} \quad (1)$$

This parameterization describes the emission of particles from a source with a given temperature T and an asymmetry parameter a_2 . The parallel solid lines in figure 1 represent lines of constant invariant cross sections corresponding to a source rapidity of $y_S/y_{beam} = 0.26 \pm 0.01$. The lines are the result of a fit of equation (1) to the data. The fit parameters are T , a_2 and the source rapidity y_S/y_{beam} . Figure 1 also contains the K^+ production cross sections measured in inclusive C+Au collisions at 44° and 70° and in Au+C collisions at 44° . In this case the resulting anisotropy is $a_2 = -0.3 \pm 0.3$ (which is compatible with isotropy). When calculating the source rapidity

based on a geometrical picture of a central C+Au collisions one obtains $A_{part} = 12 + 43$ as the number of participants corresponding to a source rapidity of $y_S/y_{beam} = 0.24$.

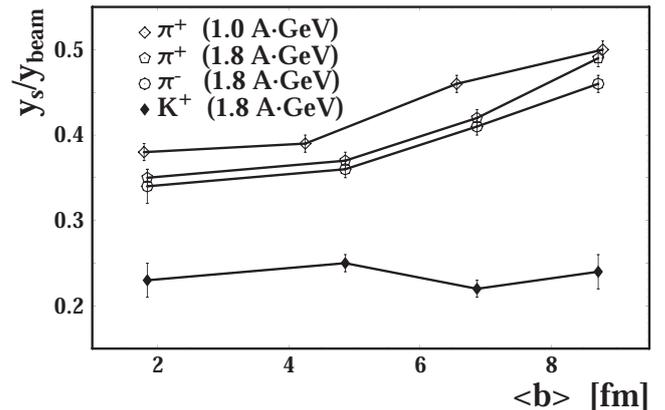


Figure 2: Normalized source rapidity y_S/y_{beam} of K^+ and π^\pm at different energies as a function of average impact parameter $\langle b \rangle$.

A similar analysis has been performed for different collision centralities. Figure 2 presents the pion and kaon source rapidities determined for C+Au collisions at 1.0 and 1.8 A·GeV as function of the average impact parameter $\langle b \rangle$. The impact parameter $\langle b \rangle$ was determined by a geometrical model based on the charged particle multiplicity measured between $\Theta_{lab} = 12^\circ - 48^\circ$. It turns out that the K^+ source rapidity has a value of about $y_S/y_{beam} \approx 0.24$ independent of b . The pion source rapidities are by more than a factor of 2 larger and increase with increasing b approaching $y_S/y_{beam} = 0.5$ for the most peripheral collisions. Note that this value corresponds to the nucleon-nucleon center-of-momentum system.

In summary, we found that the source of kaons is located at much smaller rapidities than the pion source. This observation indicates that the production of kaons at beam energies close to threshold is due to multiple collisions involving more nucleons from the target than from the projectile nucleus.

References

- [1] W. Cassing, E. Bratkovskaya *Phys.Rep.* **308**, 65 (1999)
- [2] F. Laue et al., *Eur. Phys. J* **A9**, 397, (2000)

Inverse slope and asymmetry parameters as a function of the centrality for different particles in Ni+Ni collisions at a beam energy of 1.93 AGeV

F.Uhlig¹, I.Böttcher⁴, A.Förster¹, E.Grosse^{6,7}, P.Koczoń², B.Kohlmeyer⁴, S.Lang¹, M.Menzel⁴

L.Naumann⁶, H.Oeschler¹, M.Płoskon², W.Scheinast⁶, A.Schmah¹, T.Schuck³
E.Schwab², P.Senger², Y.Shin³, H.Ströbele³, C.Sturm¹, A.Wagner⁶, W.Waluś⁵

¹TU Darmstadt, ²GSI, ³Univ. Frankfurt, ⁴Univ. Marburg,

⁵Univ. Cracow, ⁶FZ Rossendorf, ⁷TU Dresden

KaoS Collaboration

Particle production in heavy-ion collisions is an important diagnostic probe for the conditions inside the hot and dense reaction zone. Particle ratios measured at SIS energies could be described within a statistical model assuming chemical equilibrium [1]. On the other hand, the particle yields calculated with transport models depend on the elementary production cross sections which means that the equilibration is not complete [2]. Additional information on the properties of the fireball is contained in the phase-space distributions of the emitted particles.

We have measured the momentum distributions of pions, kaons and protons in Ni+Ni collisions at 1.93 A GeV as a function of the centrality at laboratory angles of $\Theta_{lab} = 32^\circ, 40^\circ, 50^\circ$ and 60° , for pions additionally at 70° . As an example we show in figure 1 the differential cross sections for the production of protons, pions, K^+ and K^- mesons for 5 centrality bins as a function of the laboratory momentum at $\Theta_{lab} = 40^\circ$. The reaction cross sections of the centrality classes were determined from the charged particle multiplicities measured at laboratory angles between 12° and 48° . We parameterize the spectral and angular distributions for kaons and protons as function of E_{cm} by

$$\sigma = \left(1 + a_2 \cdot \cos^2(\Theta_{cm})\right) \cdot C \cdot E_{cm} \cdot e^{-\frac{E_{cm}}{T}}$$

with E_{cm} and Θ_{cm} being the energy and polar angle in the center-of-momentum frame, a_2 the asymmetric parameter and T the temperature. For pions we use a superposition of two Boltzmann distributions to describe both the low and high energetic part of the spectrum.

$$\sigma = \left(1 + a_2 \cos^2(\Theta_{cm})\right) \cdot E_{cm} \cdot \left[\left(C_1 \cdot e^{-\frac{E_{cm}}{T_1}} \right) + \left(C_2 \cdot e^{-\frac{E_{cm}}{T_2}} \right) \right]$$

The result of the fitting procedure at various laboratory angles is shown together with the data in figure 2. Note that the fit is performed simultaneously to all spectra of one particle species, so that the yield ratios are sensitive to the a_2 parameter only.

The resulting slope parameters T (in case of pions: high energy slope parameter T_2) and the corresponding asymmetry parameters a_2 are shown as function of the number of participating nucleons A_{part} in figure 3 and figure 4. A_{part} is determined from the reaction cross section using a geometrical model.

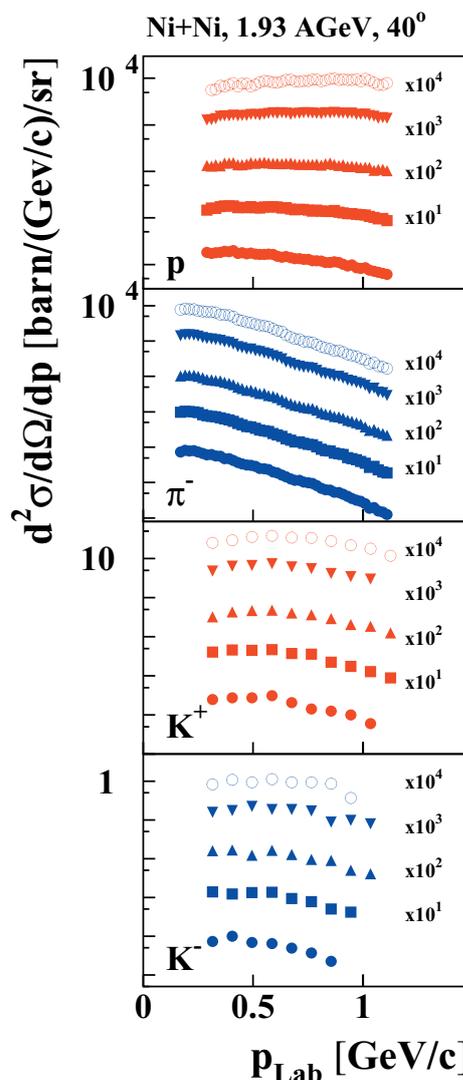


Figure 1: Differential cross section for the production of protons, pions, K^+ and K^- mesons in 5 centrality bins as function of the laboratory momentum at $\Theta_{lab} = 40^\circ$. The non-scaled spectra correspond to peripheral collisions, central collisions are scaled by 10^4 . The yields depend on the size of the centrality bins which correspond to 5% (most central), 10%, 10%, 20%, 55% (peripheral) of the total reaction cross section.

The inverse slope parameters of protons (see figure 3) increase from $T = 130$ MeV to about $T = 170$ MeV with increasing centrality. These large values are an indication of the collective flow which influences the spectra of particles according to their masses. The inverse slope pa-

parameters of protons are substantially larger than those of the K^+ mesons which are again larger than the ones of the K^- mesons and the high energy slope of the pions:

$$T(\text{protons}) > T(K^+) > T_2(\text{pions}) \geq T(K^-)$$

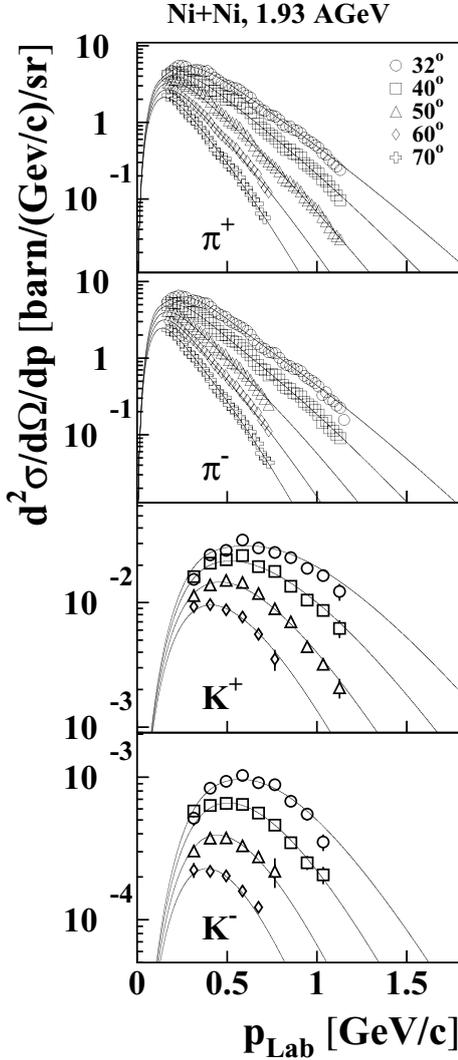


Figure 2: Double differential production cross sections for pions and kaons as a function of the laboratory momentum measured for inclusive Ni+Ni collisions at 1.93 A GeV. The data were taken at different laboratory angles (as indicated). The lines represent the functions (1) and (2) fitted to the kaon and the pion spectra respectively (see text).

This relation of the inverse slope parameters is at variance with the picture of a simultaneous decoupling of the particles from an expanding fireball. In this case the values of T should increase with increasing particle mass.

Moreover, the polar emission pattern of the particles is not isotropic, in particularly not for peripheral collisions. Figure 4 show the anisotropy parameters a_2 which decrease with increasing centrality. The proton angular distribution is strongly forward-backward peaked even for the most central collisions. The K^+ , K^- and π^\pm mesons

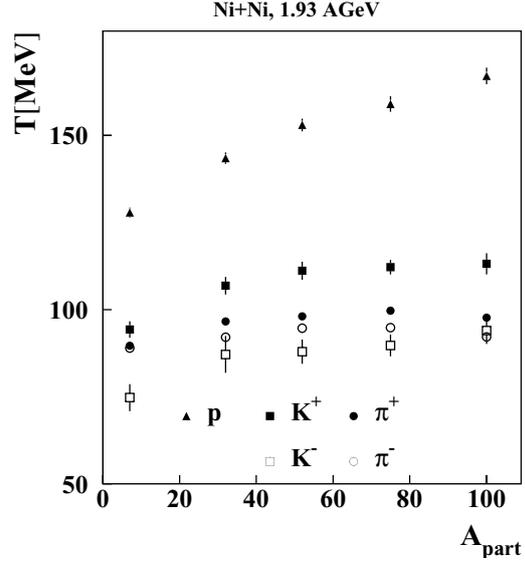


Figure 3: Inverse slope parameters for protons, kaons and h.e. pions (see text) as a function of the number of participating nucleons.

emitted in central collisions, however, exhibit only small asymmetries which increase for more peripheral collisions. These observations indicate that the particles still remember the beam direction, in particular if they are created in non-central collisions.

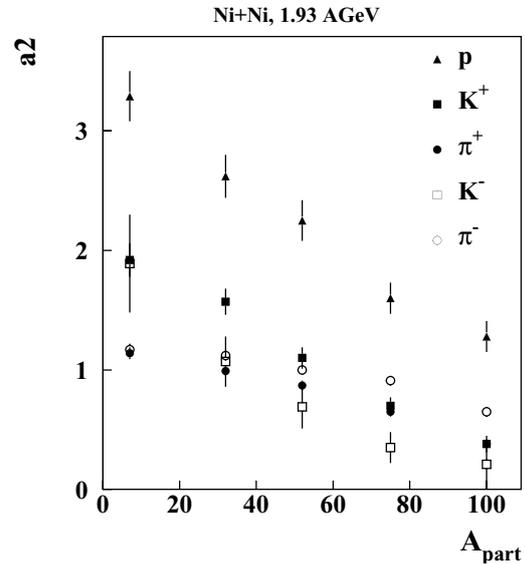


Figure 4: Asymmetry parameters for protons, kaons and pions as a function of the number of participating nucleons.

References

- [1] J. Cleymans, H.Oeschler, K. Redlich, *Phys. Lett. B* **485** (2000), 1663
- [2] W. Cassing, E. Bratkovskaya *Phys. Rep.* **308** (1999), 65

Produktion von \bar{d} und ${}^3\bar{\text{He}}$ in zentralen Au-Au Kollisionen am RHIC^{B,G}

C. Adler¹, J. Berger¹, T. Dietel¹, D. Flierl¹, T. Kollegger¹, J. S. Lange¹,
R. Stock¹, C. Struck¹ und die STAR Kollaboration

¹IKF, Universität Frankfurt, August-Euler-Str.6, 60486 Frankfurt

Ultra-relativistische Schwerionenstöße erlauben die Erzeugung von extrem verdichteter Kernmaterie, die sonst nur in Neutronensternen zu finden ist. Zielsetzung ist dabei ein experimenteller Nachweis, sowie das Studium des Quark-Gluon-Plasmas.

In zentralen Gold-Gold-Kollisionen am RHIC wurden bei einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV/Nukleonpaar die Emission von Antimaterie-Kernen, Antideuteronen und Antihelium-3, untersucht. Diese exotischen Signaturen erlauben ein Studium des Endzustandes der Kollisionen, da leichte Kerne (*Cluster*) aufgrund ihrer geringen Bindungsenergie nur am Ende der dynamischen Entwicklung des erzeugten Feuerballs durch Koaleszenz [1] von Nukleonen produziert werden können. Das Verständnis des Endzustandes und der dynamischen Evolution des Feuerballs ist Voraussetzung für Rückschlüsse auf den Anfangszustand der Kollisionen.

Diese Analyse [2] basiert auf den Daten des STAR Detektors [3] am RHIC. Dieser Detektor besteht unter anderem aus einer großvolumige *Time Projection Chamber* (TPC) [4], in der anhand der Krümmung der Teilchenbahnen in einem Magnetfeld Impulse bestimmt werden, sowie mit Hilfe des spezifischen Energieverlusts der Teilchen im Gas der TPC gute Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation bietet. Insbesondere zweifach geladene Teilchen können so annähernd im gesamten Impulsbereich identifiziert werden (siehe Abb. 1).

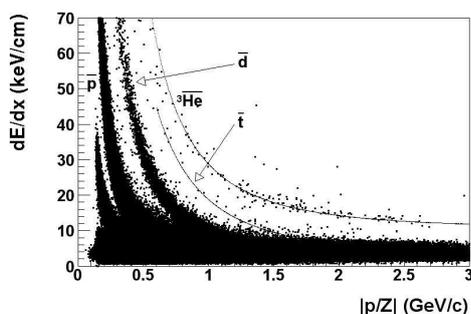


Abbildung 1: Spezifischer Energieverlust dE/dx von negativ geladenen, primären Teilchen als Funktion der Rigidität $|p/Z|$. Die Bethe-Bloch-Kurven für \bar{t} und ${}^3\bar{\text{He}}$ sind zum Vergleich angegeben.

Das Level-3 Trigger System [5] bietet in STAR die Möglichkeit zur Anreicherung von seltenen Observablen. Aufgrund der zuvor beobachteten Rate [6], sowie des hohen Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses ist ein Trigger auf zweifach negativ geladene Cluster eine typische Anwendung dieses Systems. Das Level-3 System leistet eine schnelle

online Spurrekonstruktion in der STAR TPC und erlaubt so die Anreicherung von seltenen Observablen durch eine *online*-Ereignisselektion, vergleichbar mit entsprechenden *offline*-Analysen. Ein Triggeralgorithmus zur Selektion von Ereignissen mit zweifach negativ geladenen Teilchen ($Z = -2$) mit dem Level-3 System wurde im Rahmen dieses Projekts [2] implementiert. Die Analyse der mit diesem Trigger gewonnenen Daten zeigt eine Anreicherung des Antihelium-3-Signals um 20% mit einer Effizienz von etwa 80% relativ zur *offline*-Analyse.

Anhand der *offline* rekonstruierten Daten konnten die Multiplizitätsspektren der Antideuteronen im Transversalimpulsintervall $0.4 < p_t < 0.9$ GeV/c bei einer Rapidität von $|y| < 0.3$ und von Antihelium-3 im Intervall $1.0 < p_t < 5.0$ GeV/c und $|y| < 1$ bestimmt werden.

Eine Interpretation der Produktionsraten von Antideuteronen, Antihelium-3 und Antiprotonen, die ebenfalls in STAR gemessen wurden, in Bezug auf einfache statistische Modelle [7] erlaubt Rückschlüsse auf die globalen Parameter Temperatur T und chemisches Potential μ zum Zeitpunkt der Clusteremission (beim kinetischen Ausfrieren des Feuerballs), unter der Voraussetzung einer Quelle im thermischen und chemischen Gleichgewicht. So wurden für zentrale Au-Au-Kollisionen am RHIC mit einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV/Nukleonpaar eine Temperatur von (135 ± 15) MeV und ein chemisches Potential von (5 ± 15) MeV gefunden [2].

Weiterhin liefert das Multiplizitätsspektrum der gemessenen Antihelium-3-Kerne als Funktion des Transversalimpulses Informationen zur vorhergehenden dynamischen Expansion des Feuerballs. So deutet der *slope*-Parameter T^* von (950 ± 140) MeV des Spektrums (siehe Abb. 2) auf eine hohe transversale Expansionsgeschwindigkeit hin.

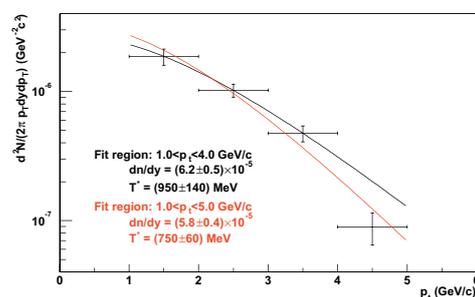


Abbildung 2: Antihelium-3-Multiplizitätsspektrum als Funktion des transversalen Impulses. Die Linien zeigen die Anpassung einer exponentiellen Boltzmann-Funktion an die Daten in unterschiedlichen Impulsbereichen.

Im Gegensatz zu leichteren Teilchen wird die mittlere transversale Bewegung von Antihelium-3 nicht von der thermischen Bewegung im Feuerball, sondern der

^{B,G} Supported by BMBF and GSI

kollektiven Expansion dominiert. Aus dem mittleren Transversalimpuls von 2.6 ± 0.4 GeV/c der Antihelium-3-Emission, sowie den ebenfalls in STAR gemessenen mittleren Transversalimpulsen der Pionen, Kaonen und Protonen [8], läßt sich damit eine mittlere transversale Expansionsgeschwindigkeit von $(0.46 \pm 0.08)c$ abschätzen (unter Annahme eines idealen Gases im thermischen Gleichgewicht).

Mit Hilfe der Multiplizitätsverteilung der Antiprotonen konnten die Koaleszenz-Parameter $B_2 = (0.41 \pm 0.2) \times 10^{-3}$ GeV²/c³ und $B_3 = (0.15 \pm 0.1) \times 10^{-6}$ GeV⁴/c⁶ bestimmt werden. Diese folgen dem bisherigen Trend in Kern-Kern-Reaktionen von abnehmenden Koaleszenz-Parametern als Funktion der Schwerpunktsenergie (Abb. 3) und deuten damit auf ein weiter ansteigendes Reaktionsvolumen in Endzustand. Eine Diskussion dieser Ergebnisse im Rahmen des Koaleszenz-Modells von Scheibl und Heinz [9] ermöglicht die Berechnung von Homogenitätswolumina aus der Cluster- und Nukleonmultiplizität. Diese stimmen gut mit den Ergebnissen der Hanbury-Brown-Twiss-Korrelationsanalyse von Pionen [10] überein, weichen allerdings von deren Transversalmassen-Abhängigkeit ab (Abb. 4). Im Vergleich zum SPS [11] steigt das Homogenitätswolumen der Clusteremission um einen Faktor zwei.

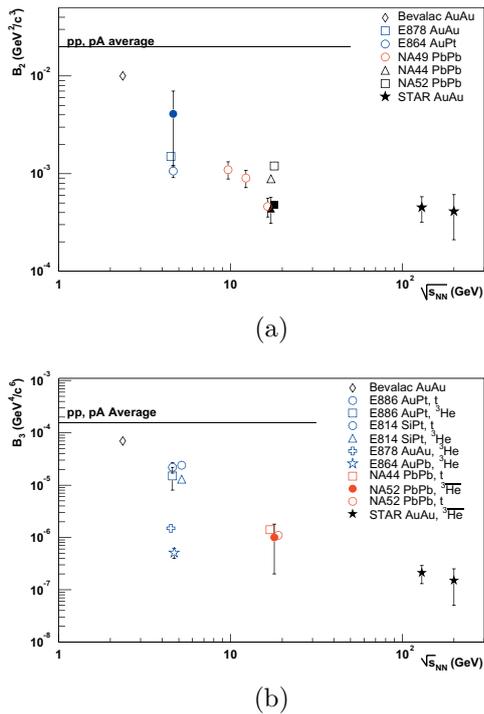


Abbildung 3: Koaleszenz-Parameter B_2 (a) und B_3 (b) als Funktion der Kollisionsenergie. Offene Symbole zeigen Daten von Materie-Clustern und gefüllte Symbole Daten von Antimaterie-Clustern. Linien deuten den Mittelwert der B_2 - und B_3 -Messungen in pp und pA Kollisionen an. Dieser ist variiert nicht mit der Kollisionsenergie.

Zusammenfassend läßt sich bemerken, daß sich eine Saturation von Temperatur und mittlerer transversaler Expansionsgeschwindigkeit bei ansteigender

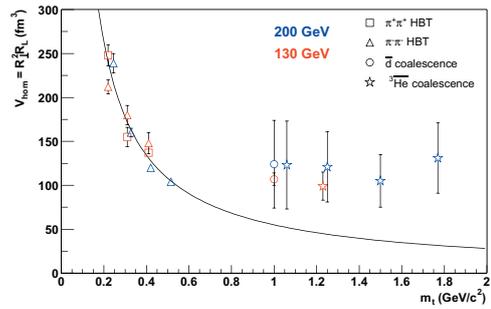


Abbildung 4: Vergleich der Homogenitätswolumina von Pionen-HBT sowie der Koaleszenz-Analyse als Funktion der transversalen Masse.

Schwerpunktsenergie zeigt. Lediglich ein geringeres chemisches Potential sowie ein um den Faktor zwei größeres Homogenitätswolumen wurde am RHIC gemessen. Die Endzustände in Schwerionenkollisionen am RHIC bleiben somit von der hohen Energiedichte im Anfangsstadium (um den Faktor zwei bis drei höher als am SPS) weitestgehend unbeeinflusst und werden — ebenso wie am SPS — von rein statistischen Prozessen dominiert.

- [1] S. T. Butler and C. A. Pearson, Phys. Rev. **129** (1963) 839; A. Schwarzschild and C. Zupancic, Phys. Rev. **129** (1963) 854; H. H. Gutbrod *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 667
- [2] C. Struck, PhD thesis, Universität Frankfurt (2003)
- [3] STAR Collaboration, *STAR Conceptual Design Report*, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, PUB-5347, June 1992.
- [4] J. H. Thomas for the STAR Collaboration, *The STAR Time Projection Chamber*, Nucl. Phys. A **661** (1999), 681c.
- [5] C. Adler *et al.*, *The STAR Level-3 Trigger System*, to be published in a Nucl. Instrum. Methods volume dedicated to the detectors and the accelerator at RHIC
- [6] C. Adler *et al.*, STAR Coll., Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 262301-1
- [7] R. Hagedorn, Nuovo Cimento **35** (1965) 395; P. Koch, B. Müller and J. Rafelski, Phys. Rep. **142** (1986) 167; F. Becattini, Z. Phys. C **69** (1996) 485; J. Letessier, J. Rafelski and A. Tounsi, Nucl. Phys. **A590** (1995) 613; P. Braun-Munzinger, P. Heppe and J. Stachel, Phys. Lett. **B465** (1999) 15; R. Stock, Nucl. Phys. **A661** (1999) 282
- [8] O. Barannikova, F. Wang, STAR Coll., nucl-ex/0210034, presented at Quark Matter 2002, Nantes, France (2002) to be published in Nucl. Phys. **A**
- [9] R. Scheibl and U. Heinz, Phys. Rev. **C59** (1999) 1585
- [10] C. Adler *et al.*, STAR Coll., Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 082301; M. L. Noriega *et al.*, STAR Coll., nucl-ex/0210031, presented at 16th International Conference On Quark Matter 2002, Nantes, France, 18-24 Jul 2002, to be published in Nucl. Phys. **A**
- [11] I. G. Bearden *et al.*, NA44 Coll., Eur. Phys. J. C **23** (2002) 237

Low-lying dipole strength and single-particle structure of oxygen isotopes

R. Palit^a, T. Aumann^b, K. Boretzky^c, D. Cortina^b, U. Datta Pramanik^b, Th.W. Elze^a, H. Emling^b, H. Geissel^b, A. Grünschloß^a, M. Hellström^b, S. Ilievski^b, N. Iwasa^b, K.L. Jones^b, L.H. Khiem^c, J.V. Kratz^c, R. Kulesa^d, Y. Leifels^b, A. Leistenschneider^a, E. Lubkiewicz^d, G. Münzenberg^b, C. Nociforo^c, P. Reiter^e, C. Scheidenberger^b, H. Simon^f, K. Sümmerer^b, E. Wajda^d, and W. Walus^d
^aUniv. Frankfurt, ^bGSI Darmstadt, ^cUniv. Mainz, ^dUniv. Krakow, ^eLMU Garching, ^fTU Darmstadt

The large spatial extension of the wave function of the loosely bound valence neutron(s) of halo nuclei gives rise to non-resonant dipole transitions to the continuum with large transition probabilities close to the neutron threshold. The fact that this dipole strength is characteristic for the ground-state structure of the projectile was used to extract the single-particle properties, so far only for loosely bound nuclei with neutron separation energies below 1.2 MeV [1,2,3]. Here we shall discuss the Coulomb breakup of the odd oxygen isotopes, where the last neutron is relatively well bound, e.g. $S_n = 4.1$ MeV for ^{17}O and $S_n = 2.3$ MeV for ^{23}O . This study will serve as a testing ground to explore the scope of the Coulomb breakup method as a spectroscopic tool.

The unstable oxygen ions were produced by fragmentation of a primary ^{40}Ar beam, separated by the Fragment Separator FRS and directed onto secondary carbon and lead targets. The dipole-strength function has been extracted from the electromagnetic excitation of the projectile (in the Coulomb field of the lead target) to the continuum followed by neutron decay. The coincident measurement of the charged fragment, neutron, and γ -rays allows to determine the differential cross section exclusively for the different fragment states populated. Contributions from nuclear excitations were estimated by measuring cross sections with a carbon target. The spectroscopic factors associated with the individual configurations are obtained from the ratio of the measured cross section to the cross section calculated in a direct-breakup model using the wave function of the concerned configuration as an input. Details of the method are found in [2].

For ^{17}O ($J^\pi = 5/2^+$) the Coulomb breakup reaction yields the ^{16}O core mainly in the ground state as expected. The differential cross section $d\sigma/dE_{\text{rel}}$ is shown in Fig. 1 as a function of relative energy between $^{16}\text{O}(0^+)$ and the neutron. A comparison with similar results obtained for ^{11}Be [3] shows that the distribution is much broader and the peak cross section is much smaller (by about two orders of magnitude). Obviously, this reflects the fact that the valence neutron of ^{17}O is well bound in a $l = 2$ state, while ^{11}Be has a well pronounced halo structure. It clearly demonstrates the tremendous sensitivity of the Coulomb breakup cross section to a halo-like tail of the wave function. Our preliminary analysis yields a spectroscopic factor of 0.8(1), very close to the expected value of 1 and also to the result of $S = 1.04(10)$ obtained from an electron scattering experiment [4], thus giving confidence that Coulomb breakup can be utilized to extract quantitative nuclear structure information.

The results obtained for ^{19}O and ^{21}O demonstrate the importance of an exclusive measurement including γ -ray coincidences. In both cases, the main contributions to the ground state involve excited states. From the γ - γ coincidence measurement, the $4^+ \rightarrow 2^+$ and $2^+ \rightarrow 0^+$ cascade in ^{20}O was

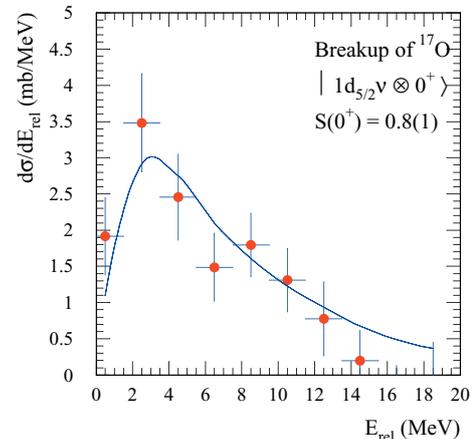


Figure 1: Relative energy spectrum of ($^{16}\text{O}+n$) for Coulomb breakup reactions of ^{17}O populating ^{16}O in its ground state. The solid curve shows the result of the direct breakup model for a $1d_{5/2}$ neutron coupled to the ^{16}O ground state with a spectroscopic factor of 0.8.

observed and the spectroscopic weight for the contribution $|1d_{5/2}v \otimes 4^+ \rangle$ in the wave function was obtained. A preliminary analysis results in a value of 2.3(2), which is rather close to the shell-model prediction of Brown of 2.59 [5].

Although the cross sections are much smaller for the non-halo nuclei with comparatively large separation energies, the shape of the cross section as well as the absolute magnitude is well reproduced by the direct-breakup model. The enormous sensitivity of the cross section to the tail of the wave function makes Coulomb breakup one of the most efficient spectroscopic methods to extract quantitative structure information on the ground-state configuration of unstable nuclei even with very low beam intensities. In this context we finally mention a recent experiment studying ^{23}O . A ground-state spin assignment of $J^\pi = 1/2^+$ could be made and a spectroscopic factor was deduced [6] from the differential Coulomb breakup cross section measured with a ^{23}O beam intensity of about 1 ion/sec only.

- [1] T. Nakamura et al., Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 1112.
- [2] U. D. Pramanik et al., Phys. Lett. B **551** (2003) 63.
- [3] R. Palit et al., GSI scientific report 2001, ISSN 0174-0814 (2002) 19.
- [4] S. Burzynski et al., Nucl. Phys. A **399**, (1983) 230.
- [5] B.A. Brown, Prog. Part. Nucl. Phys. **47** (2001) 517.
- [6] K.L. Jones et al., in preparation.

This work was supported by BMBF and GSI

Transferionisation in schnellen Ion-Atom-Stößen

Markus S. Schöffler, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Experimente mit - im Vergleich zur Elektronenbewegung - schnellen Projektilen und ebenso schnellen emittierten Elektronen sind besonders gut geeignet um den asymptotischen Teil der Grundzustandswellenfunktion von Atomen (hier Helium) zu erforschen und Rückschlüsse auf deren verschränkte Bewegung zu ziehen. Schnelle Projektile, damit die Wechselwirkung mit dem Projektil und dem Target möglichst kurz bleibt und schnelle emittierte Elektronen, da bei ihnen postcollision-Effekte (PCI) minimal sind.

Besonders gut geeignet zur Untersuchung der Elektron-Elektron-Korrelation ist der Reaktionskanal der Transferionisation [1], [2], da beide Elektronen explizit an der Reaktion beteiligt sind. Mit dem neuen COLTRIMS-XXL-Aufbau (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy), der am Kanal 7 des 2,5 MV Van-de-Graff-Beschleuniger am IKF entstand [3], [4], galt es zunächst die von V. Mergel 1996 erzielten Messergebnisse zu verifizieren.

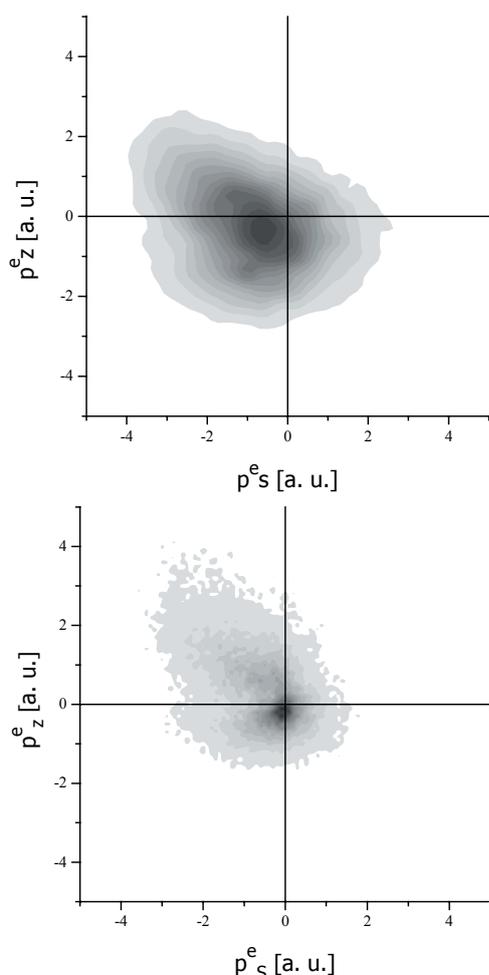


Abbildung 1: Zweifach differenzieller Wirkungsquerschnitt für Protonen auf Helium bei einer Einschussenergie von 300 keV/u, gemessen für alle Streuwinkel. Oben sind die Daten von V. Mergel und im unteren Teil die Neuen.

Die Auswertung der Daten mit H^+ -Projektilen bei einer Einschussenergie von 300 keV/u auf ein Helium-Gastarget, ergab eine prinzipielle Übereinstimmung, jedoch sind im Detail noch einige Fragen zum Untergrund zu klären.

In Abbildung 1 dargestellt sind die Impulse der Elektronen in der Streuebene des Projektils p_s^e und in Strahlrichtung der Projektils p_z^e (oben: alte Daten von V. Mergel; unten: neue Daten). Gemeinsam ist beiden Messungen die rückwärtige Emission der Elektronen. Die deutlichen Unterschiede in der Intensitätsverteilung und vor allem der starke Peak bei nahezu keinem Impuls beruht möglicherweise auf starkem Random-Untergrund von Elektronen aus der Ionisation, wobei dies immernoch eindeutig zu klären ist!

Abgesehen von H^+ -Projektilen, wurden ebenso D^+ , He^+ und He^{2+} -Projektils, allesamt bei 300 keV/u, also der gleichen Geschwindigkeit (3.46 a. u.) untersucht. Die Auswertung dieser Daten und Diskussion ist noch nicht vollständig abgeschlossen, jedoch ergeben sich speziell bei den He^{2+} -Projektils interessante Unterschiede im Vergleich mit langsamen Stößen ($vp \leq 1$ a. u.) [5].

In der Zwischenzeit wurden ebenfalls am Aufbau einige Umbauten getätigt. Es hat sich gezeigt, dass ein Hauptproblem der Messung der große Helium-Restgas-Untergrund in der Targetkammer war, sodass das bisher einstufige Jetsystem in ein zweistufiges umgebaut wurde.

Wir danken der Deutschen Forschungsgesellschaft, dem Bundesministerium für Bildung und Forschung sowie der Firma Roentdek für die Förderung dieses Projektes.

Referenzen:

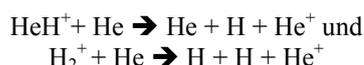
- [1] Mergel et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2257 – 2260 (1996)
- [2] Volker Mergel. *Dynamische Elektronenkorrelationen in Helium*. Doktorarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 1996
- [3] Schöffler et al, IKF-Jahresbericht 2001
- [4] Markus Schöffler. *Entwicklung und Aufbau eines Abbildungssystems zur Messung von Elektronen jenseits niedriger Energien*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 2002
- [5] Lothar Ph. H. Schmidt. *Effekte molekularer Symmetrien in der Elektronenemission bei langsamen He^{2+} -He-Stößen*, Doktorarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main, 2000

Dissoziativer Elektroneneinfang

Lothar Ph. H. Schmidt, M. Trummel, C. Wimmer, K. E. Stiebing, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking

Beim Elektroneneinfang in molekulare Projektile können alle molekularen Eigenzustände besetzt werden, so daß immer ein dissoziativer Anteil von Reaktionen zu beobachten ist. Während bei H_2^+ der Einfang in den $1s\sigma$ -Grundzustand dominiert und das Molekül somit meist intakt bleibt, kann HeH nur als elektronisch angeregtes Molekül kurzzeitig gebunden bleiben.

Es wurden kinematisch vollständige Messungen zu den Reaktionen



am Atomphysik-Kanal der EZR-RFQ-Anlage des IKF durchgeführt (für HeH^+ siehe [1,2]). Berechnet man aus den gemessenen kinetischen Energien aller Fragmente die Änderung der Bindungsenergie $\Delta\epsilon$, so sind mehrere Reaktionskanäle trennbar. Im Fall von H_2^+ -Projektilen sind dies a) der Einfang in den niedrigsten dissoziativen Zustand $2p\sigma$ mit $\Delta\epsilon=14$ eV der zum Endzustand $\text{H}(1s) + \text{H}(1s)$ führt, oder Anregung von b) einem ($\Delta\epsilon=24$ eV) bzw. c) beiden Wasserstoff-Atomen ($\Delta\epsilon=34$ eV). Entsprechende Reaktionskanäle werden auch bei HeH beobachtet und sind in [3] beschrieben.

Der Franck-Condon-Bereich für den direkten Einfang in $2p\sigma$ limitiert den "Kinetic Energy Release" (KER) auf ca. 7 eV. Bei höherem KER findet man Reaktionskanäle, in denen zunächst elektronisch angeregte Zustände im H_2 besetzt werden, die nicht direkt dissoziieren.

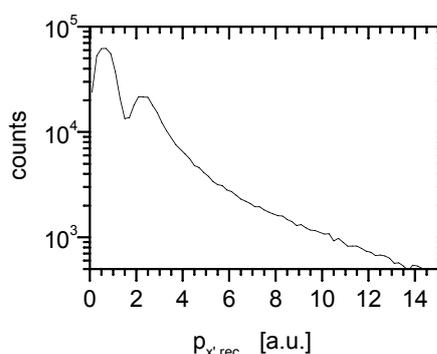


Abbildung 1: Verteilung der Rückstoßionen-Transversalimpulse für den direkten Kanal des dissoziativen Elektroneneinfangs $\text{H}_2^+ + \text{He} \rightarrow \text{H}(1s) + \text{H}(1s) + \text{He}^+$

Für $\Delta\epsilon = 14$ eV und $\text{KER} < 7$ eV, kann die axial-Recoil-approximation als gültig angenommen werden, d.h., aus dem Impuls der $\text{H}(1s)$ -Fragmente im CM-System des Moleküls kann auf die Lage der Molekülachse während des Elektroneneinfangs geschlossen werden. Es wurde untersucht, ob die Wahrscheinlichkeit für den Elektroneneinfang von der Orientierung der Molekülachse abhängt. Dazu wird der Impuls des H-Atoms, welches als erstes auf dem Detektor auftrifft, in einem internen Koordinatensystem (x', y', z') dargestellt. Dieses ist durch die Strahlrichtung (z'), den Impulsübertrag auf den Molekülschwerpunkt senkrecht zur

Strahlrichtung (x') und die zur Streuebene (x', z') senkrechte Richtung (y') gegeben.

Abbildung 1 zeigt die Verteilung der Rückstoßionen-Transversalimpulse $p_{x',\text{rec}}$ für den direkten Reaktionskanal bei einer Stoßenergie von 10 keV. Für die Bereiche um die beiden Maxima bei ca. 1 a.u. bzw. 3 a.u. ist in Abbildung 2 die Orientierung der Moleküle in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung aufgetragen. Man erkennt, daß die bevorzugte Orientierung der Molekülachse und die Aufbruchsimpulse stark vom Stoßparameter abhängen, der sich in $p_{x',\text{rec}}$ widerspiegelt.

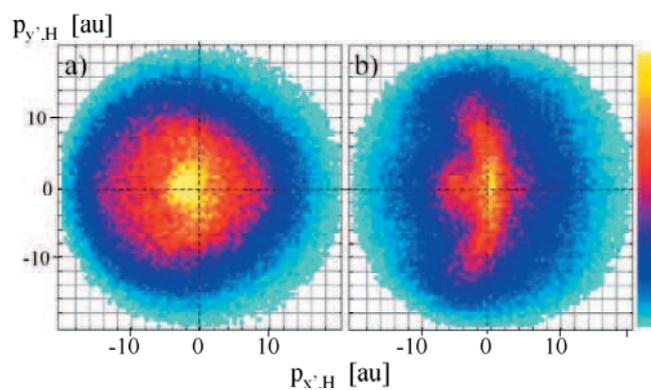


Abbildung 2: Verteilung der Impulse des ersten Projekttilfragments im Schwerpunktsystem des Moleküls, projiziert in die Ebene senkrecht zur Strahlrichtung für a) $0.4 \text{ a.u.} < p_{x',\text{rec}} < 1.5 \text{ a.u.}$ und b) $1.5 \text{ a.u.} < p_{x',\text{rec}} < 4 \text{ a.u.}$. Die dargestellte Ebene wird durch ein internes Koordinatensystem aufgespannt, in welchem der Transversalimpuls des Molekülschwerpunkts nach rechts, und der des Rückstoßions nach links zeigt.

Da die Stoßgeschwindigkeit hier unter 0.5 a.u. liegt, wird die Dynamik der 3 Elektronen während der Reaktion näherungsweise durch die Eigenzustände im HeH_2^+ -Molekül, welches durch die Vereinigung von Projektil und Target entsteht, bestimmt. Zum Verständnis der beobachteten Strukturen müssen die Eigenschaften dieser Zustände und die dynamische Kopplung zwischen ihnen untersucht werden.

Als experimenteller Beitrag dazu sind Folgemessungen geplant, welche genug Statistik zur differentiellen Untersuchung der anderen Reaktionskanäle liefern sollen, und zeigen werden, wie sich die gefundenen Strukturen mit der Stoßenergie ändern.

Referenzen:

- [1] M. Trummel et al., Vorbereitung eines HeH^+ Molekülexperiments, IKF-Jahresbericht 2000, S. 28
- [2] M. Trummel et al., Dissoziativer Elektroneneinfang in $\text{HeH}^+ - \text{He}$ - Stößen, IKF-Jahresbericht 2001, S. 19
- [3] W. Wu und M. H. Prior, Phys. Rev. A 57, S.57-R5

Auf der Spur von Dynamik und Evolution der Sekundärionenemission von Oberflächen bei Beschuß mit schnellen Atomen[€]

T. Jalowy, E. F. da Silveira¹, Horst Schmidt-Böcking, K. O. Groeneveld

Beim Durchlaufen von Festkörpern werden energiereiche Projektile in Stoßprozessen mit den Elektronen und Atomen des Festkörpers abgebremst. Die verlorene kinetische Energie des Projektils wird überwiegend im Festkörper deponiert und führt unter anderem zur Emission von Sekundärteilchen. Die emittierten Sekundärteilchen sind Boten dieser Wechselwirkung. Daher erlaubt deren Analyse Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Mechanismen ihrer Entstehung. Die Dynamik der emittierten Sekundärionen, d.h. die Untersuchung ihrer massen-, geschwindigkeits- bzw. energie- und winkeldifferentiellen Verteilungen, verspricht gegenüber nur der Messung von Ausbeuten einen weit detaillierteren Blick in die Wechselwirkung von Projektilen mit oberflächennahen Schichten des Festkörpers.

In den vergangenen Jahren wurde dazu ein neuartiges Spektrometer entwickelt, in dem jedes in einem homogenen elektrischen Feld abgelenkte Sekundärion (SI) durch seine Flugzeit (TOF) und den Auftreffort auf einen 2-dimensionalen (XY) ortsempfindlichen Detektor charakterisiert wird. Das Prinzip basiert auf dem in Gastargetexperimenten erfolgreich eingesetzten Frankfurter Meßsystem COLTRIMS (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy). Dieses System wurde weiterentwickelt und erstmalig in Frankfurt in einem Festkörperexperiment zur massen-, geschwindigkeits- und winkeldifferentiellen Spektrometrie von Sekundärionen angewendet. Ein zusätzliches Merkmal gegenüber herkömmlichen Spektrometern ist die Möglichkeit der einfachen Variation des Einfallswinkels θ_p vom Projektil zum Target [1].

Die korrekte Transformation der gemessenen Daten in eine 3-dimensionale Anfangsgeschwindigkeitsverteilung bedingt eine möglichst präzise Eichung des Spektrometers. Dazu wurde die in diesem Zusammenhang neuartige Methode des Strahlprofilmonitors entwickelt und eingesetzt. Durch die Wechselwirkung des Projektils mit einem nicht lokalisierten Gastarget erzeugt es auf seinem Weg durch das Spektrometer eine Spur aus Ionen. Die Gasionen befinden sich im Verhältnis zu den von dem Festkörper emittierten Sekundärionen nahezu in Ruhe. Daher kann über die Analyse der Projektilspur auf die zur Eichung notwendigen, aber im Experiment nicht direkt zugänglichen Parameter, wie Flugzeit (T_0) und Auftreffort (x_0/y_0) für Teilchen mit der Geschwindigkeit $v_{0z} = v_{0x} = v_{0y} = 0$, geschlossen werden [2] (Abb. 1). Diese Methode erinnert an die Visualisierung der Teilchenspur in einer Nebelkammer.

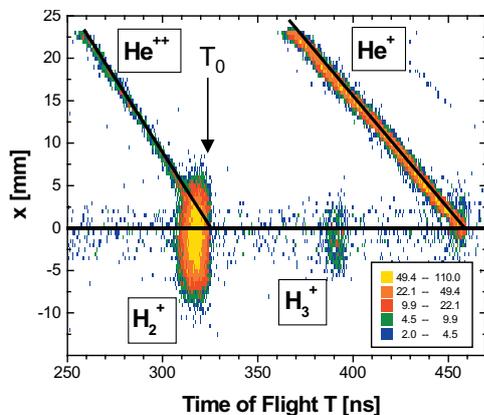


Abb. 1: Ausschnitt eines gemessenen $x(T)$ -Spektrums des Stoßsystems N^0 (143 keV/u, $\theta_p \approx 36^\circ$) \rightarrow C (500 Å). Die He^{++} -Gaslinie endet direkt in der rechten Flanke der H_2^+ -Verteilung und visualisiert die Flugzeit $T_0(m/q=2)$.

Über die Eichung hinaus eröffnen sich zusätzlich vielversprechende Anwendungsmöglichkeiten des Strahlprofilmonitors. Zum einen ermöglicht er a) in der Gasmassenspektrometrie eine exakte Korrektur der Ionenflugzeit unabhängig vom Ort der Ionisation [3] und zum anderen bildet er b) eine innovative Methode zur Kartographie lokaler elektrischer Felder [4] und c) ferner einen alternativen Zugang zur Vermessung von Projektilstreuwinkeln [5].

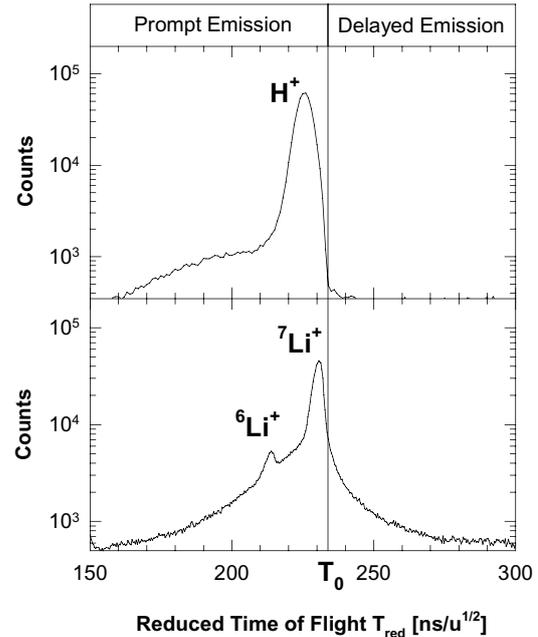


Abb. 2: Ausschnitt der gemessenen Flugzeitverteilung von einem LiF-Target unter dem Beschuß mit Ar^0 (25 keV/u). Trennung von spontaner und verzögerter Emission bei genauer Kenntnis von $T_0(m)$ am Beispiel der H^+ - und Li^+ -Sekundärionenemission, nach der Flugzeitreduzierung.

Die systematische Variation von Projektil- ($He^0/N^0/Ar^0$, $E_p = 0.2 - 2.2$ MeV, $\theta_p = 37^\circ - 78^\circ$ relativ zur Oberflächennormalen) und Targeteigenschaften (Au/C/LiF/Al) erlaubt ein gezieltes Studium der dynamischen Wechselwirkung zwischen Projektilen und Festkörperoberflächen. Das untersuchte H^+ -Sekundärion entstammt einer die Festkörperoberfläche bedeckenden, quasistabilen Kontaminationsschicht, die im wesentlichen aus den Adsorbaten H_2 , H_2O , C_xH_y besteht [6].

Die gemessenen H^+ -Geschwindigkeitsverteilungen besitzen ein Maximum etwa bei $v_0 \approx 25-35$ km/s mit Ausläufern (abhängig von θ_p) bis hin 240 km/s. Bei sinkender Projektilgeschwindigkeit zeigt die Verteilung der emittierten H^+ -Sekundärionen bei hohen Emissionsgeschwindigkeiten ($v_0 > 60$ km/s) eine stark ausgeprägte Asymmetrie in der von dem einfallenden Projektil und der Oberflächennormalen definierten Ebene. Ionen werden mit einer hohen Geschwindigkeit (bis zu 140 km/s bei $\theta_p = 45^\circ$) unter einem Winkel von ca. 90° zum Projektil, unabhängig von θ_p , emittiert (Abb. 3+4). Diese Asymmetrie wird durch eine binäre Kollision des Projektils mit dem Wasserstoff verursacht. Die Variation der Projektilgeschwindigkeit korreliert mit der deponierten Energie des Projektils im Festkörper. Daher kann in der Dynamik der Sekundärionen der Beitrag des nuklearen Anteils an der totalen Energiedeposition erstmals deutlich aufgezeigt und getrennt werden (Abb. 5).

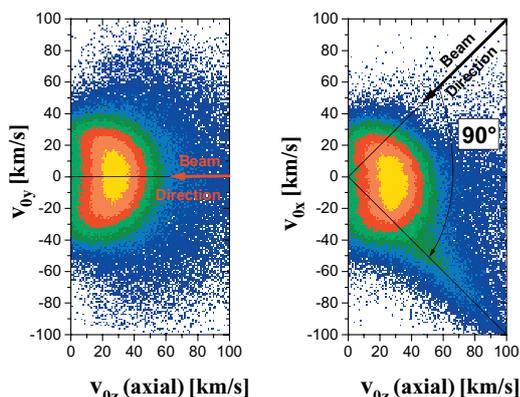


Abb. 3: Darstellung der gemessenen Gesamtgeschwindigkeit v_{0y} - v_{0z} - und v_{0x} - v_{0z} -Geschwindigkeitsverteilung des H^+ -Sekundärons von einem LiF (200 Å) + C (500 Å) Target unter Beschuß von Ar^0 (14 keV/u, $\theta_p = 45^\circ$).

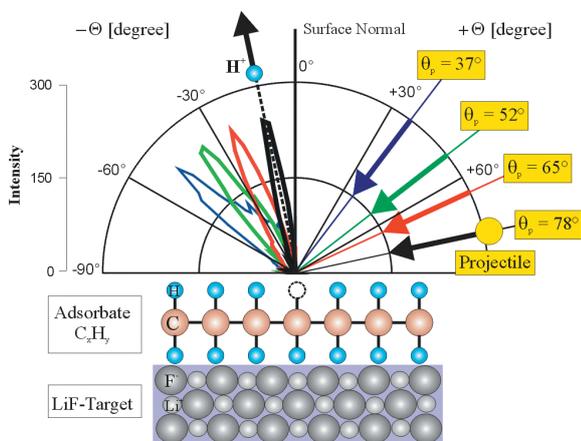


Abb. 4: Höhengleich normierter Polarplot des Emissionswinkels θ , beschränkt auf Ereignisse nahe der XZ-Streuebene, für gemessene Gesamtgeschwindigkeiten $v_0 > 60$ km/s des H^+ -Sekundärons von einem LiF (200 Å) + Al (2000 Å) Target unter dem Beschuß mit Ar^0 (25 keV/u) bei den Winkeln $\theta_p = 37^\circ/52^\circ/65^\circ/78^\circ$.

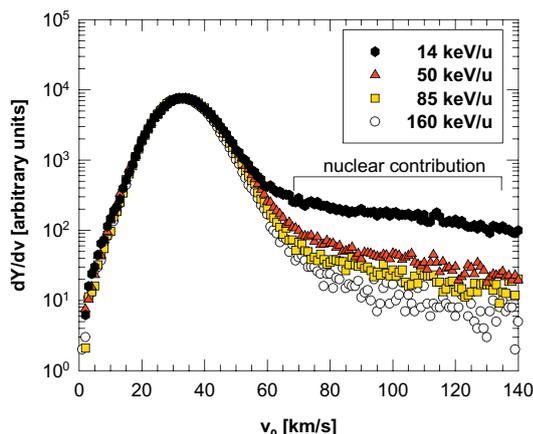


Abb. 5: Darstellung der gemessenen Gesamtgeschwindigkeiten v_0 des H^+ -Sekundärons (normiert auf die gleiche Höhe) von einem LiF (200 Å) + C (500 Å) Target unter Beschuß von N^0 (14-160 keV/u, $\theta_p = 45^\circ$) bei verschiedenen Projektil-Geschwindigkeiten.

Bei Emissionsgeschwindigkeiten $v_0 < 60$ km/s zeigt sich eine starke Abhängigkeit von den Targeteigenschaften. Bei konstantem Einfallswinkel beobachten wir eine deutliche Verschiebung der Maxima von $v_{0,max} \approx 26.5$ km/s bei Au-, über 27.9 km/s bei Al- bis hin zu 32.5 km/s bei LiF-Targets (Abb. 6).

Es zeigt sich keine meßbare Abhängigkeit vom Einfallswinkel des Projektils bei Au- und C-Targets, dagegen eine deutliche Verschiebung der Maxima hin zu größeren SI-Geschwindigkeiten bei dem Al- ($v_{0,max} \approx 27.5$ km/s - 30 km/s) und dem LiF-Target ($v_{0,max} \approx 32.5$ km/s - 35.5 km/s) bei größeren θ_p -Werten (Abb. 7). Ionen mit $v_0 < 30$ km/s werden meist rückwärts in Richtung des einfallenden Projektils emittiert. Au und C sind gute, LiF und das mit einer Al_2O_3 -Schicht überzogene Al dagegen schlechte elektrische (Oberflächen-) Leiter. Die Verschiebung der Verteilungen bei einem schlechten elektrischen Leiter ist ein Hinweis auf den zeitabhängigen Zerfall des Projektilspurpotentials im Festkörper ($\sim 10^{-12}$ s). Die Zunahme der Emissionsgeschwindigkeit v_0 bei Vergrößerung von θ_p ist in der Vergrößerung der effektiven (Nichtleiter-) Targetdicke begründet und ein Hinweis auf eine targetdickenabhängige Neutralisationszeit des geladenen Spurkerns durch Elektronen des Substrats. Die Verwendung eines ortsempfindlichen Detektors in der „kinematischen“ Materialanalyse verbindet simultan gute Tiefenprofilauflösung mit dem Nachweis eines großen Raumwinkels und eines kleinen statistischen Fehlers. Die Kenntnis der Emissionscharakteristik bewährt sich zudem in der Massenanalyse in der Unterscheidung von Ionen fast identischer Massen. Für weitere Details sei auf [7] hingewiesen.

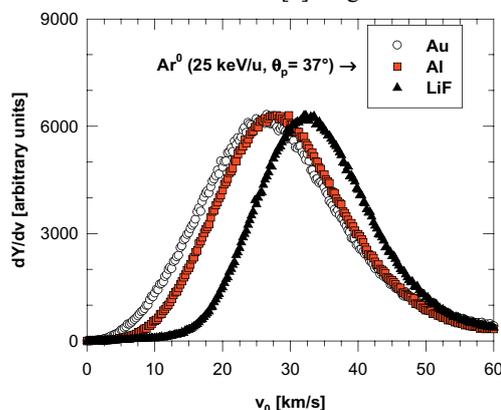


Abb. 6: Gemessene Gesamtgeschwindigkeitsverteilung v_0 des H^+ -Sekundärons von einem Au- (1000 Å), Al- (2000 Å) und LiF-Target ((200 Å)+Al (2000 Å)) unter dem Beschuß mit Ar^0 (25 keV/u, $\theta_p = 37^\circ$).

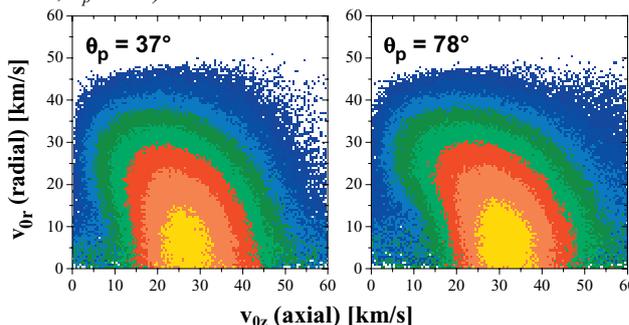


Abb. 7: Gemessene axiale und radiale v_{0z} - v_{0r} -Geschwindigkeitsverteilung des H^+ -Sekundärons von einem LiF-Target ((200 Å)+Al (2000 Å)) unter dem Beschuß mit Ar^0 (25 keV/u) bei $\theta_p = 37^\circ$ und 78° .

[1] T. Jalowy et al., Nucl. Instr. Meth. B193 (2002) 762.
 [2] T. Jalowy et al., submitted to Int. J. Mass Spectrom.
 [3] T. Jalowy et al., Int. J. Mass Spectrom. 219 (2002) 343.
 [4] T. Jalowy et al., Rev. Scientific Instrum. 73 (2002) 3187.
 [5] T. Jalowy et al., Jahresbericht IKF-63 (2002) to appear.
 [7] R. Neugebauer, Dissertation, IKF-723 (2001).
 [7] T. Jalowy, Dissertation, IKF (2002).

¹ Pontificia Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasilien.
 €gefördert durch CAPES-DAAD-Programm, Willkomm-Stiftung.

Visualisierung der Projektil-Vielfachstreuung in Festkörpertargets⁶

T. Jalowy, L. S. Farenzena¹, E. F. da Silveira¹, Horst Schmidt-Böcking, K. O. Groeneveld

In den vergangenen Jahren wurde ein neuartiges Spektrometer entwickelt, das Signale von ortsempfindlichen (XY-) Detektoren und Flugzeiten kombiniert. Es erlaubt die Messung der Massen, der Energie- und der Winkelverteilungen von Sekundärionen aus Schwerionen-Festkörper-Stößen [1]. Das zur Eichung des Spektrometers entwickelte Verfahren mit Hilfe des Strahlprofilmonitors (Visualisierung der Projektilspur im Spektrometer über die Ionisation des Restgases) [2] bietet weitere Anwendungen in der Kartographie von elektrischen Feldern [3], der Gasmassenspektrometrie [4] und in der Visualisierung der Projektilstreuung im Target. Letztere bietet einen alternativer Zugang zur Vermessung von Projektilstreuwinkeln und erinnert an die Visualisierung der Teilchenspur in einer Nebelkammer.

In den Anwendungen [2-4] wurde die Spur des Projektils im Spektrometer jeweils vor der eigentlichen Kollision des Projektils mit dem Festkörpertarget nachgezeichnet. Durch eine einfache Drehung des Spektrometers um 180° kann die Spur des Projektils auch nach dem Durchgang durch den Festkörper visualisiert werden. Durch Vielfachstreuung und Energieverlustprozesse mit den Elektronen und Atomen des Festkörpers erfährt ein paralleler monoenergetischer Projektilstrahl eine Ablenkung aus seiner ursprünglichen Richtung und eine Verbreiterung seiner Energieverteilung. Zwischen den einzelnen Streuungen kann dabei im allgemeinen nicht unterschieden werden, sondern nur das „gemittelte“ Verhalten nachgezeichnet werden.

Mögliche Parameter zum Studium der Projektilstreuung sind z.B. die Variation der Projektilgeschwindigkeit v_p , der Projektilkernladungszahl Z_p , des Targetmaterials (Kernladungszahl Z_T) und der Targetdicke d . Zum Beleg der Methode soll die Abhängigkeit von der Projektilenergie E_p am Beispiel eines Stoßsystems demonstriert werden: ${}^4\text{He}^0$ (1.8, 1.0, 0.25 MeV) \rightarrow Al (1500 Å) mit $\theta_p = 45^\circ$ und einer resultierenden effektiven Targetdicke von 2121 Å.

In der Abb. 1 ist die Ortsverteilung des ionisierten Restgases entlang der Projektiltrajektorie aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist die Verbreiterung des Strahls nach dem Durchgang durch das Target. Zur Charakterisierung der Breite der Winkelverteilungen wird die Verteilung in dem Bereich $x_s = 18.59 \pm 0.85$ mm auf die Y-Achse projiziert. Dies ist vergleichbar mit der Positionierung eines ortsempfindlichen Detektors in dem Strahl. Die somit erhaltene Verteilung (gemessene Breite) wird mit Hilfe einer Gaussfunktion bestimmt und die Halbwertsbreite als Maß der Winkelstreuung verwendet. Für Details der Auswertung siehe [5]. Bei dem Stoßsystem He^0 (0.2 - 1.8 MeV) \rightarrow Al ergibt sich ein Zusammenhang des Streuwinkels α mit der mittleren Projektilenergie \bar{E}_p von $\alpha \sim \bar{E}_p^{-0.93}$. Dies steht in Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Spahn et al. [6,7] mit einer Proportionalität von $\sim \bar{E}^{-1}$ und bestätigt die Funktionsweise dieser Methode. Mögliche Gründe für die Differenz von 7 % liegen zum einen in der Bestimmung der mittleren Einschussenergie (nur gültig solange $\Delta E \leq 0.2 \cdot E_p$) und des geringen Unterschiedes von (endlicher) Strahlbreite und Öffnung der Verteilung für das 1.8 MeV Helium-Projektil.

Da bei dieser Art der Streuwinkelmessung nur ein Bruchteil der Projektile ein Restgasatom entlang seiner Flugbahn ionisiert, wird integral eine Aussage über die Winkelstreuung gemacht. Gegenüber der Positionierung eines ortsempfindlichen Detektors

(z.B. MCP-Delay-Line-Detektor oder Oberflächensperrschichtzähler) zum direkten Nachweis des Projektils und der damit verbundenen Beschränkung für die maximale Projektilzählrate (ca. 10^4 - 10^6 Hz) bietet diese Methode den Vorteil der Verwendung von deutlich höheren Projektilzählraten. Bei Kenntnis der Streuparameter kann über diese Konfiguration auch die Dicke des Festkörpertargets bestimmt werden kann. Interessant erscheint zudem auch das Erstellen eines Strahlprofils nach dem Durchgang durch ein Target, z.B. in Channeling-Experimenten (z.B. [8]).

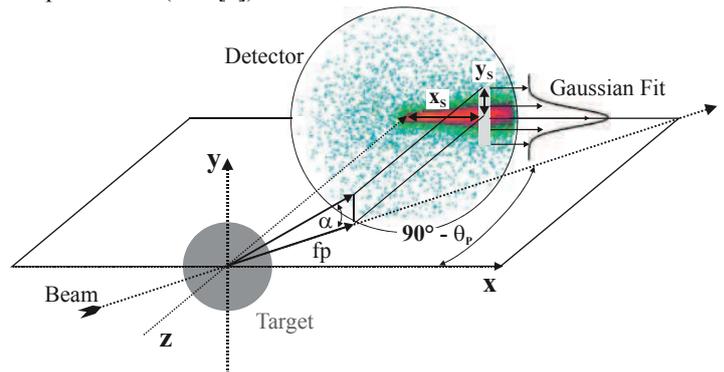


Abb. 1: Schematische Darstellung von Experiment und Winkelstreuung.

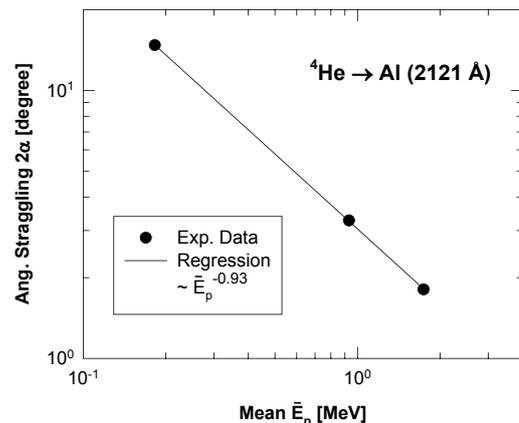


Abb. 3: Doppeltlogarithmische Darstellung der Winkelstreuung in Abhängigkeit von der mittleren Projektilenergie \bar{E}_p .

- [1] T. Jalowy et al., Jahresbericht IKF-60 (1999) S.49.
- [2] T. Jalowy et al., Jahresbericht IKF-61 (2000) S.49.
- [3] T. Jalowy et al., Jahresbericht IKF-62 (2001) S.55.
- [4] T. Jalowy et al., Jahresbericht IKF-62 (2001) S.56.
- [5] T. Jalowy, Dissertation, IKF (2002).
- [6] G. Spahn, Diplomarbeit, IKF-D 176 (1974).
- [7] G. Spahn et al., Nucl. Instr. and Meth. 123 (1975) 425.
- [8] F. Ditrói et al., Nucl. Instr. and Meth. B 161 (2000) 111.

¹ Pontificia Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasilien.

⁶ gefördert durch CAPES-DAAD-Programm, Willkomm-Stiftung-Frankfurt a.M.

Orthotropic Source of Ultra-Large Superfluid Helium Droplets

Robert E. Grisenti, Manuel Kász, J. Peter Toennies, and Reinhard Dörner

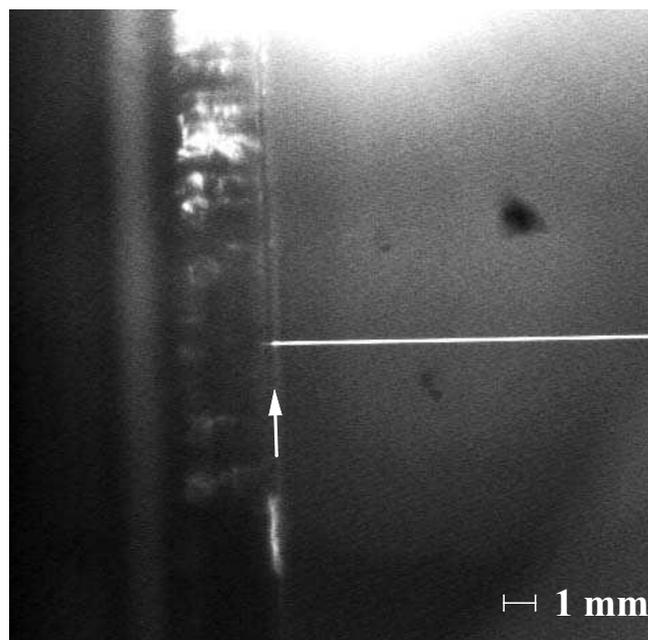
Superfluid ^4He droplets with $N=10^3$ - 10^6 atoms provide a powerful tool for high resolution spectroscopy of embedded atomic and molecular species as well as for investigating superfluid phenomena on the atomic scale[1]. These droplets are formed in supercritical expansions into vacuum of liquid helium at source temperatures above 6K, which then evaporatively cool to temperatures of about 0.37K. Despite the progress made by the cluster technique these experiments suffer from boundary effects and inhomogeneities due to the finite, broad size distributions of the droplets, and from their rigidly fixed internal temperature. Experiments with liquid jets discharging from an orifice indicate on the other hand Rayleigh oscillation induced break-up of the jet into a sequence of large monodisperse droplets[2]. The liquid jet after a short distance (typically of the order from few millimeters up to several centimeters, depending on the liquid properties and nozzle diameter), breaks up into an orthotropic beam of ultra-large droplets with diameter of the order of the nozzle diameter d_0 . Conditions for Rayleigh break-up of a liquid helium jet from different $2\mu\text{m}$ diameter nozzles have been recently extensively investigated in the range of source temperatures $T_0=1.5$ - 4.2K and source pressures $P_0=0.5$ - 30 bar by means of mass spectrometric and time-of-flight techniques[3]. The observed extreme narrowing of the angular distribution, from $\Delta\theta=100\text{mrad}$, being $\Delta\theta$ the FWHM, down to <1 mrad, and of the velocity distribution, from $\Delta v/v>10\%$ down to 1%, a value representing the apparatus resolution, at temperatures $T_0<3\text{K}$ or at pressures $P_0>10$ bar was considered as evidence for the transition from cavitation induced fragmentation to Rayleigh break-up into ultra-large droplets. This interpretation could be confirmed by direct microscope observations of a several cm long sharply defined „white“ filament (see figure) made with the beam illuminated slightly off from the line of sight. According to the Rayleigh-Gans theory[4] a lower limit for the droplet radius of about $0.25\mu\text{m}$ ($N=10^9$) was obtained, consistent with the droplet size $R=2d_0$ predicted for Rayleigh break-up.

The uniform size of helium droplets produced via Rayleigh break-up of a liquid filament will help to eliminate heterogeneous broadening of the spectral features of embedded molecules. Moreover, their size, at least two orders of magnitude larger than previously obtained in supercritical expansions, will allow to investigate much larger species of biological nature. In addition their internal temperature can be regulated by equilibration to a predetermined local ambient pressure, thereby allowing for the first time to study the temperature dependence of the spectral features of embedded species.

In the future a liquid helium jet will be used in our group to investigate novel superfluid phenomena such as the passage of particles through the continuous liquid filament prior to break up to search for direct evidence for off-diagonal-long-range-order of the condensate or the study of interference properties of the superfluid.

In addition such helium and hydrogen liquid jets are promising candidates for internal targets in the storage rings of the GSI future project. For nuclear physics experiments in

storage rings targets are indispensable, which provide sufficient target density but still do not significantly disturb the circulating beam and the storage ring vacuum. For this application the narrow width of such fluid beams compare to beams starting from the gas phase is most beneficial, since the target beams have to be transported inside large detectors. We explore the feasibility of this application in the framework of the PANDA collaboration at GSI.



Referenzen:

- [1] J. P. Toennies, A. F. Vilesov, and K. B. Whaley, *Physics Today* 54, 31 (2001)
- [2] A. Frohn and N. Roth, "Dynamics of Droplets" (Springer, Berlin, 2000)
- [3] Robert E. Grisenti and J. Peter Toennies, submitted to *Phys. Rev. Lett.*
- [4] H.C. van de Hulst, "Light Scattering by Small Particles" (Dover, New York, 1981)

Auf der Suche nach Korrelationseffekten bei Comptonstreuung: Untersuchung durch Stöße von Helium mit schnellen Protonen

Planung des Experiments am 7 MeV Van de Graaff-Beschleuniger des IKF

M Schöffler, T. Jahnke, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking und R. Dörner

Ein besonders vielversprechender experimenteller Zugang um die elektronische Grundzustandskorrelation im Heliumatom zu untersuchen, bietet die Doppelionisation nach möglichst instantanem Entfernen eines Elektrons aus dem Grundzustand. Nach einer solchen, "plötzlichen" Ionisation eines Elektrons wird auch das zweite Elektron mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in das Kontinuum emittiert ("shake-off" Prozess). Differentielle Daten zum shake off Prozess liegen bisher nur für Photoabsorption vor [2].

Eine komplementäre Messung mittels Comptonstreuung ist bisher wegen der geringen Wirkungsquerschnitte noch nicht gelungen. Ein solcher Vergleich zwischen shake-off nach Photoabsorption und Comptonstreuung wäre besonders instruktiv, da beide Prozesse unterschiedliche Anteile der Anfangswellenfunktion herauspräparieren. Der Comptonstreuprozess soll in diesem Experiment durch eine harte Streuung eines Protons an einem der gebundenen Elektronen simuliert werden. Bei der Streuung eines Protons an Helium kann entweder eine Wechselwirkung mit dem Heliumkern oder der Elektronenhülle stattfinden. Bei Stoßereignissen, bei denen eine Wechselwirkung des schnellen Protons direkt mit einem Elektron erfolgt, wird das Elektron wie bei Photoionisation mit sehr hohen Energien schlagartig entfernt. Die Winkelverteilung des zweiten, langsamen Elektrons soll im Bezug auf das schnelle Elektron gemessen werden, um zu überprüfen, ob sich die dem Shake-off-Prozess entsprechende Isotropie findet.

Durch die Wechselwirkung mit dem Target wird das Projektil abgelenkt. Es ist anschaulich klar, daß große Streuwinkel zu Stoßereignissen gehören, bei denen eine Wechselwirkung mit dem Kern stattgefunden hat, da große Streuwinkel einer großen Annäherung an das Target entsprechen. Kleinere Streuwinkel hingegen sind eine Folge von Stoßreaktionen bei denen die Annäherung an das Target nicht groß genug war, um eine Wechselwirkung mit dem Kern zu ermöglichen. Der Wirkungsquerschnitt für die Einfachionisation von Helium bei Stößen mit 3 MeV Protonen ist in Abb. 1 gezeigt (aus [1]). Deutlich sichtbar ist ein starker Rückgang des Wirkungsquerschnitts bei einem Projektilstreuwinkel von 0.55 mrad. Dieser stellt einen Grenzwinkel dar, bei dem in der Reaktion ein Übergang von überwiegend Projektil/Elektron-Streuung zu überwiegend Projektil/Kern-Streuung stattfindet.

Um also einen der Comptonstreuung ähnlichen Ionisationskanal zu beobachten, ist es nötig, nur Ereignisse zu betrachten, bei denen das Projektil weniger als 0.55 mrad abgelenkt wurde. In diesem Winkelbereich befindet sich allerdings auch der nicht abgelenkte Primärstrahl. Um das Experiment durchführen zu können muß daher der Primärstrahl ausgeblendet werden, ohne zu viel Raumwinkel für das gestreute Projektil zu verlieren. Betrachtet man die

experimentellen Möglichkeiten am Institut für Kernphysik, so ist am Strahlrohr des 7 MeV Van de Graaff-Beschleunigers maximal Platz für einen 5 m vom Target entfernten Projektildetektor. Auf einem in einer solchen Entfernung positionierten Detektor wird der gewünschte Reaktionskanal einen Fleck mit einem Durchmesser von 5.5 mm erzeugen. Blendet man 2 mm hiervon mit einem Faraday-Cup aus, so sollte ein gut kollimierter Projektilstrahl nicht mehr auf den Detektor treffen. Für die zu untersuchende Reaktion bliebe in diesem Fall immernoch der Winkelbereich von 0.2 mrad bis 0.55 mrad.

Das zum Einsatz kommende COLTRIMS-Spektrometer soll nur das langsame Elektron und das Rückstoßion nachweisen. Die Information über das schnelle Elektron wird aus dem Projektilstreuwinkel gewonnen.

In einem ersten Test soll nun der Projektildetektor aufgebaut werden, um herauszufinden, ob die Kollimation des Protonenstrahls im nötigen Maße durchführbar ist, und wieviel Strahlstrom danach noch zur Verfügung steht.

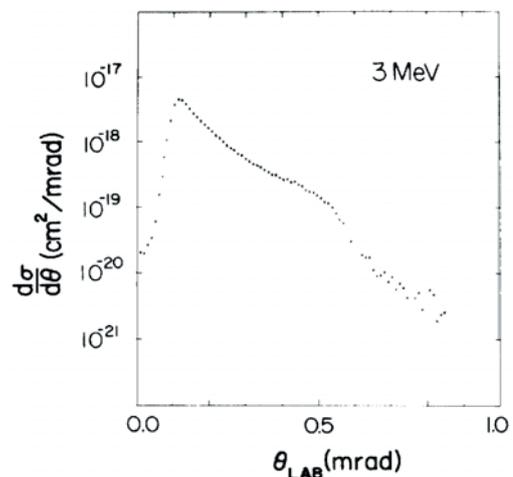


Abbildung 1: Einfachionisationswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Projektilstreuwinkel bei einer Projektilenergie von 3 MeV, aus [1].

Referenzen:

- [1] E. Y. Kamber, C. L. Cocke, S. Cheng and S. L. Varghese, *Angular Distribution of Fast Protons from Singly and Doubly Ionizing Collisions with He*, Phys. Rev. Lett. 60, 2027 (1988)
- [2] A. Knapp, A. Kheifets, I. Bray, Th. Weber, A. L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Ph. Schmidt, T. Osipov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke and R. Dörner, *Mechanisms of Photo Double Ionization of Helium by 530 eV Photons*, Phys. Rev. Lett. 89, 033004 (2002)

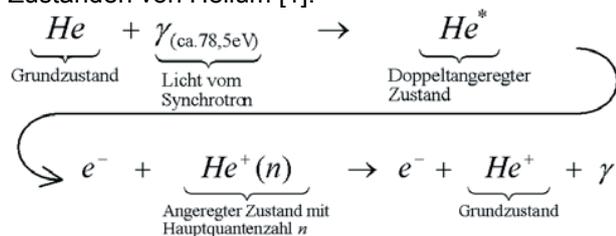
Koinzidenzmessung zur Elektronenkorrelation in doppelt hoch angeregten Zuständen von Helium

(Messung am Hamburger Synchrotron HASYLAB im Januar 2003)

A.Czasch, M.Hattaß, M.Schöffler, M.Weckenbrock, C.Wimmer, J.Titze, S.Voss, S.Schössler, T.Jahnke, R.Dörner, H.Schmidt-Böcking

Grundlagen:

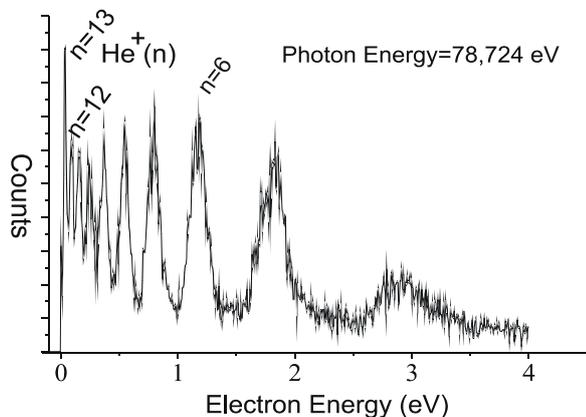
Gegenstand des hier beschriebenen Experiments ist die Autoionisation von doppelt hoch angeregten Zuständen von Helium [1]:



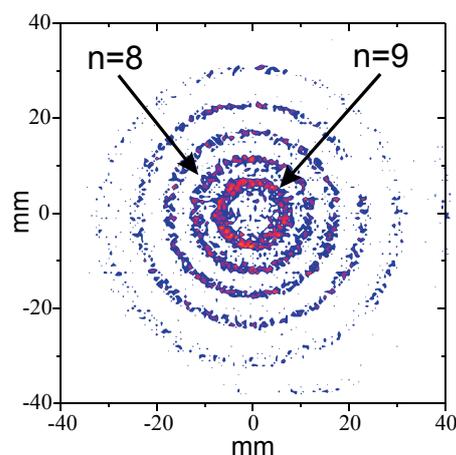
Beim Zerfall solch eines angeregten Zustandes gibt ein Elektron Energie an das Partnerelektron ab und ermöglicht ihm dadurch den Sprung über die Kontinuumsgrenze. Das Heliumatom in doppelt hoch angeregten Zuständen stellt das quantenmechanische Pendant zum klassischen Dreikörperproblem dar. Aus diesem Grund ist es ein besonderes und grundlegendes Forschungsobjekt in der theoretischen Physik.

Aktuelle Ergebnisse:

Im Gegensatz zu den bisherigen Messungen [2-6] des totalen Wirkungsquerschnittes haben wir eine kinematisch vollständig differentielle Koinzidenzmessungen durchgeführt, d.h. für jede einzelne Reaktion alle Impulsbeträge- und Richtungen nachgewiesen. Wir wollen in Abhängigkeit von der Photonenergie Änderungen partiellen Wirkungsquerschnitte, der Dipolverteilung (β -Parameter) oder sogar sogenannte Non-Dipole-Effekte nachweisen. Mit Hilfe der Energiebilanz zwischen eingestellter Photonenergie und den gemessenen Kinetischen Energien der auseinanderfliegenden Teilchen können wir für jede einzelne Reaktion auf die Hauptquantenzahl n des entstandenen He^+ -Ions rückschließen.



Wir können bis Hauptquantenzahl $n=13$ (siehe Energiespektrum oben) die einzelnen Reaktionskanäle trennen. Winkelaufgelöste Messungen [7] lagen bis jetzt lediglich bis $n=5$ vor. Wir haben die Photonenergie über einen großen Energiebereich variiert und sind dabei in 10meV-Schritten bis unter die $n=8$ -Schwelle gegangen.



Setzt man eine geeignete Bedingung auf die Flugzeiten der Elektronen, können die Impulsschalen sogar bereits im Ortsbild des Elektronendetektors sichtbar gemacht werden (siehe Bild). Die hier vorgestellte Methode birgt gegenüber den klassischen Meßverfahren mit TOF-Spektrometern [7] zwei große Vorteile: Dadurch, daß der gesamte Raumwinkelbereich erfaßt wird, reduziert sich die notwendige Meßzeit um mehr als eine Größenordnung. Störende Einflüsse des Erdmagnetfeldes können analysiert und mathematisch vollständig kompensiert werden. Dies ist bei der Verwendung von klassischen TOF-Spektrometern mit schlitzförmigen Akzeptanzbereich nicht möglich.

Für April 2003 ist eine weitere Strahlzeit am BESSYII in Berlin geplant. Dort steht eine Auflösung der Photonenergie von ca. 3meV zur Verfügung, die es uns ermöglicht, sehr schmale Resonanzen im Bereich um ca. $n=11$ genau zu untersuchen.

Referenzen:

- [1] Madden and Codling, 1963, Phys. Rev. Lett. **10**, 516
- [2] Püttner et al. J.o. Elec.Spec.&Rel.Phén101-103,1999,27f
- [3] Püttner, Grémaud,2001Phys.Rev.Lett. **86**(10),3747
- [4] Domke, Schulz,Kaindl,1996,Phys.Rev.A**53**(3),1424
- [5] Domke, Schulz, Remmers,1995,Phys.Rev.A **51** (6),4309
- [6] Domke, C. Xue,1991,Phys.Rev.Lett.**66**(10),1306
- [7] A. Menzel, Frigo, Whitfield, Caldwell,1996,Phys.Rev.A **54**(3),2080 und 1995,Phys.Rev.Lett.**75** (8),1479

Untersuchung der verschränkten Bewegung freier Elektronenpaare emittiert aus Ein- und Zweizentren Coulomb-Potentialen in Photoabsorptionsprozessen

Th. Weber¹, A. Czasch¹, R. Dörner¹, M. Prior², S. Deveaux², A. Landers³, L. Cocke⁴, T. Osipov⁴, J. Feagin⁵, M. Walter⁶, A. Kheifets⁷, O. Jagutzki¹ und H. Schmidt-Böcking¹

¹Institut für Kernphysik Frankfurt, ²Lawrence Berkeley National Laboratory/CA, ³Western Michigan University/MI,

⁴Kansas State University/KS, ⁵Fullerton-University/CA, ⁶Albert Ludwig-Universität Freiburg, ⁷Australian National University

Die Doppelionisation von Wasserstoffmolekülen H_2 durch einzelne Photonen stellt ein fundamentales und herausforderndes Problem sowohl für die experimentelle als auch für die theoretische Physik dar. In den meisten Fällen kann dabei die elektronische Bewegung von der nuklearen Dynamik entkoppelt werden (Born-Oppenheimer Näherung). Aus diesem Grund kann man auch den molekularen Fragmentationsprozess als eine Emission eines Dielektrons aus einem nuklearen Zweizentren-Coulomb-Potential beschreiben. Die durchgeführte Untersuchung befasst sich mit der Photodoppelionisation (PDI) von molekularem Wasserstoff durch einzelne, linear polarisierte Photonen mit einer Energie von 75 eV. Dieses Szenario wird verglichen mit der Photodoppelionisation von Heliumatomen (siehe [Bri00] für einen umfassenden Überblick).

In diesem Versuch wurde die Rückstoßionenimpulsspektroskopie-Methode (COLd Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy COLTRIMS) benutzt, um alle Fragmente der Reaktion auf ortsauflösende Vielkanalglasplatten (Multi-Channel-Plate MCP)-Detektoren mit Verzögerungsdrahtauslese (delay-line anode) abzubilden. Dabei wurden die Mikropartikel durch elektrische und magnetische Felder geführt. In einer Messung wurde das Rückstoßionenspektrometer mit gepulster Extraktionsspannung betrieben, um das Dielektron und die Stellung der molekularen Achse mit guter Impulsauflösung gleichzeitig vermessen zu können. In einer weiteren Messung kam ein neuartiges Detektorsystem mit hexagonaler Verzögerungsdrahtanode zum Einsatz, die in der Lage war, beide Elektronen, die in sehr kurzen Zeitabständen auf dem Detektor eintrafen, ohne Totzeitverluste in Koinzidenz mit den nuklearen Fragmenten ortsauflösend zu registrieren. Aus den Flugzeiten und Auftrefforten der Teilchen der beiden Datensätze konnten die Impulse des Viertelchenendzustandes generiert werden. Dies stellt die Messung des Betragesquadrats der quantenmechanischen Wellenfunktion im Impulsraum dar. Aus diesen Größen konnten auch die azimutalen und polaren Winkelverteilungen in Referenz zum Polarisationsvektor des einfallenden Lichts bestimmt werden. Basierend auf der axialen Rückstoßnäherung konnten so zum ersten Mal hochdifferentielle Wirkungsquerschnitte (QDCS und höher) des Vierkörper-Problems für eine raumfeste Molekülachse gemessen werden. Unter Ausnutzung der Reflexions-Näherung war sogar der internukleare Abstand des Moleküls zum Zeitpunkt der Photoabsorption zugänglich. Man findet markante Übereinstimmungen mit der PDI von Heliumatomen. Das Dielektron wird vorwiegend entlang

des Polarisationsvektors emittiert und koppelt an das Schwerpunktssystem (Center-of-Mass CM) der nuklearen Partikel, die in einer Coulomb-Explosion fragmentieren. Etwa 72.5 % der Anregungsenergie der beiden Elektronen geht in deren Relativbewegung. Wie bei der Ionisation von Heliumatomen bestimmt die Elektron-Elektron Wechselwirkung zusammen mit diversen Auswahlregeln (siehe [Wal00c]) die Form der polaren Winkelverteilung. In der azimutalen Ebene (die Ebene, die senkrecht zum Polarisationsvektor des Lichts angeordnet ist) erkennt man den attraktiven Einfluss des nuklearen Zweizentren-Potentials, was zu einer Abweichung von der Zylindersymmetrie um die Achse des elektrischen Feldvektors des Lichts führt, wie sie bei niedrigeren Photonenenergien vorzufinden ist (siehe [Dör98b]). In dieser Ansicht tendieren langsame Elektronen dazu, entlang der Molekülachse emittiert zu werden. Es können der sogenannte Auffülleffekt der Knotenstruktur und die vergrößerten Zwischenwinkel in der Polarwinkelverteilung der Elektronen in Form einer Zweikeulenstruktur verifiziert werden (siehe [Red97, Wig 98]). Die Ergebnisse bestätigen den Modellansatz von J. Feagin (siehe [Fea98]), der den Zusammenbruch einer atomaren Auswahlregel, die auf einem Konus wirkt, für den molekularen Fall vorhersagt. Diese Auswahlregel reduziert sich auf eine Knotenlinie, die aufgrund der endlichen Öffnungswinkel des Experiments aufgefüllt wird. Es gibt Hinweise, dass die Verringerung des elektronischen Zwischenwinkels eine Funktion der Stellung der Molekülachse ist, d.h. der kohärenten Überlagerung der beiden möglichen Endzustände mit Σ - und Π -Symmetrie. Die Ergebnisse der Wannier-Theorie vierter Ordnung nach T. Reddish und J. Feagin (siehe [Red99]) zeigen eine gute Übereinstimmung mit den experimentell gewonnenen Daten, zumindest solange die beiden Elektronen den gleichen kinetischen Energiebetrag erhalten. Im Gegensatz dazu bewertet die hochkorrelierte 5C-Theorie nach M. Walter et al. (siehe [Wal99]) den Einfluss des attraktiven nuklearen Zweizentren-Potentials zu hoch. Vorläufige Ergebnisse einer CCC-Rechnung von A. Kheifets et al. (siehe [Khe02]) zeigen eine sehr akkurate Übereinstimmung mit den gemessenen Winkelverteilungen.

Minimiert man die Elektron-Elektron Wechselwirkung, indem man eine rechtwinklige Emission der beiden Elektronen fordert (dies kommt einer Ionisation eines H_2^+ -Ions gleich), so findet man keine starken Fokussierungseffekte vor, wie man sie von Ionisationsprozessen von N_2

und CO her kennt (siehe [Lan01, Web01b, Jah02a und Web02]). Stattdessen beobachtet man die Emission eines langsamen Elektrons auf dem nuklearen Sattelpunktpotential, wie man es nach einer halbklassischen Beschreibung erwarten kann (siehe Abb. 1). Zusätzlich ist eine hochstrukturierte Winkelverteilung zu beobachten, die auf höhere Drehimpulsbeiträge schliessen lässt (vergleichbar der Parametrisierung bei der PDI von Heliumatomen nach L. Malegat et al., siehe [Mal97d]).

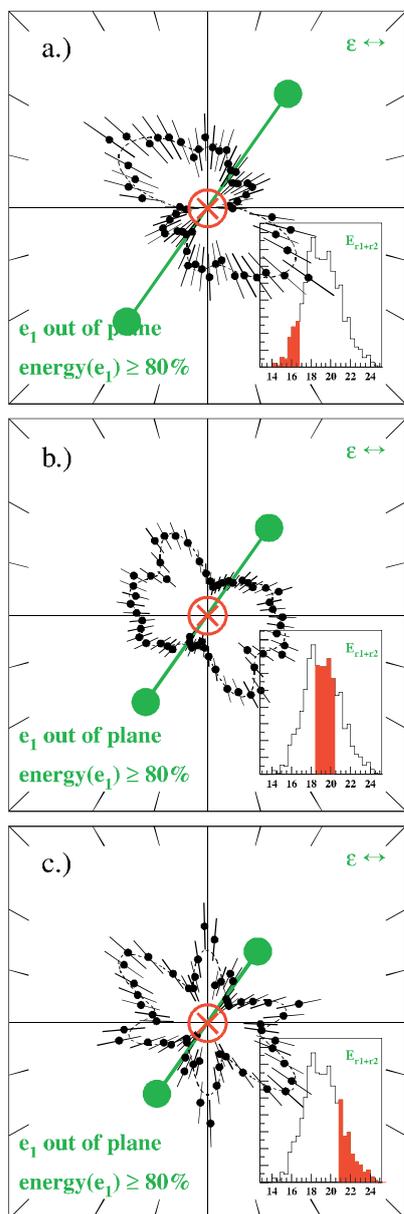


Abbildung 1: Polarwinkelverteilung des zweiten Elektrons e_b in der mol- ϵ -Ebene bei der Photodoppelionisation von Deuteriummolekülen mit linear polarisiertem Licht. Der Polarisationsvektor ϵ ist horizontal ausgerichtet. Das Referenzelektron e_a (rotes Kreuz) wird entlang der Flächennormalen PL des Spektrums emittiert und ist schnell (Fall „fast“). Der Polarwinkel der Molekülachse beträgt 55° . Die Summenenergie $E_{\text{sum,rec}}$ bzw. der internukleare Abstand ΔR variiert wie eingezeichnet. Linie: Anpassung durch Kugelflächenfunktionen (gestrichelt)

Die Verteilung ist sehr sensitiv auf die Energie der Elektronen und die Orientierung der Molekülachse, was weder

angemessen durch auslaufende, ebene Wellen noch durch die 5C-Theorie beschrieben werden kann. Für diese Ereignisse erzwingen große internukleare Abstände eine Emission der Elektronen entlang des Polarisationsvektors, während für kleine Abstände die Elektronen vorwiegend rechtwinklig zur Molekülachse ausgesendet werden. Anhand dieser Tatsachen kann man auf einen merklichen Einfluss des Anfangszustands auf die Winkelverteilung der Elektronen zurückschließen.

Das ganze Szenario ändert sich sobald man die Elektron-Elektron Wechselwirkung wieder „einschaltet“, indem man fordert, dass die Fragmentation in einer Ebene stattfindet. Hier bestimmt die Relativbewegung der beiden Elektronen die Form der Wirkungsquerschnitte. Es zeigen sich nur geringfügige Änderungen in Abhängigkeit zum internuklearen Abstand. Es kann aber teilweise eine dreifache Keulenstruktur ausgemacht werden. Diese Substruktur ändert ihre Amplitude und Richtung als Funktion des Molekülabstandes. Eine direkte Emission entlang des Polarisationsvektors scheint dabei verboten zu sein. In dieser Darstellung zeigt das elektronische Emissionsmuster einen sehr heliumähnlichen Charakter für kleine Bindungslängen. Für größere Abstände der Kerne werden langsame Elektronen deutlich unter einem Zwischenwinkel von 180° (back-to-back-emission) gegen das schnelle Referenzelektron emittiert.

Referenzen:

- [Bri00] J.S. Briggs et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **33**, (2000), S. R1
- [Dör98b] R. Dörner et al., *Phys. Rev. Lett.*, **81**, (1998), S. 5776
- [Fea98] J. Feagin, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **31**, (1998), S. L729
- [Jah02a] T. Jahnke et al., *Phys. Rev. Lett.*, **88**, (2002), S. 073002
- [Khe02] A. Kheifets, *private Mitteilung*, (2002)
- [Lan01] A. Landers et al., *Phys. Rev. Lett.*, **86**, (2001), S. 013002
- [Mal97d] L. Malegat et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **30**, (1997), S. 251
- [Red97] T. Reddish et al., *Phys. Rev. Lett.*, **79**, (1997), S. 2438
- [Red99] T. Reddish et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **32**, (1999), S. 2473
- [Wal00c] M. Walter et al., *Phys. Rev. Lett.*, **85**, (2000), S. 1630
- [Wal99] M. Walter et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **32**, (1999), S. 2487
- [Web01b] Th. Weber et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **34**, (2001), S. 3669
- [Web02] Th. Weber et al., *Phys. Rev. Lett.*, (2002), eingereicht zur Veröffentlichung
- [Wig98] J.P. Wightman et al., *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **31**, (1998), S. 1753

Auger-Elektronen Emission aus raumfesten CO-Molekülen

Th. Weber¹, M. Weckenbrock¹, M. Balsler¹, L. Schmidt¹, O. Jagutzki¹, W. Arnold¹, O. Hohn¹, M. Schöffler¹,
E. Ahrenholz², T. Young², M.H. Prior², L. Foucar^{1,2}, C.L. Cocke³, T. Osipov³, A. De Fanis⁴,
R. Diez Muino⁵, H. Schmidt-Böcking¹ und R. Dörner¹

¹Institut für Kernphysik Frankfurt, ²Lawrence Berkeley National Laboratory/CA, ³Kansas State University/KS,

⁴Institute of Multidisciplinary Research in Advanced Materials/Sendai, ⁵Donostia International Physics Center/San Sebastian,

Bei der Emission von schnellen Elektronen aus einfachen Molekülen kommt es wie bei der Aussendung von Photoelektronen zu einer Wechselwirkung mit dem jeweiligen Molekülpotential. Die Symmetrie des jeweiligen Molekülzustandes und die nicht sphärische elektronische Dichteverteilung geben dabei allein schon die grobe Struktur des Emissionsmusters vor. Aufgrund der vergleichsweise kurzen Wellenlänge der Elektronen sind zusätzlich in den Winkelverteilungen feinstrukturierte Diffraktionsmuster zu erwarten (siehe z.B. Rechnungen in [Zäh92]). Dabei ist der Prozess des Auger-Zerfalls selbst immer noch nicht voll verstanden: Bisher hatte man angenommen, dass bei einer derartig asymmetrischen Energieaufteilung zwischen dem Photo- und dem Auger-Elektron die Photodoppelionisation eines Atoms oder Moleküls als ein sequentieller Zweistufenprozess zu behandeln ist, bei dem die Emission der beiden Elektronen entkoppelt und nahezu wechselwirkungsfrei voneinander stattfindet. Der Auger-Zerfall sollte demnach keine Abhängigkeit von der Art der generierten Vakanz in der K-Schale einer kernnahen Elektronenbahn aufweisen. Messungen von R. Guillemin et al. (siehe [Gui01]) zeigen jedoch, dass die Ausrichtung des Polarisationsvektors zum Zeitpunkt der Photoionisation einen merklichen Einfluss auf die Winkelverteilung des Auger-Elektrons relativ zur Molekülachse haben kann.

Eine experimentelle Schwierigkeit bei der Untersuchung solcher Auger-Zerfälle ist es gemeinhin, zwischen den vielen, sich oft überlappenden Reaktionskanälen zu differenzieren. Dies geschieht in eindeutiger Weise indem man die kinetische Energie des Auger-Elektrons als Funktion der Summenenergie der beiden ionischen Fragmente (dem sogenannten „Kinetic Energy Release“ KER) vermisst (siehe Abbildung 1). So können Winkelverteilungen von Elektronen einer bestimmten Symmetrie selektiert werden. Das Abbildungsverfahren der Rückstoßionenimpulsspektroskopie (COLTRIMS) ermöglicht die koinzidente Bestimmung der asymptotischen Impulse des Endzustandes der schnellen Elektronen und der beiden Rückstoßionen C^+ und O^+ . Ein elektrisches (15 V/cm) und ein magnetisches (2.8 Gauss) Feld führen dabei die Fragmente des in einer Überschallgasexpansion präparierten wohl lokalisierten Targetgases (CO) auf ortsauflösende Detektoren. Die schnellen Elektronen, die durch die Photoabsorption eines hochenergetischen (305 eV), linear oder auch zirkular polarisierten Lichtquants generiert werden, werden zusätzlich im Elektronenzweig des Spektrometers entsprechend abgebremst, um eine möglichst gute Energieauflösung (< 1 eV bei einer Energie von 240 bis 270 eV) zu gewährleisten. Die Ionen konnten so mit vollem Raumwinkel (4π), die Elektronen immerhin noch mit einem Akkzep-

tanzwinkel von 12° nachgewiesen werden. Durch eine sequentielle Messung, bei der die Ausrichtung des Polarisationsvektors von horizontal zu vertikal in Schritten von 10° variiert wurde, konnte so der Auger-Zerfall für alle Ausrichtungen der Molekülachse und Emissionswinkel des schnellen Elektrons in Referenz zum elektrischen Feldvektor des Lichts untersucht werden. Durch die Bestimmung der Impulsvektoren der ionischen Fragmente im Ausgangskanal der Reaktion ist eine nachträgliche Orientierung der internuklearen Achse im Raum möglich.

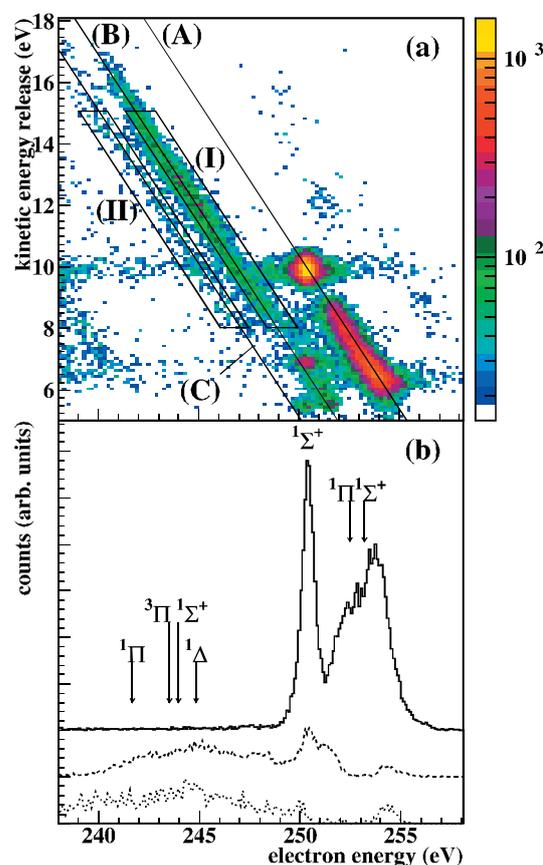


Abbildung 1: Auger-Zerfall eines CO^+ -Ions nach der Photoabsorption eines Lichtquants der Energie von 305 eV. (a) die horizontale Achse repräsentiert die Energie der Auger-Elektronen, die senkrechte Achse kennzeichnet den KER. Die diagonalen Linien korrespondieren zu Zerfällen des CO^+ -Ions in ionische Fragmente mit verschiedenen Endzuständen. (A): $C^+(\tilde{P}) + O^+(\tilde{S})$, (B): $C^+(\tilde{P}) + O^+(\tilde{D})$, (C): $C^+(\tilde{P}) + O^+(\tilde{P})$. (b) Energieverteilung der Auger-Elektronen, die zu den obigen Regionen A, B und C korrespondieren (von oben nach unten). Die Pfeile deuten die mittlere Energie dieser Zustände an.

Für den Übergang in den Endzustand mit einer $^1\Sigma^+$ -Symmetrie konnten so Polarwinkelverteilungen des Auger-Elektrons in Relation zur Molekülachse für drei verschiedene Ausrichtungen des elektrischen Feldvektor des Lichts (0° , 45° und 90°) sowie für zirkular polarisierte Photonen gemessen werden (siehe Abbildung 2a-d). Die Spektren variieren *nicht* mit der Stellung des Polarisationsvektors, und wir können damit die experimentellen Befunde von R. Guillemin nicht bestätigen. Die hier gefundenen Verteilungen sind nur schwach strukturiert. Dies ist auf ein Versagen der axialen Rückstoß-Näherung zurückzuführen. Dies bedeutet, dass die Halbwertsbreite dieser Zerfallskanäle so groß ist, dass sich die Molekülachse nach der Photoionisation zumindest teilweise schon weitergedreht hat, bevor der nukleare Verband fragmentiert, was zu einer „Verschmierung“ der Winkelverteilung führt.

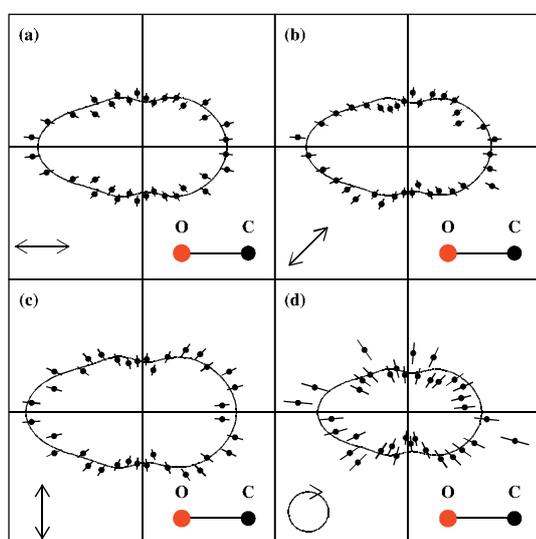


Abbildung 2: Winkelverteilung des Auger-Elektrons für den $^1\Sigma^+$ -Übergang. (a-c) Der elektrische Feldvektor des linear polarisierten Lichts wird durch den Doppelpfeil repräsentiert. (d) zeigt den Fall von zirkular polarisiertem Licht, dessen Ausbreitungsrichtung senkrecht zur Zeichenebene weist.

Für höhere Ionenenergien ist die Annahme der axialen Rückstoß-Näherung jedoch zulässig, und wir können nach Übergängen in Zustände mit einer Π -, Δ - (Abbildung 3a) und Σ (Abbildung 3b)-Symmetrie unterscheiden. In beiden Spektren ist die Winkelverteilung zum Sauerstoffkern hin verschoben, und dass obwohl die Vakanz im Kohlenstoffatom vorzufinden ist. Abbildung 3a weist mit einer Verteilung der Elektronen, die vorzugsweise senkrecht zur Molekülachse orientiert ist, die typische Struktur einer p-Welle auf. Abbildung 3b hingegen zeigt eine stark entlang der Molekülachse ausgerichtete Winkelverteilung auf. Solche Emissionsmuster sind in der Photoelektronenstreuung als Fokussierungseffekte bekannt (siehe [Poo84]). Das abgeschirmte Coulomb-Potential des nächsten nuklearen Nachbarn wirkt dabei wie eine fokussierende Linse, welche nahezu den ganzen Elektronenfluss in eine bestimmte Richtung zwingt. Ein derart großer Effekt, wie er hier beobachtet werden kann, lässt vermuten, dass das Auger-Elektron von einer sehr eng lokalisierten Region um den Kohlenstoffkern emittiert wurde.

Abbildung 3c zeigt die Winkelverteilung auf einer logarithmischen Skala. Die erkennbare Oszillation rührt von den Beugungseffekten des Auger-Elektrons im Zweizentren Coulomb-Potential her. Um diese Vermutung nach K. Zähringer zu unterstützen, wurden an sphärischen Potentialen gestreute s-Wellen berechnet, die im CO^{2+} -Molekülion auslaufen. In einer Modellrechnung wurden zwei Vakanzan im 2p-Orbital des Kohlenstoffs lokalisiert; in einer anderen Rechnung wurde eine Vakanz im 2p-Orbital des Kohlenstoff- und eine weitere im 2p-Orbital des Sauerstoffatoms eingesetzt. In diesem einfachen Modellansatz stimmen zumindest die Positionen der Maxi- und Minima mit den Messergebnissen gut überein.

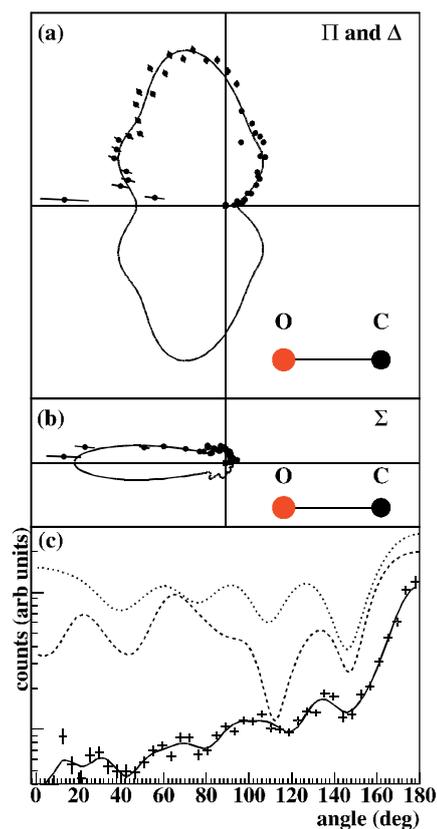


Abbildung 3: Winkelverteilung des Auger-Elektrons für die Π - und Δ -Übergänge (a), sowie für den Σ -Übergang (b). (c) zeigt die selbe Verteilung wie (b) auf einer logarithmischen Skala. Die volle Kurve zeigt eine Anpassung der Datenpunkte durch Legendre-Polynome. Die beiden anderen Kurven repräsentieren die Streuung von s-Wellen im Zweizentren Coulomb-Potential des CO^{2+} -Molekülions. Gestrichelt: Beide Vakanzan befinden sich im 2p-Orbital des Kohlenstoffs. Punktiert: Eine Vakanz ist im 2p-Orbital des Kohlenstoff- und eine weitere im 2p-Orbital des Sauerstoffatoms lokalisiert. Die absolute Höhe der beiden Rechnungen skaliert willkürlich.

Referenzen:

- [Gui01] R. Guillemin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **87**, (2001), S. 203001
- [Poo84] H.C. Poon et al., *Phys. Rev. B*, **30**, (1984), S. 6211
- [Zäh92] K. Zähringer et al., *Phys. Rev. A*, **46**, (1992), S. 5643

Energy sharing and asymmetry parameters for photo double ionization of Helium 100 eV above threshold in single particle and Jacobi coordinates

A. Knapp, M. Walter, Th. Weber, A. L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, M. Schöffler, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, T. Osipov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, J. Feagin and R. Dörner

Double ionization of helium by single photon absorption is a benchmark process for the investigation of electron-electron correlation in few-body systems. Two coordinate sets are widely used in the literature to describe the momentum configurations: The first are the electron momenta $\vec{k}_{1,2}$ relative to the center of mass of all particles. The second set are the Jacobi momenta - the center of mass momentum of the electron pair $\vec{k}_+ = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$, where $-\vec{k}_+$ is the momentum of the recoiling nucleus, and $\vec{k}_- = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)/2$ is the relative momentum of the electrons. Atomic units are used throughout. The two coordinate systems suggest two different perspectives on the double ionization process: single electron coordinates describe the escape of each electron from the nuclear potential. Therefore they would be most appropriate if the coupling between the electrons could be treated as perturbation while their motion is mainly governed by the nuclear field and the photon. In contrast, Jacobi coordinates are better suited to describe the motion of the nucleus (k_+) in the potential of the electron pair and the breakup of the two electrons (k_-). This is most useful if the saddle region of the potential surface governs the final state of the reaction, which is expected close to threshold [3].

The preferential break up of the electron pair can be understood by studying the helium atom in a molecular picture, where the electronic separation \vec{R} is interpreted as a molecular axis and the projection m of the total angular momentum on this axis is taken as an approximate quantum number. Apart from m , the other quantum number to classify molecular symmetries is $t = 0, 1$. If we denote the position of the electronic center of mass relative to the nucleus by \vec{r} , $(-1)^t$ describes the electronic wave functions behaviour under the internal parity transformation $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$. In this picture the helium ground state is a molecular σ_g state ($m = 0$ and $t = 0$) and dipole selection rules allow transition to σ_u ($m = 0$ and $t = 1$) or π_u ($m = 1$ and $t = 1$) molecular states. A propensity rule, first found in double excitation and also valid for double ionization near threshold, can be expressed as

$$\Delta((-1)^{t+m}) = 0. \quad (1)$$

Hence π_u and therefore final states with $m = 1$ are preferred. This propensity rule is also valid in momentum space, where \vec{k}_- takes the role of the molecular axis. The corresponding asymmetry parameter is $\beta_- = 2$ for pure $m = 0$ and $\beta_- = -1$ for pure $m = 1$ transitions. Data for 1 eV [1] and 20 eV [2] above threshold agree with the

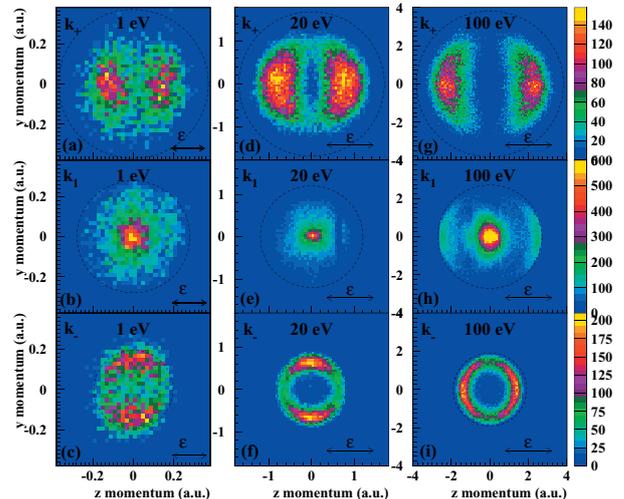


FIG. 1: Density plots of projections of the momentum distributions from double ionization of He by three different energies. (a),(d),(g) Momentum distribution of the He^{2+} ion (k_+). (b),(e),(h) electron momentum (k_1) and (c),(f),(i) electron pair relative momentum $(k_1 - k_2)/2$. The circle locates the maximum possible momentum in each coordinate at the respective Photon energy.

dominance of $m = 1$ but the propensity rule is expected to break down at higher energies [4].

In the present study we have measured fully differential cross sections at 100 eV above threshold. The experiment has been performed using COLTRIMS at the Advanced Light Source. In brief, the linear polarized photon beam is intersected with a supersonic Helium gas jet. The He^{2+} ions and electrons created in the overlap volume are guided by electric and homogeneous magnetic fields onto large area position sensitive channel plate detectors with delay-line anode [5]. The momentum vector of each particle is calculated from the measured time-of-flight and the position of impact. The electric and magnetic field yield a solid angle of 4π for collection of electrons up to 60 eV. The momentum of the other electron is deduced from total momentum conservation of the three particle final state. With an excess energy of 100 eV, always one electron has less than 50 eV, and hence our setup covers the full 5 dimensional final state momentum space of the reaction.

Figure 1 shows the momentum space distribution in k_1 , k_+ and k_- for three different photon energies. The

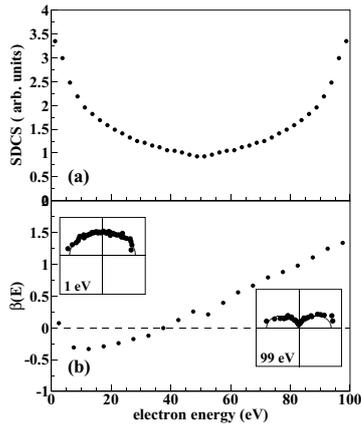


FIG. 2: (a) Electron energy distribution or single differential cross section ($d\sigma/dE_1$). (b) β -parameter of one electron from helium double ionization at 179 eV photon energy. The insets show $d\sigma^2/(d\Omega dE)$ at $E = 1$ eV and 99 eV in polar coordinates.

right column displays the present results for an energy of 100 eV above threshold. These results should be compared to previous measurements with lower photon energy: the left and the middle columns of Figure 1 show the results for 1 eV and 20 eV above threshold, from [1] and [2]. One can see that at 100 eV above threshold the slow electrons are almost isotropic, whereas the fast electrons are preferentially emitted along the polarization axis. The k_- distribution also shows a maximum along the polarization axis, i.e. the electron pair breaks up preferentially along the polarization axis ϵ . The latter is in contrast to the situation at 1 eV and 20 eV above threshold, where one finds, that the k_- distribution has maxima perpendicular to the polarization axis, i.e. the electron pair break up preferentially perpendicular to ϵ . This observation shows that the propensity rule for the molecular states with $|m| = 1$ no longer holds 100 eV above threshold.

To investigate the situation in more detail figure 2 and 3 show the doubly differential cross sections in electron and Jacobi coordinates. For the electron energy distribution we find an asymmetric energy sharing. At the same time the momentum of the fast electron exhibits almost a dipole angular distribution while the slow electron has a β close to 0 or even negative. This indicates that at least for very asymmetric energy sharing one can state

that the fast electron has absorbed the photon energy and most of the angular momentum. In Jacobi coordinates (figure 3) one finds that the energy is about equally shared between the center of mass motion (E_+) and the electron pair breakup motion (E_-), in contrast to the situation close to threshold where $E_+ \ll E_-$ is favored due to electron repulsion [1]. At the same time β_+ is almost 2 in good agreement between theory and experiment. The β_- parameter is not negative anymore in the region which contributes most to the total cross section.

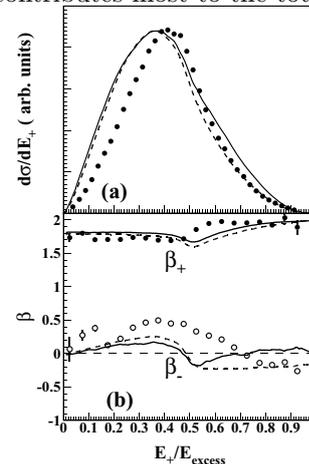


FIG. 3: (a) $SDCS = d\sigma/dE_+$, energy in units of the 100 eV excess energy. (b) β -parameter of the k_+ and k_- momenta. The dots are the experimental data, the solid and dashed lines show 3C calculations in length and velocity form, respectively.

This indicates that the propensity rule for π_u final states no longer holds at 100 eV, as it does up to 20 eV excess energy [2].

Acknowledgments

This work was supported in part by BMBF, DFG, the Division of Chemical Sciences, Geosciences and Biosciences Division, Office of Basic Energy Sciences, Office of Science, U. S. Department of Energy. R.D. was supported by the Heisenberg Programm der DFG. A. K. and Th.W. thank Graduiertenförderung des Landes Hessen for financial support.

- [1] R. Dörner, J. Feagin, C.L. Cocke, H. Bräuning, O. Jagutzki, M. Jung, E.P. Kanter, H. Khemliche, S. Kravis, V. Mergel, M.H. Prior, H. Schmidt-Böcking, L. Spielberger, J. Ullrich, M. Unverzagt and T. Vogt. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1024 (1996). see also erratum in *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2031 (1997).
- [2] H.P. Bräuning, R. Dörner, C.L. Cocke, M.H. Prior, B. Krässig, A. Bräuning-Demian, K. Carnes, S. Dreuil,

- V. Mergel, P. Richard, J. Ullrich and H. Schmidt-Böcking. *J. Phys.* **B30**, L649 (1997).
- [3] G.H. Wannier. *Phys. Rev.* **90**, 817 (1953).
- [4] J.S. Briggs, M. Walter and J.M. Feagin. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **33**, 2907 (2000).
- [5] (see Roentdek.com for details of the detectors).

Untersuchung von Symmetrieffekten bei der Photodoppelionisation von spinpolarisiertem 3S_1 -He*

Aufbau und Planung des Experiments

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

Um etwaige Symmetrieffekte in einer Reaktion erkennen zu können, muß ein entsprechender Beobachtungsrahmen geschaffen werden, der dies gestattet. Eine Möglichkeit, dies zu tun, findet sich z.B. mit der Photodoppelionisation von spinpolarisiertem Helium. Der polarisierte Elektronenspin der Heliumatome stellt einen Axialvektor dar, der im Raum ausgerichtet werden kann. Ebenfalls durch einen Axialvektor können zirkular polarisierte Photonen repräsentiert werden. Mit zwei Axialvektoren ist die Erzeugung eines Koordinatensystems eindeutiger Händigkeit möglich, so daß im Falle der Photodoppelionisation von spinpolarisiertem He mit zirkularem Licht ein auf Symmetrieffekte sensitiver Beobachtungsrahmen vorhanden ist.

Die konkrete Realisierung des Experimentes beruht auf dem im Institut für Kernphysik entwickelten spinpolarisierten Heliumtarget [1]. Um es im Rahmen einer Strahlzeit an einer Synchrotronanlage wie BESSY II oder HASYLAB einsetzen zu können, mußte der gesamte Aufbau modifiziert werden. Dies geschah insbesondere um eine einfachere Wartbarkeit zu ermöglichen. Nachdem sich in [1] gezeigt hat, daß der erzeugte Plasmajet aufgrund der schlechten Vakuumverhältnisse (bis zu 10^{-3} mbar) in der Expansionskammer zu einem Teil zerstört wurde, wurde die Expansionskammer außerdem mit dem Ziel die Pumpleistung zu maximieren überarbeitet. Des weiteren kann die gesamte Quellenkammer vom Rest des Experimentes abgetrennt werden, ohne daß der restliche Aufbau belüftet werden muß. Der die Expansionskammer vom restlichen Aufbau trennende Skimmer dient hierbei als Schiebeventil. Nach dem Abtrennen kann die Expansionskammer auf zwei Schienen in eine Position geschoben werden, die ein einfaches Auswechseln der MSE-Folie ermöglicht.

Um die Plasmaquelle vorzukühlen kann entweder eine Kühlfalle mit flüssigem Stickstoff oder ein Kaltkopf eingesetzt werden. Dadurch wird prinzipiell ein Betrieb des Plasmas bei weniger als 80K ermöglicht. Sollte dies allerdings nicht große Vorteile bringen, kann der größere technische Aufwand eines Kaltkopfes vermieden werden, und die Kühlfalle benutzt werden.

In die Magnetkammer wird ein von außen durch einen Glasflansch sichtbarer Schirm eingebaut. Dieser kann zur Justage der Plasmadüse in den Plasmajet gefahren werden. Mit einem weiteren Leuchtschirm im Jetdump kann so die Strahlage während des Experiments überprüft werden. Wie im Falle der Expansionskammer wurde auch beim Entwurf der Magnetkammer Wert auf eine möglichst hohe Pumpleistung gelegt. Der im ersten Aufbau als CF63 dimensionierte Stutzen, an den die Turbomolekularpumpe angeschlossen wird, wurde auf CF100 vergrößert.

Als Spektrometerkammer dient ein gewöhnliches CF200-Rohr, das waagrecht montiert wird. Es kann um seine Symmetrieachse gekippt und leicht verschoben werden, um die durch die Spinseparation entstehende, leichte Schräglage des Plasmajet von 3° auszugleichen.

Zum Nachweis der Helium Fragmente wird ein gewöhnliches COLTRIMS-Spektrometer mit Orts- und Flugzeitfokussierung und B-Feld eingesetzt. Das Spektrometer ist für eine maximale Elektronenenergie von 15 eV ausgelegt, wobei nur das Ion und eines der beiden Elektronen nachgewiesen werden sollen. Der Impuls des zweiten Elektrons wird über die Impulserhaltung berechnet.

Der entstehende Aufbau ist so konstruiert, daß neben dem Einsatz am Synchrotron auch die Multiphotonenionisation mit einem Laser oder die Durchführung eines Ion/Atom-Stoßexperimentes denkbar ist.

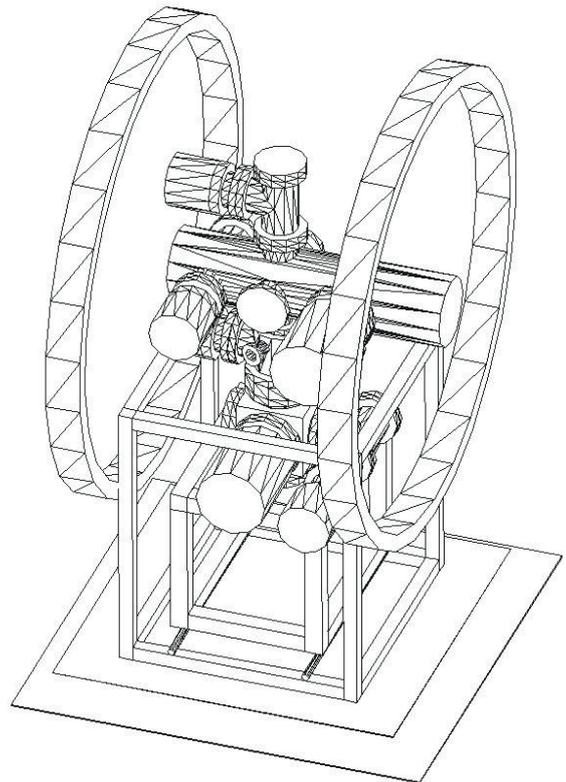


Abb. 1: Der Versuchsaufbau mit Plasmaquelle, Separations-einheit, COLTRIMS-Kammer und Helmholtzspulenpaar.

Referenzen:

[1] T. Jahnke, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2002)

Elektron Elektron Impulsaustausch bei Doppelionisation von Argon in starken Laserfeldern

M. Weckenbrock¹, S. Kammer¹, A. Staudte¹, M. Smolarski¹, V.R. Bhardwaj²,
D. Rayner², D. Villeneuve², P. Corkum² and R. Dörner¹

¹ Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt am Main

² National Research Council, 100 Sussex Drive, Ottawa, Ontario, Canada K1A 0R6

Die korrelierten Bewegungen von Vielkörper Coulomb Systemen haben weitreichenden Einfluss in vielen Gebieten der Physik genauso, wie in der Chemie. Ein markanter Prozess, bei dem diese korrelierten Bewegungen beobachtet und erforscht werden können, ist die zweifache Freisetzung von Elektronen aus Atomen (Doppelionisation) in einem starken Laserfeld.

Zwei wichtige Fragen, die sich dabei ergeben, sind:

- 1) Wie funktioniert der Mechanismus, der die beiden Elektronen freisetzt?
- 2) Welche Bewegungen vollführen die Teilchen im Laserfeld, wenn sie sich im Kontinuumszustand befinden?

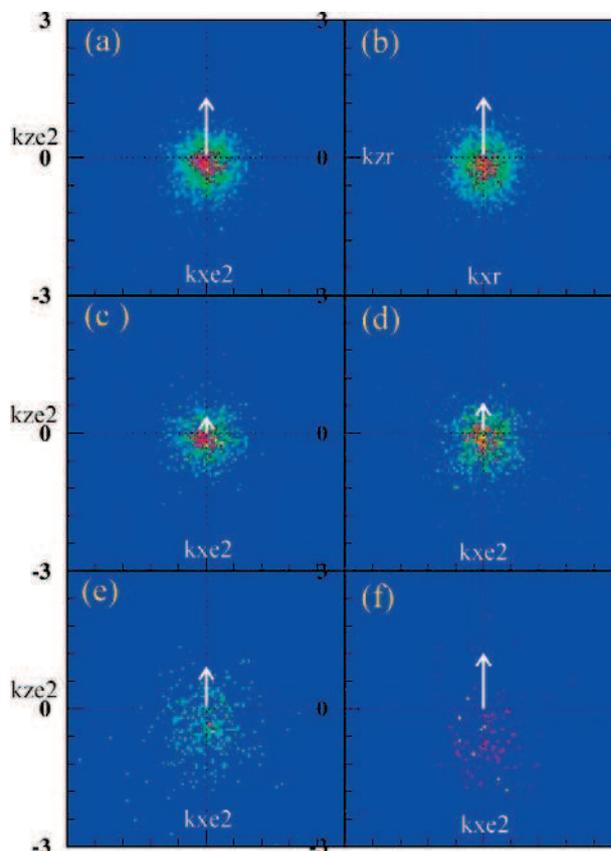
Eine weitverbreitete Erklärung für den Mechanismus, der zur Doppelionisation führt ist der Rescattering-Prozess. Dabei wird das erste Elektron durch das Laserfeld aus dem Atomverband freigesetzt. Es nimmt Energie aus dem Feld auf und kehrt nach einem halben Laserzyklus wieder zum Ion zurück, wo dann durch einen Elektron-Elektron-Stoß auch das zweite Elektron freigesetzt wird. Allerdings verbergen sich genau hinter diesem letzten Schritt viele noch offene Fragen. Wie kann überhaupt das zuerst ionisierte Elektron seine Energie an das Ion abgeben, was dann zum Freisetzen des zweiten Elektrons führt? Welche Rolle spielt dabei das Laserfeld? Antworten auf diese und noch weitere offene Fragen erwartet man aus den Beobachtungen der Impulszustände der beiden ionisierten Elektronen.

Alle bisherigen theoretischen und auch experimentellen Beobachtungen der an der Doppelionisation beteiligten Teilchen haben sich auf die Impulskomponente in Richtung des Laserfeldes bezogen.

In einer Experimentierreihe in Kanada im Mai 2002 erforschten wir erstmals die Impulskomponente senkrecht zum Laserfeld. Der Vorteil dieser Messung ist, dass der Impuls senkrecht zum Feld ausschliesslich aus der Wechselwirkung der drei Teilchen und nicht aus dem Laserfeld herrührt.

Der sehr kleine Impulsaustausch im Streuprozess der Elektronen kann nicht durch die sehr viel grösseren Impulse, die aus der Wechselwirkung mit dem Laserfeld herrühren, erklärt werden. Abbildung (1) zeigt die Impulse beider Elektronen in der Ebene senkrecht zur Polarisationsrichtung (z-Richtung) des Lasers. Die Impulskomponente des Elektrons a definiert die y-Richtung. In Abbildung 1a) sind die x- und y- Impulskomponenten des Elektrons b dargestellt (k_{xb}, k_{yb}). Die Impulskomponenten des Elektrons a senkrecht zur Polarisationsachse sind durch die Pfeile dargestellt. Es wurde über alle Impulse parallel zu \vec{E} integriert.

Abbildung 1 b) zeigt jetzt die Impulskomponenten des Rückstossions (Ar^{2+}) äquivalent zu denen in a). In Abb. 1 c) – f) sind die selben Impulskomponenten wie in (a) dargestellt, allerdings wurde der Longitudinalimpuls eingeschränkt: c) $0 < k_{ye} < 0.3$ a.u., d) 0.3 a.u. $< k_{ye} < 0.6$ a.u., e) 0.6 a.u. $< k_{ye} < 0.9$ a.u., 0.9 a.u. $< k_{ye} < 1.2$ a.u. .



Elektronenbeugung am D₂ Molekül in starken Laserfeldern

A. Staudte¹, S. Kammer¹, M. Weckenbrock¹, M. Smolarski¹, V.R. Bhardwaj²,
D. Rayner², D. Villeneuve², P. Corkum² and R. Dörner¹

¹ Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt am Main

² National Research Council, 100 Sussex Drive, Ottawa, Ontario, Canada K1A 0R6

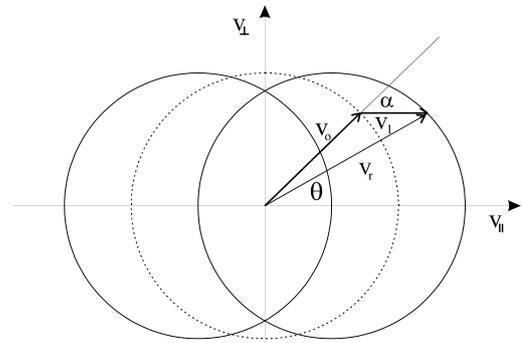
An der neuen hochauflösenden COLTRIMS Apparatur am National Research Council wurden 2002 unter anderem Messungen von D₂ in 50fs, 800nm Laserpulsen bei einer Intensität von $1.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ durchgeführt.

Trotz der offenbaren Einfachheit des Wasserstoffmoleküls und der Tatsache, daß mittlerweile schon viel Aufwand getrieben wurde, die Wechselwirkung von Molekül und sehr starken Laserfeldern zu verstehen, bleibt das Interesse an diesem Molekül unverändert stark. So erfahren seit kurzem Interferenzeffekte aller Art besondere Aufmerksamkeit [1,2,3].

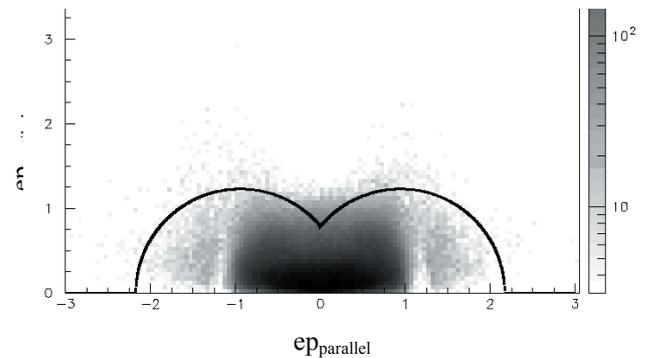
Ein Ansatz untersucht die Beugung des im Laserfeld zum Ion zurückkehrenden Elektrons am Molekül mit dem langfristigen Ziel, auf diese Weise eine zeitaufgelöste Abbildung des Molekülgitters, ähnlich der klassischen Elektronenbeugung an Kristallen, zu erhalten. Das sogenannte Recollision ist in Atomen erstmals nachgewiesen worden und hat in einen vom Atom abhängigen Intensitätsbereich vor allem eine Doppelionisation zur Folge. Dagegen spielt Recollision bei der molekularen Doppelionisation eine nur untergeordnete Rolle, ja lange Zeit war man sich der Existenz des molekularen Pendants nicht einmal sicher [4].

Die zusätzlichen Freiheitsgrade des D₂ Moleküls drücken sich in einer Vielfalt von Wechselwirkungsmechanismen aus: so dominiert die der Einfachionisation folgende lichtinduzierte Dissoziation bei niedrigen Intensitäten alle anderen Prozesse. Bei höheren Intensitäten tritt ein Mechanismus auf der als Charge Resonance Enhanced Ionization (CREI) bezeichnet wird und einen mit der Dissoziation verbundenen zweiten Ionisationsschritt beschreibt. Dieser ist unabhängig von der ersten Ionisation. Durch diesen Schritt werden die entstehenden D⁺ Kerne auf die Coulombexplosionskurve projiziert und sind dabei aufgrund der dissoziativen Vorgeschichte entlang der Polarisierung ausgerichtet. Anhand der Energie der Fragmente kann leicht der Abstand der Kerne zum Zeitpunkt der zweiten Ionisation bestimmt werden. Das zweite Elektron wird im Laserfeld beschleunigt, nimmt eine von der Startphase abhängige Energie aus dem Laserfeld auf und kann ebenfalls zu den Kernen zurückkehren (innerhalb 1.5fs), noch bevor sie merklich auseinandergerückt sind ($\Delta r < 0.05 \text{ au}$), und an dem Doppelspalt des Molekülgitters gebeugt werden.

Natürlich kann diese Beugung auch das erste Elektron erfahren, jedoch werden aufgrund des viel geringeren Kernabstands zum Zeitpunkt der ersten Ionisation viel höhere Intensitäten ($\sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$) benötigt, um Beugungseffekte zu sehen.



Durch Setzen einer Bedingung auf die Dissoziationsenergie wird ein bestimmter Kernabstand festgehalten und es kann nach Beugungsmustern in den Elektronenimpulsen gesucht werden. Bei der Auswertung des Experimentes ist zu beachten, daß die gemessenen Elektronenimpulse eine vektorielle Summe aus dem Impuls zum Zeitpunkt der Beugung und dem danach aus dem Feld zusätzlich gewonnenen Impuls ist.



[

- 1] Niikura et al, Nature **417**, 917 (2002)
- 2] Bandrauk et al, Phys. Rev. A **67**, 013407 (2003)
- 3] Bhardwaj et al, Phys. Rev. Lett. **87**, 253003 (2002)
- 4] Staudte et al, Phys. Rev. A **65**, 20703 (2002)

Zum axialen und radialen Energietransport in EZR-Plasmen

K. E. Stiebing, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, IKF

V. Mironov, G. Shirkov, Joint Institute of Nuclear Research (JINR), Dubna(Moskau), Russland

S. Biri, Institute of Nuclear Research (ATOMKI), Debrecen, Ungarn

Im heißen Plasma einer EZR-Entladung spielen der Transport der Energie aus der Heizzone in das übrige Plasma und die Wechselwirkung des Plasmas mit den Kammerwänden eine entscheidende Rolle für die Erzeugung hochgeladener Ionen. Neben der normalen, *ambipolare* Diffusion, bei der Elektronen- und Ionenbewegung gekoppelt sind und zu einer gemeinsamen Driftgeschwindigkeit führen, spielt bei magnetisch eingeschlossenen Plasmen, wie z.B. bei der EZR, auch *nichtambipolarer* Transport eine wichtige Rolle. So ist bekannt, dass in EZR-Quellen der axiale Elektronentransport begünstigt wird. Die Ionen sind wegen ihrer niedrigen Geschwindigkeit weniger stark im Magnetfeld gebunden und können daher senkrecht zum Magnetfeld (radial) driften. Um dennoch die globale Neutralität (Quasineutralität) aufrecht zu erhalten, muss diese unterschiedliche Drift ausgeglichen werden. Dies kann, bei Plasmagefäßen mit leitenden Wänden, über Wandströme („Simon short currents“) erfolgen [1] oder es treten Diffusionsströme durch Plasmainstabilitäten auf, die eine Driftbewegung des gesamten Plasmas, oder von Teilen des Plasmas zur Folge haben.

Ziel dieser Arbeit ist es, weitere Informationen über den sog. „biased Disk Effekt“ [2] zu erhalten, der bei EZR Quellen zur Verbesserung der Ionenausbeute eingesetzt wird. Die „biased Disk“ ist eine Metallelektrode, die in der Nähe des Plasmas injektionsseitig auf der Quellenachse positioniert wird. Bei geeigneter Wahl der Vorspannung dieser Elektrode (relativ zur Kammerwand) kann die Ionenausbeute um mehr als eine Größenordnung verbessert werden. Im Gegensatz zur älteren Annahme, dass es sich hierbei um eine direkte Beeinflussung der Plasmamparameter (z.B. Temperatur oder Dichte der Elektronen im Plasma) handelt, legen neue Experimente nahe, diese Veränderungen im Zusammenhang mit einer gezielten Beeinflussung der o.g. Ströme zu sehen [3-6].

Zur getrennten Messung der radialen und axialen Ströme aus dem Plasma haben wir die EZR-Quelle mit einer speziellen Elektrodenanordnung ausgestattet. (Fig.1), die aus zwei, gegenüber der Plasmakammer isoliert angebrachten Elektroden besteht. Der Zylinder schattet zu 80% die Plasmakammer im Bereich des Plasmas ab und dient zur Messung der radialen Ströme. Die Frontelektrode, zusammen

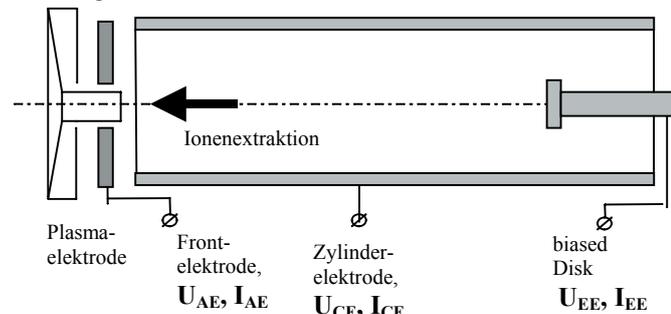


Abb. 1: Prinzip der Messanordnung

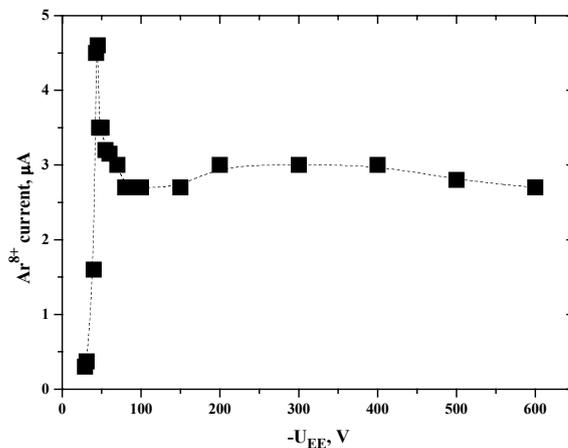


Abb.2: Ar^{8+} - Ionenströme als Funktion der *negativen* Spannung an der „biased Disk“

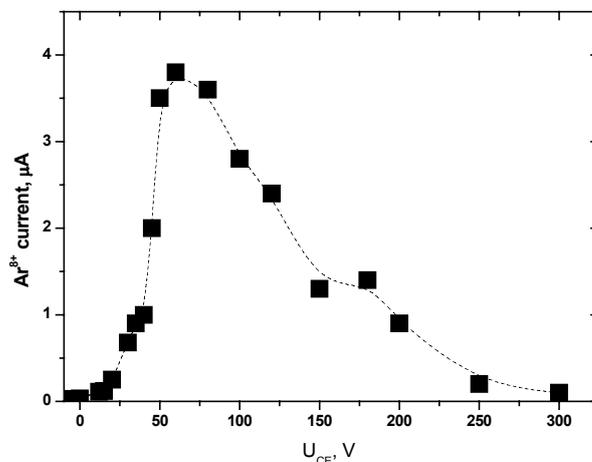


Abb.3: Ar^{8+} - Ionenströme als Funktion der *positiven* Spannung an der Zylinderelektrode

mit der üblichen biased Disk der Quelle, dient zur Messung axialer Ströme. Auch gezeigt ist die, mit Kammerpotential verbundene Extraktionselektrode. Die Messgrößen sind ebenfalls angedeutet.

In Abb.2 ist ein Beispiel für den bekannten „biased Disk Effekt“ gegeben. In Abhängigkeit der Spannung an der Endelektrode kann die Ionenausbeute aus der Quelle gesteuert werden. Ein scharf begrenztes Maximum ist bei ca. 50-60 Volt zu sehen. Ein ähnliches Ergebnis kann erreicht werden, wenn an die Zylinderelektrode eine positive Spannung gelegt wird

(Abb.3). Allerdings nimmt hier die Ionenausbeute mit zunehmender Spannung wieder bis auf die sehr geringen Anfangswerte ab. Es liegt daher nahe, gerade das hohe Maximum bei +/- 50-60V auf beiden Elektroden dem o.g. Prozessen zuzuschreiben. Bei höheren Spannungen kommen bei der Disk als Antielektroden zur Extraktionsöffnung der Quelle offensichtlich noch andere Mechanismen hinzu [2,3].

Die Bilanz der Transportströme als Funktion der negativen Spannung an der „biased disk“ ist in Abb.4 dargestellt. Es ist offensichtlich, dass die Spannung an der Disk zur Steuerung der Diffusionsströme eingesetzt werden kann. So entspricht die Ausgangssituation, negative Ströme (Elektronen) zur den Endelektroden und positive Ströme (Ionen) zur Zylinderelektrode den Erwartungen bei der in der EZR gegebenen Magnetfeldkonfiguration. Bei zunehmend negativ vorgespannter Disk dreht sich dieses Bild sehr schnell um. Dadurch, dass Elektronen an der Endelektrode reflektiert werden, wird der dort gemessene Nettostrom positiv, und spiegelt die, entlang der Achse erhöhte Stromdichte an Ionen wider, die extraktionsseitig zur Erhöhung der Ionenausbeute führt. Zum Ausgleich muss der Elektronenstrom auf den Zylinder gelenkt werden, was durch die Messung bestätigt wird. Der Strom zur Disk zeigt ein lokales Maximum etwa bei der Spannung, bei der die Ionenausbeute ihr Maximum (siehe Abb. 1 u. 2) hat. Danach weisen beide Ströme fast Sättigungscharakter auf. Die Frontelektrode, die im Bereich der Extraktion eine Öffnung von 10mm besitzt, weist eine nur sehr schwache Abhängigkeit von den Spannung an der Endelektrode auf. Die Summe aller auf den Elektroden gemessenen Ströme ist negativ, weil in der Gesamtbilanz der positive Strom der extrahierten Ionen ausgeglichen werden muss. Da die Anordnung nicht vollständig geschlossen ist, ist keine absolute Aussage möglich.

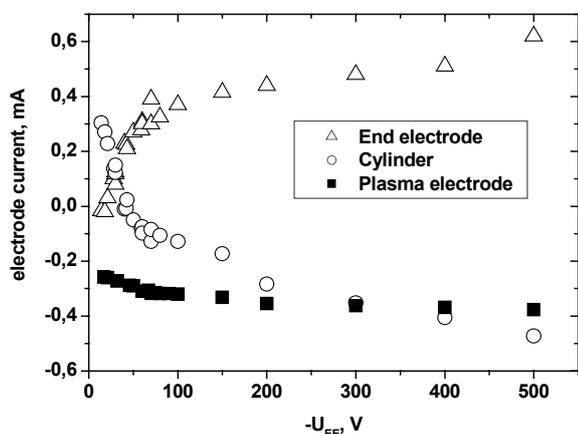


Abb.4: Ströme zur „biased disk“ (offene Dreiecke), zur Zylinderelektrode (offene Kreise) und zur Frontelektrode (gefüllte Quadrate) als Funktion der *negativen* Spannung an der „biased disk“. Die Ströme der Zylinder- und der Frontelektrode werden relativ zum Quellenpotential gemessen.

In unseren Untersuchungen zur Wirkungsweise der „biased Disk“ konnten wir zeigen, dass die, mit einer Spannungsänderung an der Disk verbundenen Änderungen der Ionenströme viel zu schnell erfolgen, als dass sie durch Änderungen der Plasmaparameter erklärt werden könnten[4]. Außerdem ist der „biased Disk Effekt“ mit einer

Herabsetzung des Plasmapotentials verbunden [2]. In einem begrenzten Plasma baut sich als Folge der Wechselwirkung mit der Gefäßwand in der Plasmarandschicht ein Gradient auf, der dazu führt, dass das Plasma gegenüber dem Gefäß positiv geladen ist. Typische Plasmapotentiale liegen im Bereich 20-40V. Im Fall der optimierten Disk wird dieser Wert um 20-25%, also um ca. 5V, erniedrigt. Die hier dargestellten Messungen zeigen nun, dass dieser Effekt offensichtlich über die Steuerung der Transportströme durch das Diskpotential erreicht wird.

Es ist schwierig, experimentell eindeutig zu unterscheiden, ob die gemessenen Ströme durch magneto-hydrodynamische Instabilitäten hervorgerufen werden oder Wand-Kurzschlussströme sind. Sollten Kurzschlussströme der ausschließliche Grund sein, so wäre zu erwarten, dass die Unterbrechung dieser Ströme, die Diffusionsgeschwindigkeit auf die, der ambipolaren Diffusion herabsetzt und damit eine Erhöhung der Lebensdauer der Ionen in der Quelle bewirken würde, die eine Erhöhung der Ausbeute an hochgeladenen Ionen zur Folge haben müsste [7]. Wir haben die Stromverbindung zwischen radialer Elektrode (Zylinder) und axialer Elektroden (Frontelektrode und Disk) durch eine Spannungsversorgung des Zylinders getrennt. Es konnte jedoch keine Spannung gefunden werden, die zu der erwarteten Erhöhung der Ausbeuten an hochgeladenen Ionen führte (dies gilt insbesondere für die Spannung, die zum Nettostrom 0.A, also zur eigentlichen Unterbrechung der Wandströme, führte). Hier muss allerdings bemerkt werden, dass die komplexe magnetischen Struktur der EZR Quelle auch Elektronenströme auf Bereiche des Zylinders führt und die mit unserer Anordnung einzig mögliche Maßnahme zur Unterbrechung der Ströme u. U. nicht ausreichte um den Effekt hervorzubringen. Zu diesem Zweck sollte das Experiment mit einer, dem Plasmamuster angepassten Trennung der Wandbereiche wiederholt werden. Die Verwendung einer isolierenden Plasmakammer ist keine wirkliche Alternative, da sie eine völlig andere Quelle darstellt. Versuche mit einem Keramikeinsatz in der Plasmakammer führten zu enttäuschend niedrigen totalen Ionenausbeuten über den gesamten Ladungszustandsbereich.

Referenzen:

- [1] A. Simon, Phys. Rev., **98**, 317 (1955).
- [2] G.Melin et al., Proc. of the 10th Int. Worksh. on ECR Ions Sources, Knoxville, 1990, Herausgeber F.W.Meyer und M.I.Kirkpatrick, Report ORNL CONF-9011136, p.1
- [3] V. Mironov, K.E. Stiebing, O. Hohn, L.Schmidt, H. Schmidt-Böcking, S.Runkel, A.Schempp, G. Shirkov, S. Biri und L.Kenéz, Rev.Sci.Instrum., **73**, 623 (2002).
- [4] V. Mironov, S.Runkel, K.E. Stiebing, O. Hohn, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, A.Schempp und G. Shirkov, Rev.Sci.Instrum., **72**, 3826 (2001).
- [5] K.E. Stiebing, O. Hohn, S. Runkel, L.Schmidt, H. Schmidt-Böcking, V. Mironov und G. Shirkov Phys.Rev. ST Accel. Beams **2**, 123502 (1999)
- [6] S. Runkel, O. Hohn, K.E. Stiebing, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, V. Mironov und G. Shirkov, Rev.Sci.Instrum., **71**, 912 (2000)
- [7] A.G. Drentje, U. Wolters, A. Nadzeyka, D. Meyer und K. Wiesemann, Rev.Sci.Instrum., **73**, 516 (2002).

unterstützt durch das BMBF im Rahmen des Programms wissenschaftlich-technische Zusammenarbeit (WTZ) Fördernummern: RUS-01/689 und HUN-00/028.

Polarization Studies for Radiative Recombination Transitions into High-Z Ions

S.Tachenov^{1,2}, Th Stöhlker^{1,2}, D.Banas^{1,7}, H.F. Beyer¹, F.Bosch¹, A.Gumberidze^{1,2,8}, S.Hagmann^{1,3}, C.Kozhuharov¹, Th.Krings⁹, X.Ma⁶, A.Orsic Muthig^{1,2}, D.Protic⁹, D.Sierpovski⁴, U.Spillmann^{1,2}, Z.Stachura⁵, A.Warczak⁴.

¹GSI-Darmstadt, Germany, ²IKF, University of Frankfurt, Germany, ³Kansas State University, USA,

⁴Institute of Physics, Cracow University, Poland, ⁵INP, Cracow, Poland,

⁶IMP, Lanzhou, China, ⁷Institute of Physics Swietokrzyska Academy, Kielce, Poland,

⁸Tbilisi State University, Georgia, ⁹FZ-Jülich, Germany.

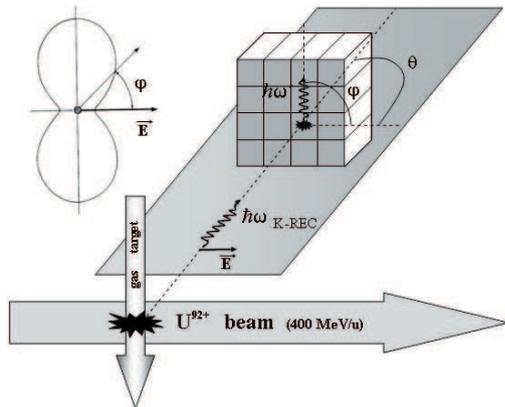


Figure 1: Measuring the polarization by detecting the Compton scattering inside the pixel detector.

Two dimensional position sensitive solid-state detectors are an important tool for the current x-ray spectroscopy program of the ESR storage ring. Beside their application for 1s Lamb Shift experiment [1], such detectors are in particular well suited for polarization studies for photons at energies above 100 keV. Very recently, the linear polarization of photons arising from radiative electron capture (REC, the time reversed photoionisation process in relativistic ion-atom collisions) has attracted particular interest [2, 3]. However, up to now no such data, are available for the high-Z regime. To the best of our knowledge, this holds also true for photoionisation studies of heavy elements. By using the polarization sensitivity of two-dimensional germanium detectors via the Compton effect this topic can now be addressed experimentally.

Following the Klein-Nishina formula, the differential cross-section for Compton scattering of a photon with initial energy $\hbar\omega$ is given by

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \cdot r_0^2 \cdot \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} + \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} - 2 \sin^2 \theta \cdot \cos^2 \varphi\right)$$

where $\hbar\omega'$ denotes the energy of the scattered photon, θ the scattering angle between the initial and the scattered photon, and φ the angle between the polarization vector of the initial photon and the propagation direction of the scattered one (compare Figure. 1).

For radiative electron capture occurring in collision of

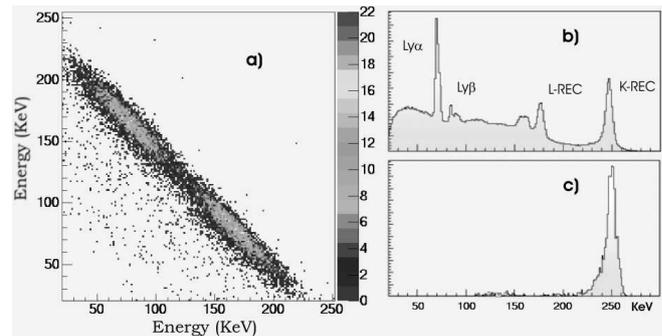


Figure 2: Scatter plot for coincident Compton events (a) with a sum energy equal to the K-REC line as given in (c). For comparison, the spectrum (b) was recorded for single photons.

bare uranium ions with low-Z gaseous targets a very first study by using a 4x4 planar germanium pixel detector with a pixel size of 7x7 mm has been performed recently at the storage ring ESR. In the experiment photon polarization was derived by the coincident registration between the segments where the Compton scattering occurs and where the Compton scattered photon is detected (for the experimental geometry compare Figure. 1, for the obtained spectra compare Figure. 2).

By analyzing different pairs of pixels we obtain the Compton scattering intensity distribution with respect to the angle φ . The measured distribution fits well to the Klein-Nishina formula and allows us to extract information about the degree of linear polarization and its orientation. As a preliminary result we can already state that the K-REC radiation is strongly polarized in the reaction plane (a plain, defined by the ion beam and K-REC radiation direction). The data evaluation is currently in progress.

References

- [1] D.Protic et al., IEEE Transactions on Nuclear Science 48, 1048 (2001).
- [2] A. Surzhykov, S. Fritzsche, Th. Stöhlker, Phys. Lett. A 289, (2001) 213.
- [3] J. Eichler and A. Ichihara, Phys. Rev. A 65, (2002) 062716.
- [4] S.E. Inderhess et al IEEE Trans. on Nuclear Science, Vol. 43, (1996) 1467-1471.

Polarization studies for electron capture into highly-charged ions

Andrey Surzhykov¹, Stephan Fritzsche¹, Thomas Stöhlker^{2,3} and Stanislav Tachenov^{2,3}

¹Fachbereich Physik, Universität Kassel, D-34132 Kassel; ²GSI, D-62491 Darmstadt; ³ IKF, University of Frankfurt

In recent years, relativistic collisions of heavy ions with low- Z target atoms have been studied intensively at the GSI storage ring in Darmstadt. For high- Z ions, for instance, a number of case studies concerned the radiative electron capture, the K -shell Coulomb excitation and ionization of projectiles, electron bremsstrahlung measurements and even the search for a correlated two-electron capture [1]. So far, however, most of these experiments have dealt with both, *unpolarized* target atoms and projectile ions. New possibilities in atomic collision physics now arise due to *polarization* measurements in which either the projectile ions or/and the target atoms are polarized. For such *polarization* studies, however, detailed information on the polarization of the projectile ions and the target atoms becomes highly desirable and, hence, it is necessary to find a "probe" collision process which may help indicating their polarization properties. One such "probe" process, as suggested from a theoretical viewpoint, is the radiative recombination of a free (or quasi-free) electron into a bound state of bare high- Z projectile ions. Such recombination process, both into the ground state as well as into excited ion states have been studied experimentally [1] and are well understood by theory [2]. However, neither the total cross sections of this capture process nor the angular distributions of the *recombination* photons appear (much) sensitive to the incident particle polarization.

A new and very promising possibility for determining the polarization of the atomic target and/or the projectile ion beam is given by the measurements of the *linear* polarization of the recombination photons. In fact, such measurements are possible today in the light of recent improvements in the x-ray polarization detector techniques. For instance, the first measurements of the linear polarization of the K -shell recombination photons have been done for the bare uranium ions by Stöhlker and co-workers in the summer 2002.

In this contribution, we study the linear polarization of the photons as emitted in capture of a *polarized* electron into a bound state of the bare projectile ions. The most natural framework for such polarization studies is given by the density matrix theory [3]. Within this approach the linear polarization of the radiation is described by two real Stokes parameters P_1 and P_2 . While the parameter P_1 relates to the intensities of light, polarized in parallel (and perpendicular) to the reaction plane $P_1 = (I_0 - I_{90})/(I_0 + I_{90})$, the parameter P_2 describes the polarization at angles 45° and 135° with respect to the reaction plane: $P_2 = (I_{45} - I_{135})/(I_{45} + I_{135})$.

The intensities of the linearly polarized light I_χ and, hence, the Stokes parameters can be calculated within the *exact relativistic* description by applying Dirac's wave functions for both the initial-continuum and the final-bound electron states. Figure 1, for instance, shows the Stokes parameters P_1 and P_2 of the photons, emitted due to the capture of a free polarized electron into the K -shell

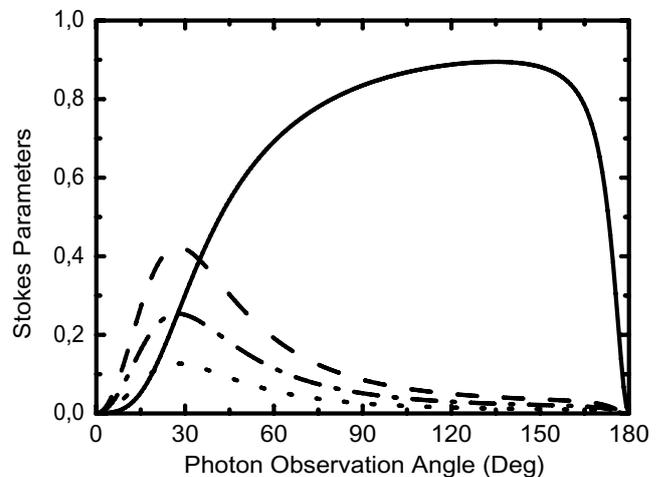


Figure 1: The Stokes parameters P_1 and P_2 of the photons emitted due to the capture of a polarized electron into the K -shell of the bare uranium projectile ion with energy $T_p = 400$ MeV/u. The Stokes parameter P_2 is shown for three degrees of polarization of the incident electron: $P_{el} = 30\%$ (- -), $P_{el} = 60\%$ (- · -) and $P_{el} = 100\%$ (· · ·). The Stokes parameter P_1 (—) is independent on the electron polarization P_{el} .

of U^{92+} projectile ion with energy $T_p = 400$ MeV/u. The Stokes parameters are displayed for three different polarizations of the incident electron in respect with the beam axis of $P_{el} = 30\%$, 60% and 100% . As seen from this Figure, the Stokes parameter P_1 does not depend on the electron polarization and, therefore, can not be used in polarization studies. In contrast, the second Stokes parameter P_2 , which reflects the intensity ratio of the light, linearly polarized at angles $\chi=45^\circ$ and $\chi=135^\circ$ with respect to the reaction plane, is linearly dependent on the polarization of electron: $P_2 \propto P_{el}$. The strongest polarization effect appears around a photon emission angle of $\theta = 27^\circ$ where the second Stokes parameter decreases from the $P_2 = 0.42$ for the capture of completely polarized electron to the $P_2 = 0.13$ for the electron polarization $P_{el} = 30\%$.

While, so far, the capture of polarized electrons by an unpolarized ion beam is considered, greater practical interest may concern the studies on the beam polarization by means of capture processes. Since the electron and beam polarization occur rather symmetrical in the framework of the density matrix theory, this theory can be used also to analyze the polarization of the ions. First investigations are currently under work for this topic.

References

- [1] Th. Stöhlker, *Physica Scripta* **T80** (1999) 165.
- [2] A. Ichihara *et. al.*, *Phys. Rev. A* **54** (1996) 4954.
- [3] A. Surzhykov *et al.*, *Phys. Lett. A* **289** (2001) 213.

Two-photon angular correlations in the electron capture of high- Z ions

Andrey Surzhykov¹, Stephan Fritzsche¹ and Thomas Stöhlker^{2,3}

¹Fachbereich Physik, Universität Kassel, D-34132 Kassel; ²GSI, D-62491 Darmstadt; ³IKF, University of Frankfurt

During recent years, a large number of experiments have been carried out at the GSI storage ring in order to study the radiative recombination (RR) of free (or quasi-free) electrons into the bound states of highly charged ions. So far, most of the measurements concerned the electron capture into the K -shell of *bare* projectile ions for which the total and angle-differential cross sections have been studied in detail by Stöhlker and co-workers [1]. In later years, several experiments were focused also on the radiative recombination into the *excited* states of the projectile ions, and their subsequent photon decay, since the angular distribution of the characteristic radiation may provide useful information about the population of the ionic sublevels following an electron capture. From the measurement of the anisotropic emission of the $Lyman-\alpha_1$ ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) radiation, for instance, a significant alignment of the $2p_{3/2}$ state of hydrogen-like uranium was deduced recently [2].

So far, however, the angular distributions of the *recombination* and the subsequent *decay* photons have been studied separately. More information about the dynamics of the capture process as well as the structure of the highly-charged hydrogen-like ions can be obtained, if both photons are observed in a $(e, 2\gamma)$ coincidence experiment. Owing to recent advances in x-ray detector techniques, such coincidence measurements are likely to be carried out at the GSI storage ring in the future.

For the theoretical treatment of such particle-particle correlation phenomena, the most natural framework is given by the density matrix theory [3]. Within this theory, the $(e, 2\gamma)$ radiative recombination is described as a two-step process where, in the first step, a free electron is captured into an excited ion state of the projectile ion under the simultaneous emission of the "recombination" photon γ_{RR} . This electron capture usually leads to the *non-statistical* population of the magnetic sublevels $|n_b j_b \mu_b\rangle$ of the residual ion. Within the framework of the density matrix theory, the population of the ionic substates is described in terms of so-called "reduced statistical tensors" \mathcal{A}_{kq} . In general, these tensors depend on the *collisional* parameters such as the projectile ion energy T_p and its nuclear charge Z as well as on the angle θ_{RR} with respect to the ion beam, under which the "recombination" photon is emitted.

The statistical tensors $\mathcal{A}_{kq}(\theta_{RR})$ of the excited ion state directly affect also to the properties of the subsequent "decay" photons, which are emitted in the second step of the $(e, 2\gamma)$ process. If we consider, for instance, the electron capture into the $2p_{3/2}$ state of bare ion, the angular distribution of the $Lyman-\alpha_1$ ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) radiation (in the reaction plane) is defined by the reduced statistical tensors of the second rank as:

$$W(\theta_{Ly}, \theta_{RR}) \propto 1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} \sum_{q=-2}^{q=2} Y_{kq}(\theta_{Ly}, 0) \times \mathcal{A}_{2q}(\theta_{RR}) f(E1, M2), \quad (1)$$

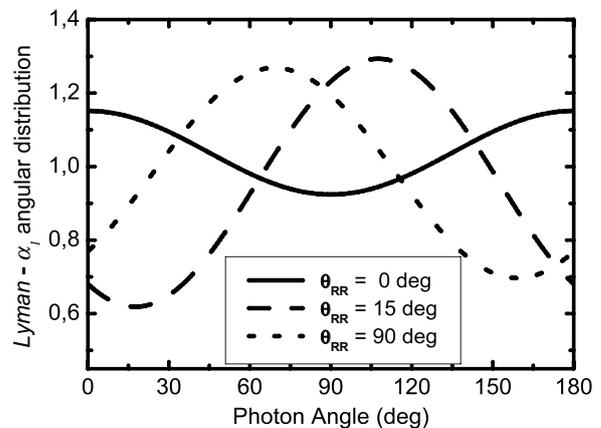


Figure 1: Angular distribution of the $Lyman-\alpha_1$ radiation following the radiative recombination of a free electron into the $2p_{3/2}$ state of the bare U^{92+} ion with energy $T_p = 220$ MeV/u. Distributions are shown in the projectile frame.

where $f(E1, M2)$ is called the *structure function* [3] which describes the interference between the electric dipole (E1) and the magnetic quadrupole (M2) transition amplitudes.

The angular distribution $W(\theta_{Ly}, \theta_{RR})$ (1) represents the photon-photon angular correlation function for the electron capture into $2p_{3/2}$ state and the following $Lyman-\alpha_1$ decay. This function depends not only on the emission angle of the "decay" photon but also on the angle θ_{RR} under which the "recombination" photon is detected. Figure 1 displays, for instance, the $Lyman-\alpha_1$ angular distributions for three different angles $\theta_{RR} = 0^\circ, 15^\circ$ and 90° of the "recombination" photon. As seen from this Figure, the $Lyman-\alpha_1$ distribution is symmetric around the angle $\theta_{Ly} = 90^\circ$ for a forward emission of the "recombination" photon ($\theta_{RR} = 0^\circ$) as it is expected from the *axial* symmetry of the overall system. In contrast, the emission of the "recombination" photon under any other angle ($\theta_{RR} \neq 0^\circ$ and 180°) breaks down the axial symmetry of the system and gives rise to an asymmetric angular distribution of the $Lyman-\alpha_1$ photons in coincidence measurements.

In the future, therefore, we expect the photon-photon angular correlation measurements to provide a tool for determining the polarization of either the electron target or the ion beam. Moreover, such coincidence studies may help distinguish between different population mechanisms of the excited states, following either the direct electron capture or cascade feeding from the upper levels. A more detailed analysis of such polarization and correlation effects is currently under the way.

References

- [1] Th. Stöhlker, *Physica Scripta* **T80** (1999) 165.
- [2] Th. Stöhlker *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 3270.
- [3] A. Surzhykov *et al.*, *J. Phys. B* **35** (2002) 3713.

Measurement of the Two-electron Contribution to the Ground State Binding Energy in He-like Uranium

A. Gumberidze^{1,2,6}, Th. Stöhlker^{1,2}, D. Banaś^{1,3}, G. Bednarz⁴, H. F. Beyer¹, F. Bosch¹, X. Cai⁷, S. Hagmann^{1,2}, O. Klepper¹, C. Kozhuharov¹, D. Liesen¹, X. Ma^{1,6}, P. H. Mokler¹, D. Sierpowski⁴, Z. Stachura⁵, M. Steck¹, S. Toleikis¹, A. Warczak⁴ and Y. Zou⁸

¹GSI, Darmstadt, Germany; ²IKF, Univ. of Frankfurt, Germany; ³Institute of Physics, Świętokrzyska Academy, Kielce, Poland; ⁴Jagiellonian University, Krakow, Poland; ⁵INP, Cracow, Poland; ⁶Tbilisi State University, Georgia; ⁷Institute of Modern Physics, Lanzhou, China; ⁸Fudan University, Shanghai, China

One of the most promising experimental approaches for the investigation of effect of quantum electrodynamics (QED) in the strongest available Coulomb fields is a precise determination of the ground state transition energies in one- and two-electron high- Z systems, e.g. uranium. Here the binding energies are strongly influenced by higher-order QED effects [1, 2]. In recent years the majority of experiments have focused on the investigation of one-electron high- Z ions [3, 4, 5]. For these systems the ESR storage ring provides unique experimental conditions and the available results are now at the threshold of becoming sensitive to the higher-order QED contributions.

In addition to one-electron systems, the study of spectra of helium-like ions has proven to be useful for understanding relativistic, correlation and QED effects in many-body systems. Recently, there has been a significant progress in theoretical as well as experimental studies of such systems, in particular for high- Z regime. Various theoretical investigations based on different methods such as the relativistic many-body perturbation theory (RMBPT) [6], multi configuration Dirac-Fock [7] and the unified method [8], have been performed. For the ground state the progress is in particular impressive, since even the two-electron QED contributions have been evaluated completely up to the second order [9]. Experimentally, several investigations were conducted based on the accurate determination of the ground state transition energies in high- Z He-like systems. However, these experiments must deal with large Doppler shifts and the fact that the observed $K\alpha_1$ and $K\alpha_2$ lines both contain two transitions that could not be resolved. Moreover, the He-like $K\alpha$ energies are dominated by the one-electron contributions and the two-electron effects (which are of interest for our study) give a minor contribution to the total transition energies. Recently a new approach has been developed which provides a direct access to the two-electron contribution for the ground state in He-like systems. This technique exploits radiative recombination (RR) transitions into the vacant K -shell of H- and He-like high- Z ions in order to measure the ionization potential of He-like species with respect to that of the H-like ions. This gives exactly the two-electron contribution to the ground state binding energy in He-like systems (Fig. 1). In particular, all one-electron contributions to the binding energy such as finite-nuclear size corrections and the one-electron self energy cancel out completely in this type of experiment. Note, this is a distinctive feature of this particular kind of QED test and is in contrast to all other tests of bound state QED for high- Z ions such as $1s$ Lamb shift (in one-electron systems),

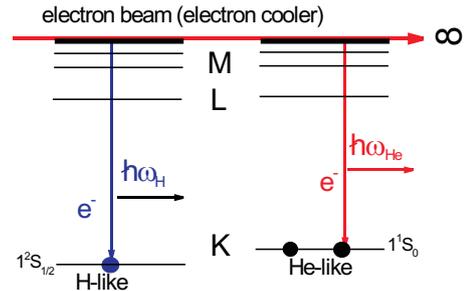


Figure 1: Schematic presentation of the RR process of free electrons into the initially bare and H-like ions. The energy difference $\Delta E = \hbar\omega_H - \hbar\omega_{He}$ gives exactly the two-electron contribution to the ionization potential in He-like ions.

g -factor of bound electrons, or hyperfine splitting. First experiments on the ground-state of He-like ions conducted at superEBIT [10] were very successful. However, at high nuclear charges it turned out that the production efficiency for bare ions is not sufficient and the results suffered by counting statistic. For example at $Z = 83$, a statistical accuracy of 14 eV has been achieved which has to be compared with the predicted two-electron QED (2eQED) contributions of 4.2 eV.

Recently, we started our investigation of the two-electron contributions to the ground state binding energy in helium-like uranium at the ESR storage ring. For this purpose, we used the experimental setup at the electron cooler section a setup which has already been used in former $1s$ Lamb shift experiments [5]. For the experiment bare and H-like uranium ions extracted out of the SIS were injected into the ESR at an energy of 360 MeV/u and subsequently decelerated down to 43.59 MeV/u. Directly after the injection from the SIS (before the deceleration) the ions were first cooled at the high energy, then electron cooling was switched off, the coasting beam was bunched and the deceleration mode was applied. At the low energy the electron cooling was switched on again and the measurement cycle started. X-rays emitted via radiative recombination in the cooler were detected by a segmented germanium detector consisting of four individual strips which viewed the interaction region at an observation angle close to 0° .

Because the key feature of the experiment is a relative

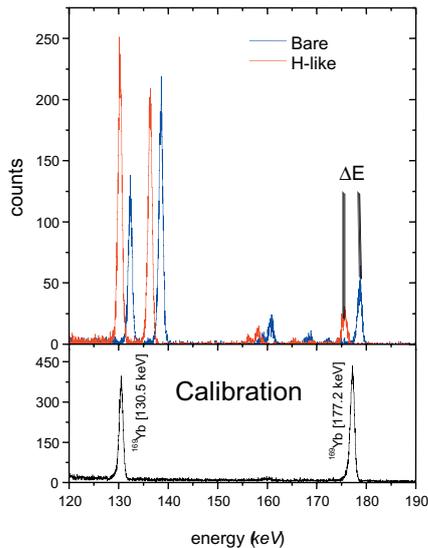


Figure 2: X-ray spectra for capture into bare and H-like uranium (forming H-, and He-like uranium respectively) as measured at ESR electron cooler together with the calibration spectrum.

measurement of RR into the K-shell of initially bare and H-like uranium, we changed during the experiment three times between the two charge states. Compared to a simultaneous storage of both charge states, also possible at the ESR, this applied method has the advantage to allow us to measure the x-ray emission in coincidence with the down-charged ions. In particular the experiment benefits from the recent established deceleration technique. At low energies, all uncertainties associated with Doppler corrections are strongly reduced compared to high-energy beams. Note, the accuracy in the Doppler shift corrections of $\Delta E/E \leq 10^{-4}$ at the ESR is determined by the uncertainty in the determination of the absolute velocity. However, because an energy difference of about 2.2 keV (emitter frame) has to be determined, this uncertainty would introduce an error of less than $\pm 0.1\text{eV}$ and can therefore be neglected. Due to the 0 deg geometry, the same holds true for a possible slight misalignment of the x-ray detector.

A very important aspect of the present experiment was a precise determination of the X-ray energies. Although the intrinsic resolution of the Ge(i) detector for the energy range of relevance is about 750 eV, small energy difference between two close spaced lines can be determined with high accuracy [11]. In order to take advantage of this property, the projectile energy of 43.59 MeV/u was chosen. At this particular beam energy the Doppler shift close to 0° allowed us to park the 177.2 keV γ -line of ^{169}Yb , used for calibration, just in between the K-RR lines for H-, and He-like uranium. This is shown in Fig. 2, where the observed X-ray spectra for capture into bare and H-like uranium ions are shown together with the calibration spectrum.

During the experiment the calibration source was regu-

larly placed in front of the detector in order to gain control over possible drifts. During the data analysis the calibration behavior as a function of time was analyzed. The data were divided into individual groups and were analyzed separately. After this, results deduced from each of the individual data sets were compared and checked for consistency. At the end, by combining all the individual data sets, the final result of 2248 ± 9 eV was obtained. In order to elucidate in more detail the achieved experimental sensitivity, we compare in table 1 our result with the individual two-electron contributions as calculated in [9]. Our result agrees with the theoretical prediction within the experimental uncertainty. In the context of RMBPT, our uncertainty is smaller than the second-order many body contribution so the experimental result is sensitive to this part of the theory. Moreover, our accuracy is of the same size as the second-order two-electron self energy contribution. Here, we would like to stress that in our experiment contribution of possible systematic error sources are essentially eliminated and our result is only limited by counting statistics.

1 st order RMBPT	2 nd order RMBPT	$\geq 2^{\text{nd}}$ order RMBPT	NR
2265.87	-14.16	0.05	1.3
2eSE	2eVP	Total theory	Exp.
-9.7	2.6	2246.0	2248 ± 9

Table 1: Comparison our experimental result with the RMBPT calculations of Persson [9]. NR: non-radiative QED; 2eVP: two-electron vacuum polarization; 2eSE: two-electron self energy (all values in eV).

References

- [1] W. R. Johnson and G. Soff, *At. Data and Nucl. Data Tables* **33**, 405, (1985).
- [2] P. Indelicato, in: *X-ray and Inner Shell Processes* (AIP, New York, 1990), X-90 Conf. Proc. 215, p.591.
- [3] J. P. Briand et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2761, (1990).
- [4] Th. Stöhlker et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2184, (1993).
- [5] H.F. Beyer, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **44** (1995), 510; H.F. Beyer, G. Menzel, D. Liesen, A. Gallus, F. Bosch, R.D. Deslattes, P. Indelicato, Th. Stöhlker, O. Klepper, R. Moshhammer, F. Nodeln, H. Eickhoff, B. Franzke, and M. Steck, *Z. Phys.* **D 35** (1995), 169.
- [6] D.R. Plante, W.R. Johnson, J. Sapirstein, *Phys. Rev. A*, **49**, 3519 (1994).
- [7] O. Gorcex, P. Indelicato, and J. P. Desclaux, *J. Phys. B.* **20**, 639 (1987); P. Indelicato, O. Gorcex, and J. P. Desclaux, *ibid.* **20**, 651 (1987).
- [8] G.W. Drake, *Can. J. Phys.* **66**, 586 (1988).
- [9] H. Persson, S. Salomonson, P. Sunnergren, I. Lindgren, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 204 (1996).
- [10] Marrs, R.E., Elliot, S.R. and Stöhlker, T., *Phys. Rev. A* **52** 3577 (1995).
- [11] Helmer R.G., Greenwood, R.C., Gehrke, R.C., *Nucl. Instrum. Methods* **124** 107, (1975).

Alignment Studies for Electron Capture into Bare Uranium Ions

A. Oršić Muthig^{ab}, Th. Stöhlker^{ab}, A. Gumberidze^{abc}, D. Banaś^{ad}, G. Laczkó^f, C. Kozhuharov^a,
R. Mann^a, S. Hagmann^{ab}, U. Spillmann^{ab}, and S. Tachenov^{ab}

^aGesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt; ^bInstitut für Kernphysik, Universität Frankfurt; ^cTbilisi State University, Tbilisi, Georgia; ^dInstitute of Physics, Świętokrzyska Academy, Kielce, Poland; ^fPhysikalisch Technische Bundesanstalt, Braunschweig

In relativistic collisions between bare uranium and light gaseous targets a strong anisotropy of the $\text{Ly}\alpha_1$ transition ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$) induced by radiative electron capture (REC) was observed. As a result we concluded that REC favors the population of $\mu = \pm 1/2$ magnetic substates in qualitative agreement with theoretical predictions [1]. More refined theoretical investigations which also account for the **M2** decay branch of the $2p_{3/2}$ state result in a quantitative agreement between experiments and theory [2]. It turned out that multipole mixing between the leading **E1** and the **M2** decay strongly amplifies the anisotropy emission pattern of the transition.

Here, we report on a recent measurement of the alignment of the $2p_{3/2}$ state of H-like uranium populated by electron capture in collisions with an N_2 target. This measurement is an extension of former studies, made at high beam energies (200 to 400 MeV/u), to lower energies where the nonradiative electron capture (NRC) contributes significantly [3]. The experiment was performed at the jet target of the ESR for uranium projectiles at energies of 98, 132, 190, and 400 MeV/u by measuring the photon angular distribution of the $\text{Ly}\alpha_1$ radiation ($2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$; for details of the experimental technique applied we refer to [1]). The alignment of the $2p_{3/2}$ level can be described in terms of the alignment parameter β_A [2]

$$\beta_A = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2}) - \sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2})}{\sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2}) + \sigma(\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2})} \quad (1)$$

where $\sigma(\frac{3}{2}, \pm\mu)$ is the cross section for the population of the substate μ .

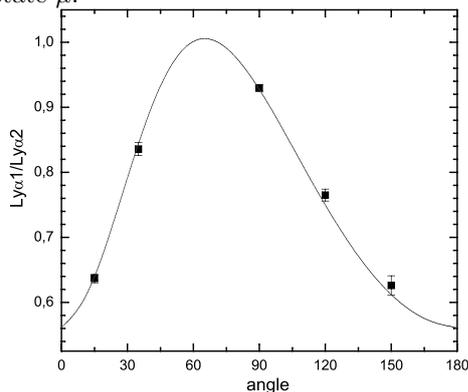


Figure 1: angular distribution at 98 MeV/u, normalized to the isotropic $\text{Ly}\alpha_2$ distribution.

For the $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ transition it leads to an anisotropic emission pattern which is described by

$$W(\theta) \propto 1 + \beta_A^{eff} \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \theta\right) \quad (2)$$

where θ is the angle between the projectiles direction and the emission direction of the photon and $\beta_A^{eff} = f(\mathbf{E1}, \mathbf{M2}) \cdot \beta_A$, respectively. Here $f(\mathbf{E1}, \mathbf{M2})$ represents

a correction factor which accounts for the **E1/M2** multipole mixing. For the case of the $2p_{3/2}$ state in U^{91+} , f amounts to 1.28 [2]. In the laboratory frame this distribution is Doppler shifted with respect to the angles and energies. For normalization purposes we plot in Fig. 1 the $\text{Ly}\alpha_1/\text{Ly}\alpha_2$ intensity ratio as a function of observation angle. Note, the $\text{Ly}\alpha_2$ line is known to be isotropic in the emitter frame. The data were observed at the energy of 98 MeV/u. In addition, the solid line given in Fig. 1 refers to a χ^2 adjustment of the Lorentz transformed Eq. 2 (see e.g. [1]) to the experimental data.

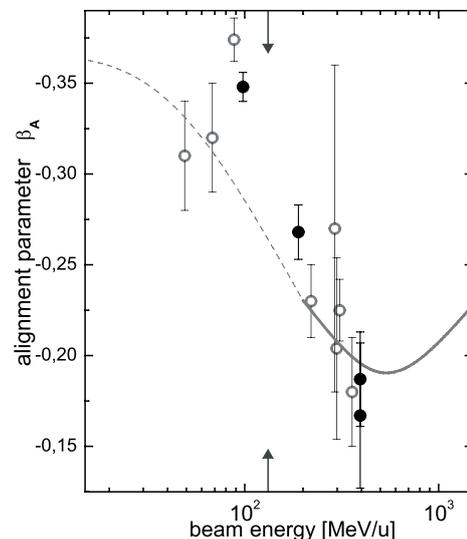


Figure 2: Anisotropy parameter as a function of energy. Full circles represent preliminary results from the last experiment in October 2002 (data at 132 MeV/u not jet analyzed, energy indicated by arrows)

In Fig. 2 all available data for the alignment of the $2p_{3/2}$ state of U^{91+} populated in $U^{92+} \rightarrow N_2$ collisions are given as function of beam energy. The line in figure 2 refers to the theoretical alignment of the REC process taking into account multipole mixing (in the energy regime of the dashed line NRC contributes significantly). In the figure, an increasing alignment is observed with decreasing beam energy with a maximum located close to 90 MeV/u. At such energies, NRC is the dominant mechanism which populates the $2p_{3/2}$ state via capture into high excited states and subsequent cascade transitions. Because alignment transfer via cascades are known to reduce the overall alignment, our experimental findings are quite surprising and currently subject of detailed theoretical studies.

References

- [1] Th. Stöhlker et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3270 (1997).
- [2] A. Surzhykov et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 153001 (2002).
- [3] Th. Stöhlker et al., Phys. Rev. **A 58**, 2043 (1998).

Projectile Ionization in Collisions of U^{28+} with Gases

R. E. Olson¹⁾, R. L. Watson²⁾, V. Horvat²⁾, K. E. Zaharakis²⁾, and T. Stöhlker^{3,4)}

¹⁾University of Missouri – Rolla, ²⁾Cyclotron Institute, Texas A&M, ³⁾Atomphysik, GSI-Darmstadt, ⁴⁾IKF-Frankfurt

The n-CTMC method has been used to calculate the stripping cross sections for collisions of U^{28+} with several gases. The method numerically solves the classical Hamiltonian for an n-body collision [1]. The initial electronic state of the projectile ion and target atom are based on the experimental binding energies of the electrons and their radial expectation values. Both the electron-electron and electron-nucleus interactions are included between centers.

In these calculations 36 electrons were used in the description of the U^{28+} ion which consisted of the $4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^{14} 5s^2 5p^2$ outer shell electrons. On the nitrogen target all 7 electrons were included, while for Ar we found only the L- and M-shells were active for a total of 16 electrons. Thus, at the maximum, 54 bodies were carried in the n-CTMC calculations, resulting in the solution of the time evolution of 324 first order differential equations for each trajectory.

As a benchmark, a comparison between calculated and experimental electron loss cross sections [1] for $Xe^{18+} + N_2$ collisions are displayed in Fig. 1. There is reasonable agreement in magnitude and energy dependence with the largest discrepancy being approximately 25% at the lowest energy of 2 MeV/u. Both experiment and theory show an overall energy dependence of approximately $E^{-0.5}$ with the slope increasing slightly above 10 MeV/u in the calculated values.

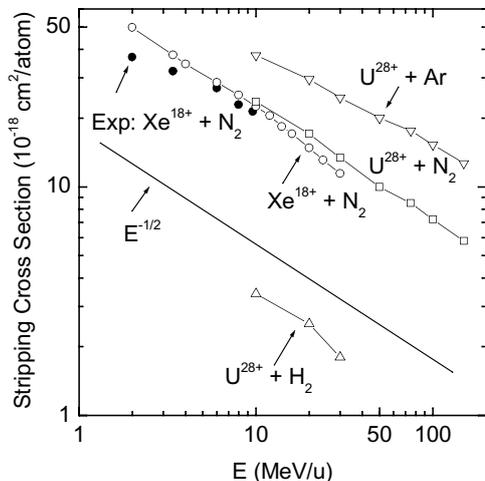


FIGURE 1. Total cross sections for electron removal from the projectile by various gases: solid circles are experimental data [1] for $Xe^{18+} + N_2$, the n-CTMC calculations are given by open symbols with circles – $Xe^{18+} + N_2$, triangles – $U^{28+} + H_2$, squares – $U^{28+} + N_2$, and inverted triangles – $U^{28+} + Ar$.

Presented on the same graph are the calculated stripping cross sections for U^{28+} on H_2 , N_2 , and Ar. The $U^{28+} + N_2$ cross sections are almost identical to those for $Xe^{18+} + N_2$. Note that the U^{28+} cross sections have an energy dependence of approximately $E^{-0.5}$. This becomes important in the prediction of ion beam lifetimes in an accelerator structure.

The calculated U^{28+} cross sections were used to predict ion loss due to charge changing in the GSI-Darmstadt SIS beam line.

Very recently, measurements were made of the ion beam lifetime in the present SIS ring for energies from 10 to 150 MeV/u [2]. The composition and the concentration of residual gas in the ring was determined at a background pressure of 7.7×10^{-11} mbar. The results deviated significantly from lifetimes deduced from stripping cross sections determined by one-electron Born calculations [3,4]. At the highest energies, the difference was on the order of a factor of three, Fig. 2.

The n-CTMC cross sections given in Fig. 1 were used to estimate the U^{28+} beam lifetime for the parameters given in the SIS measurements. The results are in reasonable accord with the data in both shape and magnitude, Fig. 2. The $E^{-0.5}$ dependence on the stripping cross sections of Fig. 1 yield an almost constant lifetime for all energies. The error bars on the calculations reflect the uncertainty in the H_2 target calculations whose contribution to the lifetime is calculated to be approximately 30% at the energies where the H_2 cross sections could be made. There is a slight increase in the calculated lifetime at the highest energy due to the relativistic correction to the collision velocity.

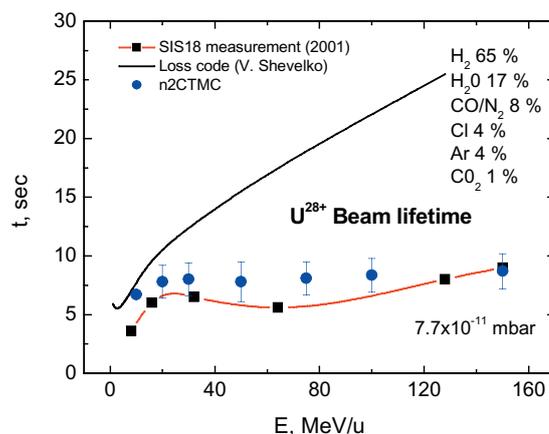


FIGURE 2. U^{28+} beam lifetime as a function of energy at 7.7×10^{-11} mbar. The solid line is from the work of Shevelko et al [3,4], the solid circles are from the cross sections of Fig. 1 that were calculated by the n-CTMC method, and the solid squares are the measurements from GSI-Darmstadt [2].

In summary, projectile stripping cross sections for U^{28+} colliding with various gases are presented. At the energies studied, the cross sections tend to follow an $E^{-0.5}$ energy dependence, in contrast to one-electron theories [3,4]. Such behavior appears to be associated with the fact that the ions studied are only partially stripped, so that there is always an electron shell whose cross section for ionization is near its maximum value.

1. Olson, R. E., et al., *J. Phys B.* **35**, 1893 (2002).
2. Krämer A., et al., *Proc. of EPAC2002*, Paris (2002).
3. Shevelko V. P. Et al., *Nucl. Instr. Meth. A* **415**, 609 (1998).
4. Shevelko V. P., et al., *Nucl. Instr. Meth. B* **184**, 295 (2001).

Forward-electron Spectroscopy in the ESR

S.Hagmann¹, Th. Stoehlker^{1,2}, R. Moshhammer³, J. Ullrich³, R.Doerner¹, Ch. Kozhuharov², F. Bosch², H. Rothard⁴, H.Schmidt-Boecking¹, M. Steck², P. Beller², F. Nolden², R.Steiner², P. Spiller², M.Nofal¹, R. Mann,²

¹Inst.f. Kernphysik, Univ. Frankfurt, ²GSI-Darmstadt, ³Max Planck Institut f. Kernphysik, Heidelberg, ⁴CIRIL-GANIL, Caen, France

We present first results for electron loss to continuum(ELC) Cusp and Binary Encounter(BE) measurements during commissioning of the new forward electron spectrometer in the ESR storage ring with a U^{89+} beam.

Zero degree electron spectroscopy in relativistic heavy ion-atom collisions is a powerful tool to study fundamental aspects of the dynamics of collisions processes as electrons carry the most direct information about shape and orientation of excited and continuum states[1]. For this reason ELC and electron capture to continuum(ECC) Cusp structures, particularly multiply excited autoionizing projectile Rydberg states have been in the focus of interest for quite some time. The high velocity of ions in the ESR permits now corresponding studies to be performed for very heavy highly charged ions in unprecedented resolution

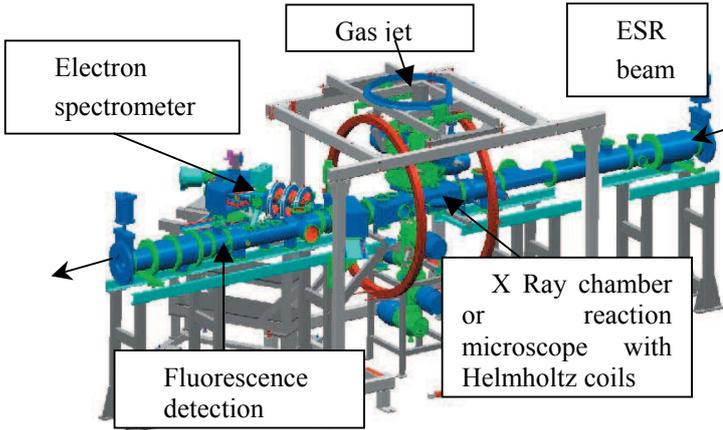


Fig.1: Set-up of spectrometers in supersonic jet target zone of the ESR

The determining factors in the design of the instrument has been the task of reconstructing the initial vector momenta of fast, $v_e \sim v_{proj}$, electrons emitted near 0^0 while assuring a minimum interference with the circulating ESR beam. The optical elements of the spectrometer – a 60^0 dipole, a large aperture quadrupole triplet, a 60^0 dipole, map in telescope configuration with magnification $|M_x| = |M_y| = 1$ electrons onto a channelplate detector with a 2D position sensitive detector. This detector is located 40 cm behind momentum defining slits in the focus of the second dipole and allows for reconstructing the initial vector momenta of the electrons. (see fig.1) The geometry of the target chamber in the supersonic gas jet area restricts the solid angle acceptance of the forward spectrometer to $4 \cdot 10^{-4}$ sr. During commissioning with a U^{89+} beam an almost background free identification of Cusp electrons could be established via energy analysis in a Si(Li) following momentum analysis. Almost all electrons appear in coincidence with U^{90+} . In the first step of commissioning a

Si(Li) was attached to the spectrometer in the focus of the 2nd dipole for energy analysis of transmitted particles where it temporarily

replaced the 2D position sensitive detector.

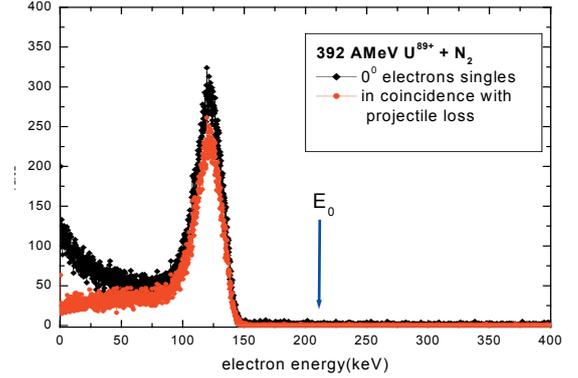


Fig2: Energy spectra of electrons in the Si(Li) behind the spectrometer set to the pass momentum for the ELC Cusp. The observed energy difference of the peaks is due to energy loss of electrons in windows before the Si(Li)

For the collision, e.g. $392 \text{ AMeV } U^{89+} (1s^2 2s) + N_2 \rightarrow U^{90+} (1s^2) + e_{\text{Cusp}} + \text{target fragments}$, the spectrometer was tuned to a pass momentum for cusp electrons, i.e. of electrons moving at the same velocity as the projectiles, where $E_{\text{cusp}} = (m/M) \cdot E_{\text{proj}} = 215 \text{ keV}$. Particles exiting the spectrometer traverse a $25 \mu\text{m}$ Fe exit window of the spectrometer and the $50 \mu\text{m}$ Be entrance window of the Si(Li) and were detected in coincidence with charge changed projectiles; the energy spectrum of the Si(Li) was found to exhibit a peak at an energy of 120 keV (see fig.2). The observed shift of the measured peak energy from the anticipated energy of 215 keV for electrons to 120 keV is due to the energy loss calculated for electrons passing through both windows and the air gap between them. We emphasize that almost all electrons appear in coincidence with the charge changed $U^{90+} (1s^2)$ projectiles. This means that an identification of Cusp electrons has been achieved, nearly background free. Count rates exceeding 2500/sec were seen for 0^0 - binary encounter electrons - e.g. for beams of $132 \text{ AMeV } U^{92+} + N_2$.

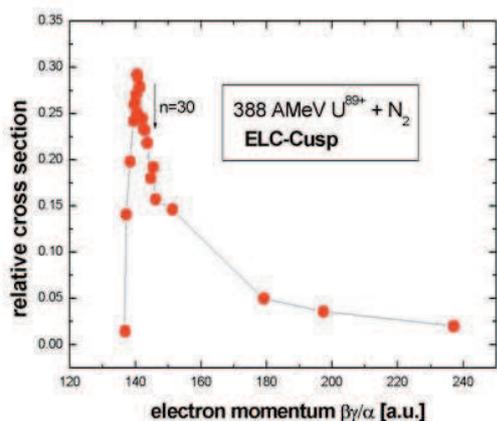


Fig.3: Electron Loss to Continuum (ELC) Cusp for 388AMeV $U^{89+}(1s^2s) + N_2$

In fig.3 an ELC Cusp spectrum for 388AMeV $U^{89+} + N_2$ is shown. The spectrometer is stepped through a range of $B\rho$ values corresponding to a transmission of electrons with energies around the Cusp energy $E_0 = 213.5\text{keV}$. The effect of the B-field of the first 60° dipole magnet of the spectrometer on the coasting ESR beam was compensated by correspondingly tuning a set of deflectors downstream in the ring. In the present configuration with a Si(Li) detector at the focus of the second dipole the measured width is dominated by the instrumental resolution which is set to 4.2%. This corresponds to transitions in autoionizing Rydberg levels already with $n < 30$ to be outside the FWHM of the ELC Cusp. The calculated location of transitions involving $n=30$ is indicated in fig.3.

In fig 4 a binary encounter electron spectrum for 0° emission angle is displayed for the same detector configuration as above. The peak maximum is found at $p = 174$ a.u. in close agreement with $p = 173$ a.u. found from relativistic kinematics. The experimental width of the peak of $\Delta p/p = 7\%$ is too dominated by the set instrumental resolution; a preliminary width of the intrinsic electron momentum profile of ± 4.5 a.u. is derived. This may indicate the possible presence of a strong contribution of target inner shells to the BE cross section.

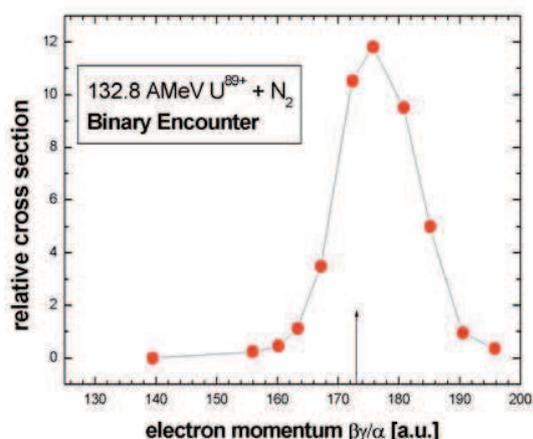


Fig.4: 0° Binary Encounter Electrons for 132.8AMeV $U^{89+} + N_2$ collisions

In the full configuration of the spectrometer with momentum defining slits and the 2D position sensitive detector in location the calculated momentum resolution of better than 10^{-3} will allow predicted asymmetries in the Cusp and autoionizing Rydberg states to be investigated. The influence of the Compton profile of the projectile on the ELC Cusp width/4/ which has been dramatically shown by Voitkiv/4/ and Schuch/5/ at ultrarelativistic energies will be investigated in comparison of ELC width for $U^{89+}(1s^2s)$ and $U^{90+}(1s^2)$ projectiles. A recently predicted very strong anisotropy of ECC Cusp electron emission in the radiative ionisation (RI) process/2/ will be accessible for the first time via measurements of 0° – Cusp RI-x ray coincidences. We also note that the combination of the forward electron spectrometer with the new reaction microscope allows for the first time to study kinematically complete (e,2e) reactions with high Z highly charged ions.

1. J. Burgdoerfer, Lecture Notes in Physics 213(1984) 32
2. D.Jakubassa-Amundsen, private communication 2002 and subm. to J.Phys. B (2003)
3. S.Hagmann et al NIM B (2003) in print
4. A. Voitkiv et al . J.Phys. **B34**(2001),267
5. R. Schuch et al. PRL**80**(1998),1190

Electron Loss from Low-Charge-State Ions Colliding with Gases

R.D. DuBois¹, A.C.F. Santos¹, Th. Stöhlker^{2,4}, F. Bosch², A. Bräuning-Demian²,
 A. Gumberidze^{2,4}, S. Hagmann^{2,4}, C. Kozhuharov², R. Mann², A. Oršić Muthig^{2,4},
 U. Spillmann^{2,4}, S. Tachenov^{2,4}, W. Bart³, L. Dahl³, B. Franzke³, J. Glatz³, L. Gröning³,
 S. Richter³, D. Wilms³, A. Krämer³, K. Ullmann⁴, O. Jagutzki⁴ and R.E. Olson¹

¹ University of Missouri-Rolla, Rolla, MO 65409, USA;

² Atomic Physics Division, GSI, 64291 Darmstadt, Germany;

³ Accelerator Division, GSI, 64291 Darmstadt, Germany;

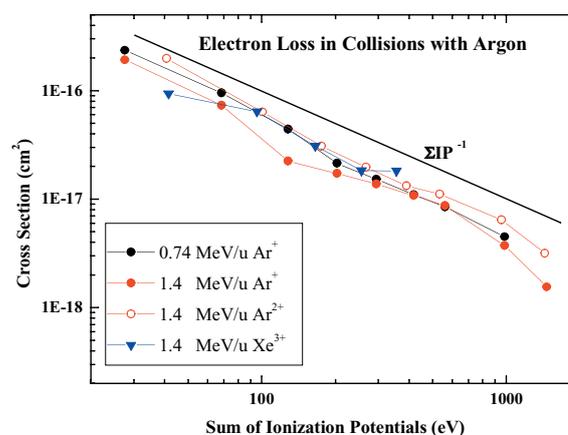
⁴ Institut für Kernphysik der J.W.v. Goethe Universität Frankfurt,
 August-Euler-Str. 6, Frankfurt am Main, Germany;

Research plans for the future facility at GSI and the Heavy Ion Fusion program in the USA are based on accelerating intense beams of low-charge-state heavy ions to high energies. At high energies, projectile electron loss via interactions with background gases decreases the beam intensity and luminosity, plus energy and charge straggled components are generated and these components are lost, resulting in serious vacuum and radiation problems.

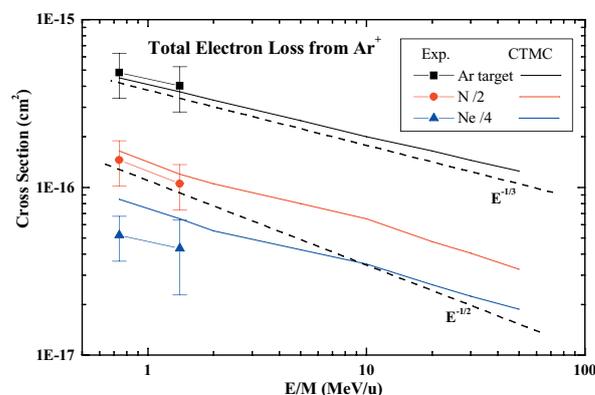
To address these questions, a collaborative effort to investigate electron loss from fast (MeV/u and above), low-charge-state, heavy ions was initiated. Our first experimental results were obtained during 2002. Absolute cross sections for total, single, and multiple electron loss were measured for 0.74 and 1.4 MeV/u Ar⁺, Ar²⁺, and Xe³⁺ impact on Ne, N₂ and Ar. These represent the first experimental information available in the MeV/u range for low charged heavy ions. In addition, 35-body Classical Trajectory Monte Carlo (n-CTMC) calculations were performed using techniques outlined in [1].

The measurements were performed using the gas stripper and the analyzing magnet at the end of the UNILAC as a target and post-collision charge state analyzer. A position sensitive detector was inserted after the analyzing magnet to record the emerging charge state fractions as a function of target pressure. By measuring charge state fractions for He⁺ impact, the absolute target thickness was calibrated and the heavy ion data were placed on an absolute scale.

One important goal of this work was to investigate scaling behaviours in order to extrapolate to systems or parameters not easily measurable. As shown below, in the case of multiple electron removal and independent of impact energy, projectile charge or ion species, the multiple loss cross sections decrease roughly as ΣIP , where ΣIP is the sum of the ionization potentials for removing the outermost electrons in a sequential manner.



A second goal was to test the theoretical calculations and to investigate the energy dependence of the cross sections. As shown below, for argon and nitrogen targets there is extremely good agreement between experiment and theory, for neon the experimental results are smaller. More importantly, CTMC calculations predict that the total loss cross sections have an $E^{-1/3}$ energy dependence. This is in contrast to an $E^{-1/2}$ dependence found for Xe¹⁸⁺ ions [1]. For the limited energy range investigated, the experimental data are consistent with either dependence although the agreement with $E^{-1/3}$ is better.



References

- [1] R.E. Olson, R.E., R.L. Watson, V. Horvat and K.E. Zacharakis, *J. Phys. B* **35**, 1893 (2002).

Charakterisierung reaktiv gesputterter dünner Si_3N_4 -Schichten

M. Rudolphi¹, H. Baumann¹, M. Bruns², U. Geckle², H. Schmidt³, W. Gruber³, G. Borchardt³

¹IKF, Universität Frankfurt, August-Euler-Str. D-60486 Frankfurt

²FZ Karlsruhe, Postfach 3640, D-76021 Karlsruhe,

³TU Clausthal, Robert-Koch-Straße 42, D-38678 Clausthal-Zellerfeld

Dünne Filme aus kristallinem und amorphem Siliciumnitrid finden aufgrund ihrer hohen Härte, chemischen Stabilität und hohen Zersetzungstemperatur, ihrer Thermo-Schockbeständigkeit sowie ihrer elektronischen Eigenschaften zahlreiche Anwendungen als Struktur- und Funktionswerkstoffe. Aufgrund der gängigen Herstellungsweise mittels Gasphasenabscheidung (CVD) oder Polymerpyrolyse sind jedoch hohe Mengen an Verunreinigungen, z.B. Wasserstoff, im Material enthalten. Hierdurch wird eine eindeutige Charakterisierung der intrinsischen Eigenschaften sehr erschwert.

Im Rahmen des interdisziplinären DFG-Programms "Vom Molekül zum Material – Keramische Materialien und Gläser" wurde zusammen mit den Kooperationspartnern an der TU Clausthal und im FZ Karlsruhe Untersuchungen zur Herstellung und Charakterisierung von dünnen Siliciumnitrid-Schichten (Si_3N_4) durchgeführt.

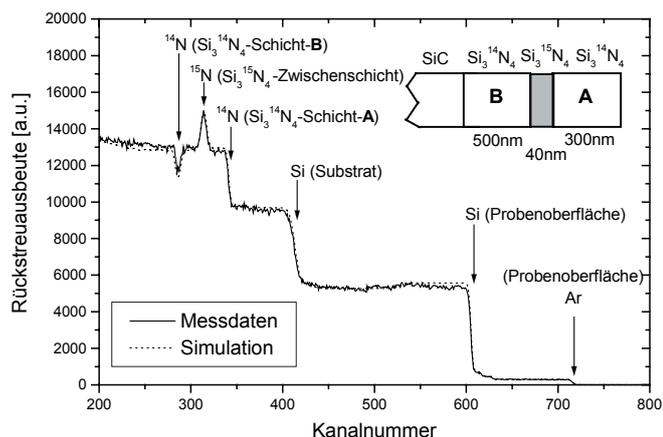


Abbildung 1: n-RBS-Spektrum eines durch HF-Sputtern hergestellten $\text{Si}_3^{14}\text{N}_4 / \text{Si}_3^{15}\text{N}_4 / \text{Si}_3^{14}\text{N}_4$ -Schichtsystems auf SiC, und die Simulation des Spektrums mit dem Computercode RUMP [1] und dem dafür zugrundegelegten Schichtaufbau.

Mittels reaktivem HF-Magnetronsputtern wurden hochtemperatur-stabile, stöchiometrische Si_3N_4 -Schichten bei niedriger Prozesstemperatur ($T = 400^\circ\text{C}$) auf polykristallinen SiC-Substraten abgeschieden. Der Gehalt an Wasserstoff und Sauerstoff in den Si_3N_4 -Schichten liegt unter 1 At.%, wie Messungen mit der (α, α) non-Rutherford Rückstreuenspektrometrie (n-RBS) unter einem Rückstrewinkel von 171° mit der Resonanz bei 3.038MeV (Sauerstoff-Nachweis, [2]) und mit der resonanten Kernreaktion (NRRA) $^1\text{H}(^{15}\text{N}, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$ bei 6.385MeV ergaben (Wasserstoff-Nachweis, [3]).

Die Schichtzusammensetzung wurde mit den erhöhten Wirkungsquerschnitten für ^{14}N und ^{15}N bei 3.5MeV mit n-RBS gemessen [4].

Die chemischen Bindungen wurden mit Photoelektronenspektroskopie (XPS) und das Auftreten der verschiedenen Si_3N_4 -Modifikationen (amorph, $\alpha\text{-Si}_3\text{N}_4$, $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$) mit Röntgendiffraktometrie (XRD) charakterisiert. Es wurden erstmalige Experimente zur N-Selbstdiffusion mittels eines Dünnschichtsystems bestehend aus drei Siliciumnitrid-Schichten Si_3N_4 (300nm) / $\text{Si}_3^{15}\text{N}_4$ (40nm) / Si_3N_4 (500nm) auf SiC durchgeführt (siehe Abb. 1).

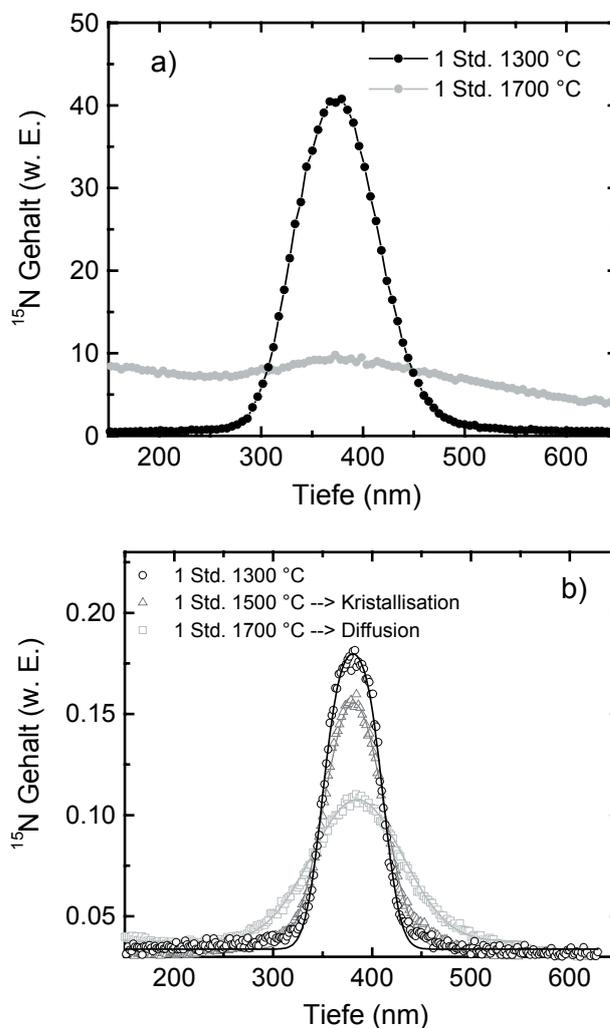


Abbildung 2: ^{15}N -Tiefenverteilung des Schichtsystems gemessen mit NRRA (a) und SIMS (b).

Die Verwendung des ^{15}N -Isotops in der mittleren Schicht ermöglicht es, die Elementbeweglichkeit von Stickstoff im amorphen und kristallinen Zustand zu vergleichen. Das Schichtsystem wurde bei drei verschiedenen Temperaturen (1300°C, 1500°C, 1700°C) für jeweils eine Stunde getempert und nachfolgend die ^{15}N -Tiefenverteilung sowohl mit der resonanten Kernreaktion $^{15}\text{N}(p,\alpha\gamma)^{12}\text{C}$ bei 429keV (siehe Abb. 2a) als auch mit Sekundärionenmassenspektroskopie (SIMS) gemessen (siehe Abb. 2b).

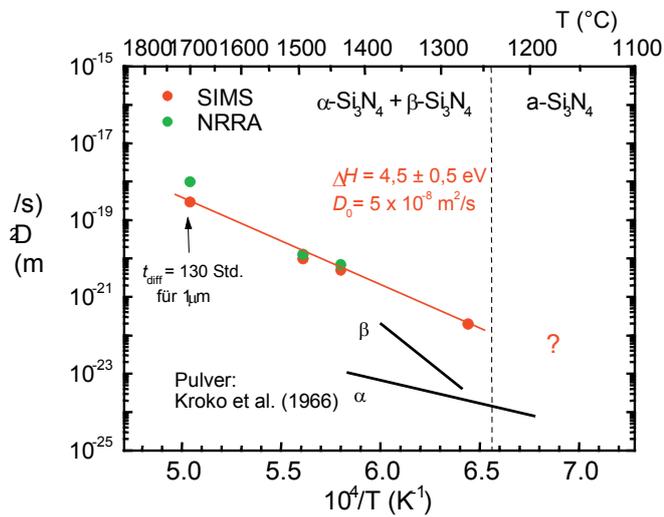


Abbildung 3: Aus den SIMS- und NRRA-Messungen ermittelte Diffusionskoeffizienten von Stickstoff in Si_3N_4 .

Die SIMS- und NRRA-Messungen zeigen eine deutliche Diffusion des ^{15}N in Si_3N_4 oberhalb von 1300°C. Die sich daraus ergebenden Diffusionskoeffizienten von Stickstoff in Si_3N_4 sind in Abbildung 3 dargestellt.

Referenzen:

- [1] L.R. Doolittle, Nucl. Instr. Meth. B15 (1986), 227.
- [2] J.A. Leavitt, L.C. McIntyre, Jr., M.D. Ashbaugh, J.G. Oder, Z. Lin and B. Dezfouly-Arjomandy Nucl. Instr. Meth. B44 (1990), 260.
- [3] W.A. Lanford, Nucl. Instr. Meth. B66 (1992), 65
- [4] J. Kempter, Diplomarbeit, Universität Frankfurt, 1997.
- [5] L. J. Kroko, A. G. Milnes, Sol. State Elec. 9 (1966), 1125.

Oberflächenzerstäubung mit langsamen, hochgeladenen Ionen

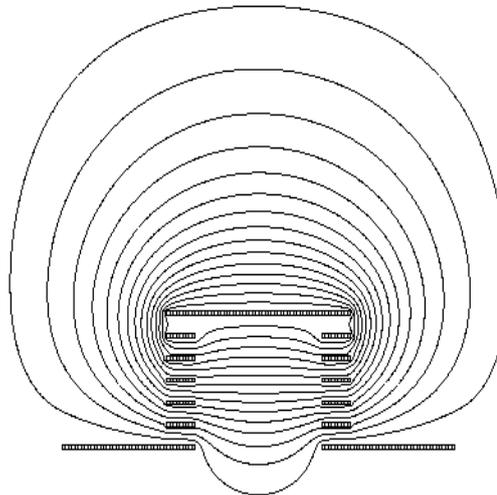
J.D. Meyer, K. Stiebing, S. Biri¹, F. Ditroi¹

Langsame, schwere Ionen in hohen Ladungszuständen können bei der Wechselwirkung mit Festkörperoberflächen eine bedeutend höhere Zerstäubungsrate aufweisen als gleich schwere Ionen in niedrigen Ladungszuständen[1,2]. Diese Umsetzung der potentiellen Energie der hochgeladenen Ionen, die bei der Wechselwirkung mit dem Target freigesetzt wird, in die kinetische Energie der zerstäubten Teilchen ist Thema vieler Untersuchungen und Modelle[3]. Dieses sog. *Potentialsputtering* basiert auf völlig anderen physikalischen Prozessen, als das bekannte Zerstäuben durch die kinetische Energie des Ions, so kann z.B. bei erheblich kleineren bzw. verschwindenden kinetischen Energien gesputtert werden. Inwieweit dieser Sputtereffekt neben dem Ladungszustand und der Energie der eintretenden Ionen auch von der Leitfähigkeit und chemischen Bindung des Targetmaterials abhängig ist, soll ein Thema dieser Untersuchungen sein.

Experimente zum Potential-Sputtern wurden im Berichtszeitraum an den EZR Anlagen beider Institute durchgeführt. Um die erwarteten Effekte eindeutig dem Potential-Sputtern zuordnen zu können, wurde die Energie der EZR für Ar^{8+} auf 80 keV und die Energie der Ionen vor dem Auftreffen auf das Sputtertarget auf wenige zehn bis hundert eV eingestellt. Dies stellt an den Betrieb der Anlage hohe Anforderungen bezüglich des Ionenstromes, da dieser mit zunehmendem Ladungszustand und kleiner werdender Energie abnimmt. Daraus resultiert auch ein schwieriger Nachweis des Zerstäubungseffekts. Dieser wurde bei diesen Untersuchungen aus der verminderten Schichtdicke des Sputtertargets mittels He-Rückstreu-spektrometrie am 2.5 MV Beschleuniger des IKF bestimmt. Als Sputtertargets wurden metallische (Au) und nichtmetallische (CaF_2) Aufdampfschichten mit einer Dicke von 0.3 μm auf Glaskohlenstoffträgern eingesetzt. Diese Schichten haben einerseits eine genügende Dicke, um nicht bereits von minimalen Sputterströmen komplett abgetragen zu werden, andererseits werden sie von He-Ion von 1.5 MeV durchdrungen und erlauben daher eine genaue Analyse des Sputtereffekts.

Die EZR -Anlage wurde in einem stabilen und ionenproduktiven Bereich bei 10 kV betrieben. Die Ar^{8+} Sputterionen werden daher mit einer Energie von 80 keV erzeugt und zur Untersuchung des Potentialsputterns vor dem Target abgebremst. Dazu wurde eine spezielle Beschleunigerstruktur gebaut, die es erlaubt, die eintretenden Ionen auf Energien < 100 eV abzubremesen und dabei ein homogenes Profil des Ionenstrahls über eine Targetfläche von mehr als 5mm Durchmesser zu garantieren.

Der Aufbau dieser Abbremsanordnung wurde mit dem Simulationsprogramm SIMION optimiert.



Abbremsanordnung zum Potentialsputtern mit Äquipotentiallinien und sechs Ringblenden

Figure 1 zeigt den Aufbau der Abbremsanordnung, welche aus 6 kreissymmetrischen Blenden mit einem inneren Durchmesser von 40 mm besteht. Der Abstand der voneinander isolierten Blenden beträgt 5mm. Über eine Widerstandskette wird an die Blenden der Reihe nach 0 kV, 2 kV, 4 kV, 6 kV, 8 kV und 9.99 kV angelegt. Die letzte Blende und der Targetträger liegen auf gleichem Potential. Bei einer Eingangsenergie von 80 keV erreichen die Ar^{8+} Ionen den Targetträger mit einer Energie von 80 ± 5 eV über einen Strahldurchmesser von 20 mm. Die regelbare Spannungsversorgung der Abbremsanordnung geschieht über ein isoliertes Terminal.

Referenzen:

- [1] A. Arnau et al., Surf. Sci. Rep. 27, 113 (1997) und die darin enthaltenen Referenzen
- [2] D.H.G. Schneider, M.A. Briere, Phys. Scr. 53, 228 (1996)
- [3] T. Schenkel et al., Prog. Surf. Sci. 61, 23 (1999) und die darin enthaltenen Referenzen

Diese Untersuchungen wurden durch das BMFT Projekt Wissenschaftlich Technische Zusammenarbeit, HUN 00/28 gefördert.

¹ATOMKI, Institut of Nuclear Research of the Hungarian Academy of Science, P.O. Box 51, Debrecen, Ungarn

Untersuchungen zur Zeitabhängigkeit des Fluor-Mikrolegierungseffektes bei der Oxidation von TiAl bei 900°C an Luft*

H.-E. Zschau¹, M. Schütze¹, H. Baumann² und K. Bethge²

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

²Institut für Kernphysik der J. W. Goethe-Universität, August Euler-Str. 6, 60486 Frankfurt am Main

Die Legierungen auf der Basis von γ -TiAl besitzen auf Grund ihrer mechanischen Eigenschaften bei hohen Temperaturen und ihrer geringen Dichte ein hohes Potential in technischen Anwendungen. Mit einer Dichte von ca. 4 g/cm³ sind Bauteile aus TiAl-Legierungen etwa um die Hälfte leichter wie die aus konventionellen hochtemperaturbeständigen Werkstoffen (wie Nickelbasislegierungen oder hochlegierten Stählen) gefertigten. Dies führt zu einer Reduzierung der Kosten und zur Erhöhung des Wirkungsgrades. Typische Produkte aus γ -TiAl-Legierungen sind Turbinenschaufeln in Flugzeugtriebwerken und in Gasturbinenkraftwerken, Motorventile oder Bleche für Thermoschutzauskleidungen.

Ihre Einsatzdauer wird jedoch begrenzt durch die bei Betriebstemperaturen oberhalb von 750°C stark zunehmende Hochtemperaturkorrosion. Die Korrosionsfestigkeit kann jedoch deutlich verbessert werden durch die Nutzung des Fluor-Mikrolegierungseffektes [1] bis [6], der ab einer Temperatur von ca. 800°C auftritt. Dieser wird erklärt durch den selektiven Al-Transport über die Gasphase, der unter bestimmten thermodynamischen Bedingungen an der Grenzfläche Oxidschicht/Metall auftritt. Er führt zur Bildung einer langsam wachsenden Aluminiumoxidschicht. Dabei interessiert das Verhalten dieser korrosionshemmenden Oxidschicht bei langen Oxidationszeiten und der Zusammenhang mit dem Fluorgehalt am Interface Oxid/Metall.

Als Ausgangsmaterial diente gegossenes γ -TiAl (50%Al, 50%Ti) mit einem Reinheitsgrad von 99.8%. Die Proben mit den Abmessungen (8 x 8 x 1) mm³ werden mit SiC 4000 grit poliert. Das Fluor wird durch Ionenimplantation bzw. durch Behandlung mit verdünnter Fluorwasserstoffsäure (HF) aufgebracht.

Die Implantation von jeweils einer Probenseite wurde am 60 kV Implanter des IKF mit einer Fluor-Fluenz von $2.04 \cdot 10^{17}$ Ionen/cm² ausgeführt. Die Ionenenergie betrug dabei 20 keV, was einer Reichweite von 34 nm in TiAl entspricht. Die anschließende Oxidation der Proben erfolgte bei 1h, 12h, 120h, 250h und 500 h bei 900°C an Luft.

Parallel erfolgte die Behandlung einer Probenseite mit 0.113 m.-% HF. Die Oxidationszeiten betragen hier 1h, 12h, 120h und 250h unter den gleichen Bedingungen.

Nach der Oxidation wurden die Proben stereomikroskopisch sowie am REM untersucht. Mittels PIGE wurden unter Verwendung der resonanten Kernreaktion $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ die Fluor-Tiefenprofile bis in eine Tiefe von 1.3 μm bestimmt. Alle Messungen erfolgten am 2.5 MV Van de Graaff-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik.

Die Abb. 1 zeigt eine implantierte TiAl-Probe nach einer Oxidationszeit von 120h. Eine dünne korrosionshemmende

Aluminiumoxidschicht bedeckt die Oberfläche, während am Rand das von den nicht implantierten Kanten stammende und schnell wachsende Titanoxid (Rutil, TiO₂) sichtbar wird. Die REM-Aufnahme in Abb. 2 zeigt die typischen Al₂O₃-Kristalle.



Abb. 1: Stereomikroskopische Aufnahme einer mit Fluorionen implantierten TiAl-Probe nach Oxidation (120h/900°C/Luft). Auf der Oberfläche wurde eine dünne ($< 1\mu\text{m}$) Al₂O₃-Schicht gebildet. Das helle Titanoxid stammt von den nicht implantierten Kanten.

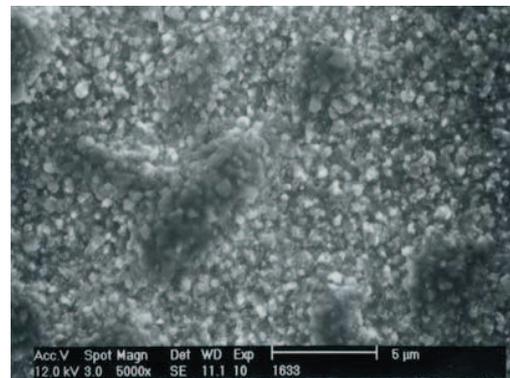


Abb. 2: REM-Aufnahme der Probe aus Abb. 1. Die Oberfläche besteht aus typischen Al₂O₃-Kristallen, die teilweise konglomeriert sind.

Die Oberfläche einer mit HF behandelten TiAl-Probe nach Oxidation (12h/900°C/Luft) wird ebenfalls von einer Aluminiumoxidschicht bedeckt (Abb. 3). In der REM-Aufnahme des metallografischen Querschliffs wird deutlich, dass die Dicke dieser Oxidschicht $< 1\mu\text{m}$ beträgt (Abb.4). Die nicht behandelte Rückseite wird dagegen von einer ca. 10 μm dicken Mischoxidschicht bedeckt.

*gefördert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft unter Projektnr. SCHU 729/12



Abb.3.: Stereomikroskopische Aufnahme einer mit 0.113 m.-HF-Lösung behandelten TiAl-Probe nach Oxidation (12h/900°C/Luft). Eine dünne Al_2O_3 -Schicht bedeckt die Oberfläche, während das helle TiO_2 von den unbehandelten Kanten stammt.



Abb.4: REM-Aufnahme eines Querschliffs der Probe aus Abb. 3. Die dunkle Al_2O_3 -Schicht hat eine Dicke von $< 1 \mu m$.

Der Bildungsmechanismus der Aluminiumoxidschicht wird entscheidend vom Fluorangebot an der Randzone Oxid/Metall beeinflusst. Aus früheren Untersuchungen [6] ist bekannt, dass in diesem Interface das Fluortiefenprofil ein Maximum aufweist. Dem Verhalten der Fluorkonzentration im Interface in Abhängigkeit von der Oxidationszeit kommt daher eine große Bedeutung für die weitere Optimierung der Fluorbehandlung mit beiden Verfahren zu.

Die aus den PIGE-Messungen erhaltenen Fluorgehalte am Interface Oxidschicht/Metall in Abhängigkeit von der Oxidationszeit sind in der Abb. 5 für die implantierten Proben und in Abb. 6 für die mit HF behandelten Proben dargestellt.

Bereits nach einer Oxidationszeit von einer Stunde erfolgt ein steiler Abfall der F-Gehalte auf 5 at.-% (implantiert) bzw. 2.3 at.-% (HF behandelt), das weitere Verhalten ist durch einen sehr flachen Verlauf gekennzeichnet. Bei allen oxidierten Proben hatte sich eine dünne Al_2O_3 -Schicht gebildet.

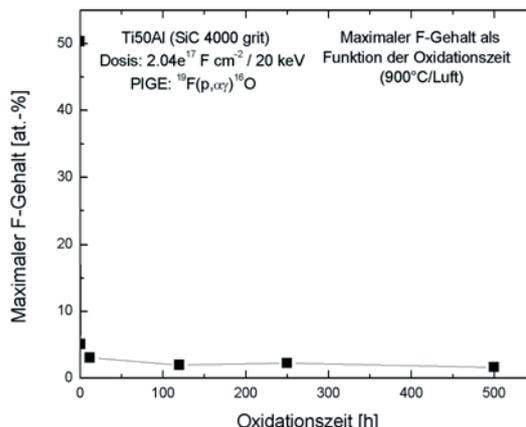


Abb.5: Abhängigkeit des Fluorgehalts im Interface Oxid/Metall von der Oxidationszeit bei den mit Fluor implantierten Proben (900°C/Luft).

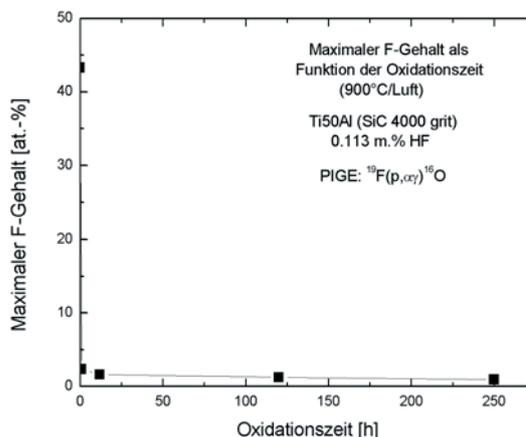


Abb.6: Abhängigkeit des Fluorgehalts im Interface Oxid/Metall von der Oxidationszeit bei den mit HF behandelten Proben (900°C/Luft).

Referenzen:

- [1] M. Schütze, M. Hald, Mat. Sci. Eng., A239-240 (1997) 847.
- [2] G. Schumacher, F. Dettenwanger, M. Schütze, U. Hornauer, E. Richter, E. Wieser, W. Möller, Intermetallics, 7 (1999) 1113.
- [3] G. Schumacher, C. Lang, M. Schütze, U. Hornauer, E. Richter, E. Wieser, W. Möller, Materials and Corrosion, 50 (1999) 162.
- [4] U. Hornauer, E. Richter, E. Wieser, W. Möller, G. Schumacher, C. Lang, M. Schütze, Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res., B 148 (1999) 858.
- [5] A. Donchev, F. Dettenwanger, B. Gleeson, G. Schumacher, M. Schütze, Submitted to Oxidation of Metals.
- [6] H.-E.Zschau, V. Gauthier, G.Schumacher, F. Dettenwanger, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, M.Graham, Oxidation of Metals vol.59 (2003), 183

SSMS analysis of low carbon contents in single crystalline silicon

B. Wiedemann, J. D. Meyer, H. Ch. Alt¹, H. Riemann²

Carbon in silicon plays an important role in oxygen precipitation for the intrinsic gettering of undesirable impurities in silicon devices. Therefore, accurate measurements of carbon concentrations below 500 ppb atomic are necessary in order to control the oxygen precipitation process. Mass spectrometric, nuclear physical, and optical measurements have been carried out on carbon containing silicon from the Siemens, Czochralski and floating zone processes. The mass lines of singly or multiply charged ions of silicon samples were measured simultaneously on the ion-sensitive Q plate at the exit of a modernized spark source mass spectrometer, type 21-110 (Consolidated Electrodynamic Corporation, USA). Selected mass lines of silicon isotopes were used to identify the mass of the carbon isotopes and to calibrate the carbon concentration (Fig. 1).

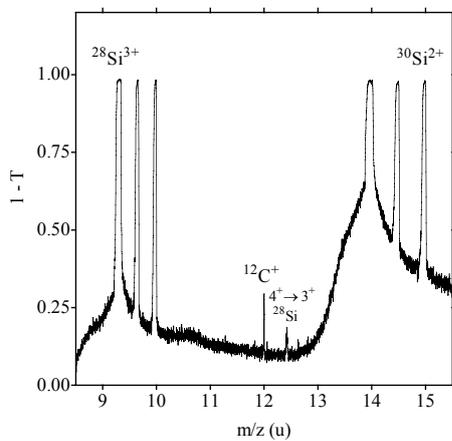


Fig. 1. Mass spectrum of carbon and silicon ions of floating zone silicon # FZ-7 for an ion exposure of 3×10^{-8} C.

Repeated SSMS measurements of the carbon content were evaluated with a relative sensitivity coefficient of unity by use of the singly charged ions of the major isotope, ^{12}C , and selected singly and multiply charged ions of the minor silicon isotopes, ^{29}Si and ^{30}Si (Fig. 2).

The CPAA is used as a reference method by means of the nuclear reaction $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$. The SSMS and CPAA measured carbon concentrations, $[C]_{\text{ssms}}$ and $[C]_{\text{cpaa}}$, reveal a linear relationship over a broad range of values with a slope $\text{rsc}_C = [C]_{\text{ssms}}/[C]_{\text{cpaa}}$ of 0.77 ± 0.04 ($2\sigma_{\text{rsc},C}$) (Fig. 3).

This relative sensitivity coefficient allows to measure quantitatively the carbon concentration in silicon by calibrated SSMS above the detection limit of 5 ppb atomic.

It has been shown by the $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ calibrated SSMS method that carbon concentrations can as well be measured by the FTIR within an uncertainty ($2\sigma_F$) of 15 percent of the conversion coefficient F predicted by ASTM F 1391-93 [1].

¹ Engineering Physics, FHM – Munich University of Applied Sciences, P.O. Box 200113, D-80001 Munich

² Institute of Crystal Growth, Max-Born-Str. 2, D-12489 Berlin

In the concentration range below 100 ppb atomic calibrated SSMS measurements show that the FTIR measured carbon content seems to be systematically too low by at least 10 ppb atomic. It is presumed that these differences in carbon concentration are caused by the FTIR reference sample for subtracting the two-phonon lattice band and by the fact that the FTIR method measures only the substitutional fraction of carbon concentration in the silicon lattice.

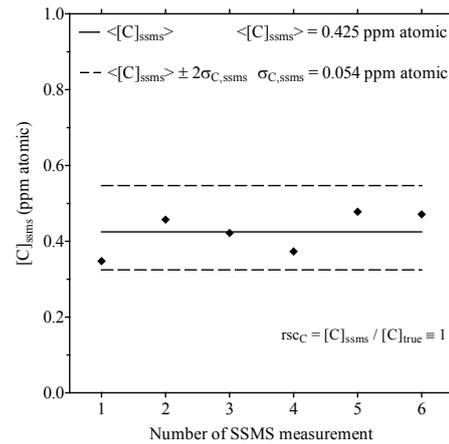


Fig. 2. Repeated measurements to calculate the mean value $\langle [C]_{\text{ssms}} \rangle$ and the standard deviation $\sigma_{C,\text{ssms}}$ of the carbon concentration in floating zone silicon # FZ-7.

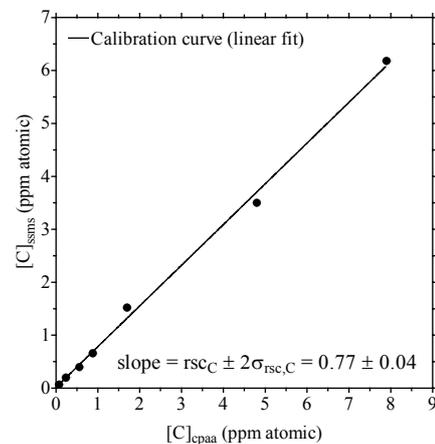


Fig. 3. Relation between SSMS-measured carbon content, $[C]_{\text{ssms}}$, and CPAA-measured carbon content, $[C]_{\text{cpaa}}$, in silicon with the SSMS relative sensitivity coefficient, which is defined as slope $\text{rsc}_C = [C]_{\text{ssms}}/[C]_{\text{cpaa}}$.

[1] 1998 Annual Book of ASTM Standards, Vol. 10.05, F 1391-93, p. 465, American Society for Testing and Materials, Philadelphia (1998).

Financial support by the BMBF (FKZ 1704100) is gratefully acknowledged.

Massenspektrometrie mit gepulster Nd:YAG-Laser-Anregung

B. Wiedemann, J. D. Meyer, M. Petri

Im Berichtszeitraum wurde mit der Entwicklung eines massenspektrometrischen Verfahrens mit gepulster Laser-Anregung (Laser Source Mass Spectrometry) für die Multi-Element-Festkörper-Analyse von elektrischen Leitern und Nichtleitern begonnen.

Dazu wurde eine UHV-kompatible Nd:YAG-Laser-Ionenquelle aufgebaut und an ein zuvor modernisiertes hochauflösendes Massenspektrometer mit Mattauch-Herzog-Geometrie für den simultanen Ionennachweis auf ionenempfindlichen Q-Platten angepaßt.



Bild 1: LSMS – das Licht des Nd:YAG-Laser (oben) wird über einen Spiegel mit einem Winkel von 60° relativ zur ionenoptischen Achse des Massenspektrometers (unten) auf die feste Probe gebracht.

Durch Laser-induzierte Verdampfung und Ionisation kann aus der Festkörperoberfläche ein Plasma erzeugt werden, aus dem geeignete Ionenströme für einen massenspektrometrischen Nachweis extrahiert werden. Die erforderlichen Laser-Leistungsdichten liegen im Bereich zwischen 10^9 W/cm² und 10^{11} W/cm².

Der vorhandene Nd:YAG-Laser verfügt über günstige Strahlparameter (Durchmesser < 10 mm und Divergenz ≤ 0.5 mrad) für eine Fokussierung des Laser-Bündels. Pulsenergie (< 200 mJ), Pulsdauer (< 10 ns) und Puls-wiederholungsrate (30 Hz) sind so bemessen, daß für die Laser-Wellenlänge 532 nm im Fokus die erforderlichen

Leistungsdichten für die Verdampfung von Festkörpermaterialien und die Ionisation der Matrix- und Spurenelemente sicher erreicht werden können.

Die LSMS eignet sich wie die SSMS (Spark Source Mass Spectrometry) für elektrisch leitende und halbleitende Materialien. Darüber hinaus ist die LSMS auch für elektrisch nichtleitende Materialien geeignet und erlaubt eine freiere Wahl der Probenabmessungen.

Mit einem Schrittmotor-gesteuerten XYZ-Probenmanipulator soll über den Z-Antrieb die Fokussierungsbedingung des Lasers auf der Probe aufrechterhalten werden, während X- und Y-Antrieb einen lateralen Scan über die Oberfläche erlauben (Bild 1 und 2).

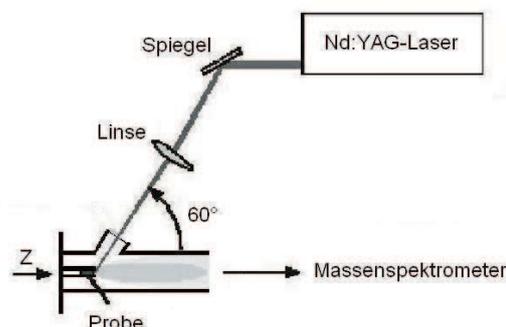


Bild 2: Schema der Nd:YAG-Laser-Anregung.

Die bewährte Labor- und Nachweisteknik der SSMS (Bild 3) kann für den Fremdatommachweis in festen, elektrisch leitenden und nichtleitenden Reinstoffen mittels Nd:YAG-Laser Source Mass Spectrometry direkt übernommen werden.



Bild 3: SSMS – Massenspektrometer, Typ 21-110.

Entwicklung eines Stromschienen- und Kühlverteilersystems für die Alice TPC^{B,G}

Th. Schwab, W. Meuter, R. Renfordt, E. Schüssler, R. Stock, E. Zanger und die Alice Kollaboration

Der Stromverbrauch der insgesamt ca. 4500 direkt auf der Alice-TPC montierten Elektronikkarten zur Auslese der 570.000 Elektronikkanäle beträgt 2100 A und 5300 A fuer den analogen bzw. digitalen Teil der Elektronik. Die beiden Ausleseseiten der TPC sind in je 18 Segmente unterteilt. Damit entfallen auf ein Segment, von denen jedes 121 Auslesekarten enthält, 60 bzw. 150 A.

Ziel dieser Entwicklung war es, Stromschienen und eine Kühlmittelverteilung zu entwickeln, die in die Struktur der beiden Versorgungsrahmen, die direkt vor den Ausleseseiten der TPC montiert sind, integriert werden können. Dadurch wird eine saubere Verkabelung möglich und Elektronik und Drahtkammern bleiben gut zugänglich.

Der Versorgungsrahmen besteht aus Aluminium U- und Doppel-T-Profilen, die über Montageplatten verschraubt werden (Abb. 1).

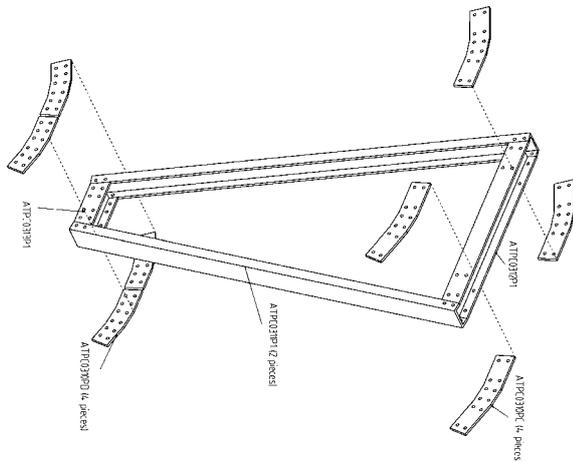


Abb. 1: Ein Segment des Versorgungsrahmens der TPC wird aus 100 mm starken Aluminium U- und Doppel-T-Profilen verschraubt. Ein kompletter Ring besteht aus 18 Segmenten.

Die Verteilung der Versorgungsspannungen erfolgt über Kupfer Stromschienen (6x6 mm²), die mittels Delrinplatten (Polyacetal) gegeneinander isoliert gehalten werden (Abb. 2). Die Isolierung gegen den Aluminiumträger besteht aus einer 70µm dicken Kaptonfolie. Dadurch wird eine sehr gute Wärmeabfuhr zum Rahmen hin erreicht (pro Sektor immerhin 16 Watt). Zur Kühlung des Rahmens ist ein Kühlrohr aus Kupfer in die Ecken des U-Profiles eingelegt. Außerdem befindet sich das Verteilerrohr (20x20 mm²) für das Kühlwasser der Elektronikkarten in dem U-Profil. Zum Aufstecken der Silikonschläuche, die die Verbindung zu den einzelnen Karten herstellen, sind Kupferröhrchen mit 5 mm Durchmesser eingelötet. Abb. 3 zeigt die Anschlüsse des Systems nach außen.

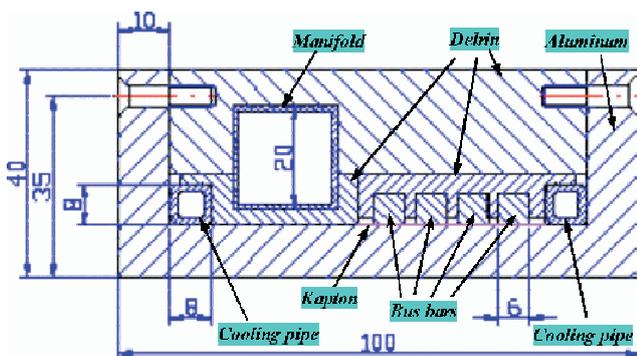


Abb. 2: Querschnitt durch eine Speiche des Versorgungsrahmens. Stromschienen, Kühlrohr und Kühlverteiler werden über einen Delrin Querträger mit zwei Schrauben am Alu Rahmen befestigt.

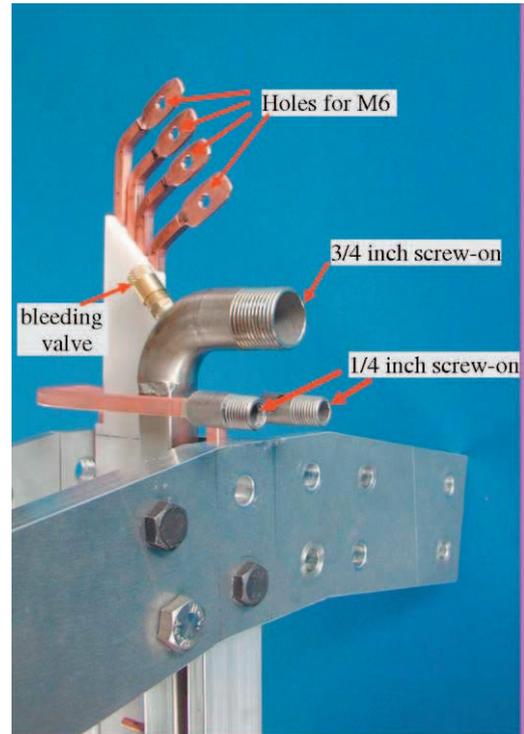


Abb. 3: Anschlüsse für die Stromschienen, das Kühlrohr und den Kühlverteiler an der Außenseite des Versorgungsrahmens.

Für die Verteilung der Versorgungsspannungen auf die einzelnen Karten wurde eine Platine entwickelt, die auf einer Seite über vier Stifte die Verbindung zu den Stromschienen herstellt und auf der anderen Seite die Kabel eingelötet hat (Abb. 4). Spezielle Drahtfederbuchsen [1] sind weich in die Stromschienen eingelötet und werden mit maximal 16 A belastet (erlaubter Strom 23 A).

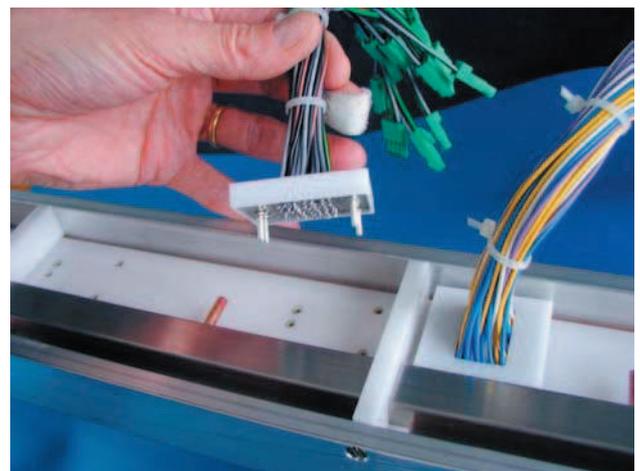


Abb. 4: Verteilerplatte mit Verbindungssteckern zur Stromschiene auf der einen und den Versorgungskabeln auf der anderen Seite. Die Buchsen in den Stromschienen sind durch die Löcher in der Delrinplatte zu sehen.

Die Herstellung der Stromschienen und Kühlverteiler für die insgesamt 36 Segmente und Installation in die Versorgungsrahmen wird im Jahre 2003 unter Federführung der IKF Werkstatt erfolgen.

Referenzen:

[1] ODU Steckverbindingssysteme, Pregelstraße 11, D-84453 Mühldorf am Inn, Germany

Weiterentwicklung des Testsystems für die Ausleseelektronik der ALICE TPC^{B,G}

W. Amend, N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, R. Renfordt, G. Rüschemann, R. Stock, M. Urban und die ALICE Kollaboration

Im Rahmen der Entwicklung eines Testsystems für die Ausleseelektronik der TPC des ALICE Experiments am CERN [1] wurden die Entwicklungsarbeiten weitergeführt. Das Konzept wurde im Detail ausgearbeitet und die erste Karte als Prototyp gebaut. In Abb. 1 ist das Blockschaltbild des Gesamtsystems dargestellt.

Im ersten Schritt zur Realisierung wurde mit dem Bau eines Prototyps der Signalverteiler- und Treiberkarte (**Signal-Source-Board**) begonnen. Auf dieser Karte wird die vom Signalgenerator erzeugte Spannungsstufe über eine Verstärkerkaskade auf 128 individuell schaltbare Pufferverstärker verteilt und über 1 pF Kapazitäten auf die Eingänge der Vorverstärker gekoppelt. Die Steuerung der Verstärker erfolgt über ein vom PC kontrolliertes 128 bit Register. Für einen ersten Test stand ein Prototyp einer Auslesekarte zur Verfügung, deren digitaler Teil allerdings nicht funktionsfähig war. Das analoge Ausgangssignal eines Vorverstärker/Pulsformers (PASA) wurde mit einem Digitaloszilloskop aufgezeichnet (Abb. 3).

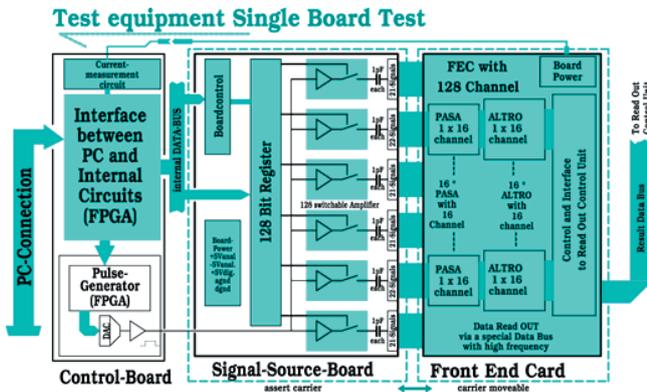


Abb. 1: Blockdiagramm des Kartentesters: links das Interface zum PC mit Pulsgenerator, in der Mitte die Signalverteiler- und Treiberkarte mit Kontrolllogik und rechts die zu testende Auslesekarte. Diese wird über eine weitere Auslese- und Kontrollkarte in den PC ausgelesen.

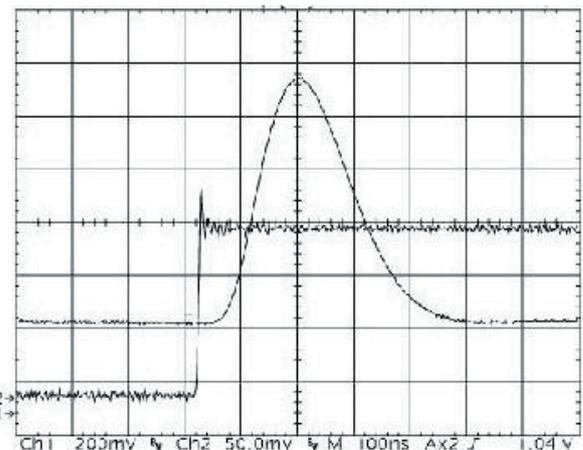


Abb. 3: Spannungsstufe an der Koppelkapazität am Eingang des Vorverstärkers und das dadurch erzeugte Ausgangssignal an einer Seite des differentiellen Ausgangs.

Das **Control-Board** organisiert die Kommunikation zwischen einer digitalen IO-Karte im PC und der Teststation. Die Programmierung wird mit LabView durchgeführt. Mit einem 32 Bit breiten Datenwort, das Befehl, Zieladresse und Dateninformation enthält, werden die einzelnen Messkanäle geschaltet, der Pulsgenerator gesteuert und allgemeinen Funktionen der Karte angesprochen. Eine 8-Bit breite Datenverbindung ermöglicht die Übernahme von Status- und Dateninformationen von der Teststation.

Das Control-Board trägt die nötigen Schaltkreise zur Dekodierung des einkommenden Wortes, die Bausteine für die Datenübertragung zum PC, die Verbindung zur Signalverteilerkarte (SSB) und zwei spezielle Steckplätze für den Pulsgenerator und die Strom/Spannungsmessung.

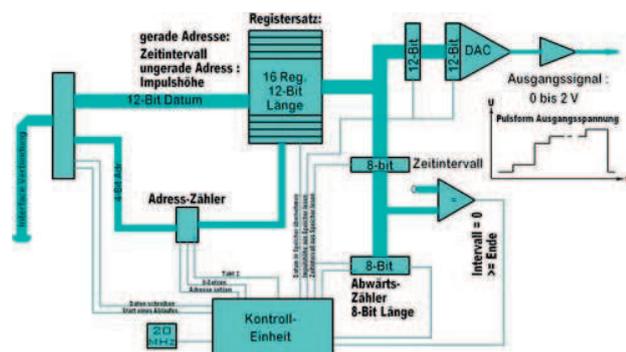


Abb. 2: Blockschaltbild des Signalgenerators

In Abb. 2 ist das Blockschaltbild des **Generators** dargestellt. Dieser Teil wird als Tochterkarte auf dem Control-Board aufgesteckt und generiert bis zu 16 Spannungssprünge. Die Zeiten zwischen den Spannungssprüngen sind zwischen 1 und 255 Takten der Taktfrequenz einstellbar.

Für die Strom- und Spannungsmessung an der Front-End-Card wird eine zweite Tochterkarte auf dem Control-Board eingesetzt.

Die Tests zeigen, dass die verwendeten schaltbaren Pufferverstärker sehr gut geeignet sind, die 128 Kanäle der Auslesekarte individuell anzusteuern. Dadurch können Fehlverbindungen im Steckerbereich oder auf der Karte gut nachgewiesen werden. Es konnten keine Probleme durch die Schaltsignale oder zusätzliches Rauschen beobachtet werden. Eine gewisse Schwingneigung des Aufbaus beim gleichzeitigen Betrieb von mehr als 18 Kanälen muss noch besser unterdrückt werden.

Der Test zeigt auch, dass der für Alice neu entwickelte Vorverstärker/Pulsformer sehr präzise auf die Nulllinie zurückgeht. Dies ist wegen der hohen Teilchenmultiplizität notwendig.

Die Verbindung zwischen Teststand und Auslesekarte erfolgt über sechs dünne Flachbandkabel. Der Zeitaufwand zum Herstellen dieser Verbindung geht wesentlich in die Zeitbilanz des Kartentests ein. Es wurde daher versucht, das Aufstecken der Kabel durch Entwicklung einer mechanischen Hilfseinrichtung weitgehend zu automatisieren. Wegen der Toleranzen der Positionen der Buchsen auf den Auslesekarten ist dies allerdings erheblichen Beschränkungen unterworfen. Ein neues Konzept sieht nun vor, die Kabel mittels einer Führung von Hand in die Auslesekarten einzusetzen und sie dort bis zur entgeltigen Montage auf dem Detektor zu belassen. Für den Test wird das andere Ende des Flachbandkabels mittels einer mechanischen Führung einfach auf ein entsprechend ausgelegtes Leiterbahnmuster auf der Signalverteilerkarte gepresst, anstatt wiederum in einen Stecker eingeführt zu werden.

Referenzen:

[1] W. Amend et al., Jahresbericht IKF-62 (2001), S. 52

Precision Electron Drift Velocity Measurements for the ALICE TPC^{B,G}

J. Wiechula², G. Augustinski¹, P. Braun-Munzinger¹, H. Daus¹, J. Fiess², U. Frankenfeld¹, C. Garabatos¹, J. Hehner¹, M. Ivanov¹, R. Renfordt², H. Sann¹, H.R. Schmidt¹, H. Stelzer¹, R. Stock², D. Vranic¹ and the Alice Collaboration

¹GSI, ²University of Frankfurt

The drift velocity of electrons in the ALICE TPC is for the envisioned gas mixture (NeCO₂, 90:10) and drift field (400 V/cm) very sensitive to temperature variations. It is therefore foreseen to stabilize the temperature globally over the whole drift volume of 88 m³ to better than 0.1° K. Nonetheless, a precise knowledge of the dependence of the drift velocity variations on temperature is highly desirable. In addition, the drift velocity depends sensitively on the gas composition (Ne-CO₂ ratio, N₂ and O₂ admixtures).

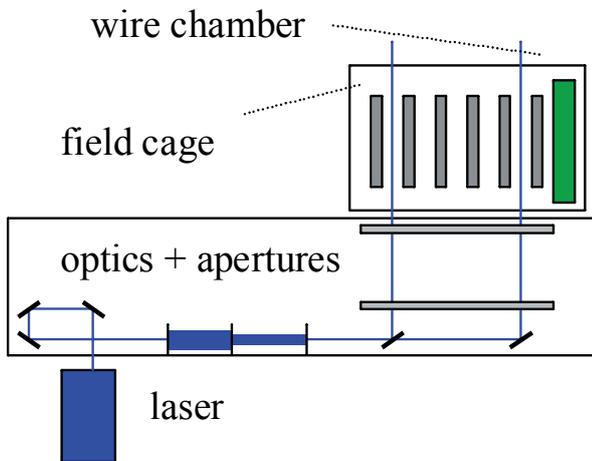


Fig. 1: Setup to measure the electron drift velocity with laser beams in a test TPC.

We have set up a test bench, which allows to determine the dependence of the electron drift velocity on various parameters with a precision better than 0.1%. The setup is depicted in Fig. 1: A 266 nm beam of a Nd-YAG laser is, after being adjusted in height by a set of mirrors, widened by a telescope to a size of about 10 mm. Thereafter the beam is split and sent through a set of precision apertures of typically 0.3-1.0 mm diameter, which define the position of the two beams inside the drift volume with an accuracy of about 10 μm. The arrival time of the electrons from the two beams is measured in a wire chamber and from the difference the drift velocity is inferred. Three temperature probes (PT1000) are installed inside the gas volume and allow to record the temperature of the gas with a precision of $\Delta T = 0.03^\circ$ K. In addition, the pressure, the O₂- and H₂O-content as well as the CO₂ admixture are monitored.

Fig. 2 depicts a measurement of the drift velocity dependence on temperature as a function of the reduced drift field E/p in comparison to a GARFIELD [1] calculation. The measured change in drift velocity at the ALICE TPC nominal drift field of 400 V/cm is about 0.3 %/K and agrees well with the calculation.

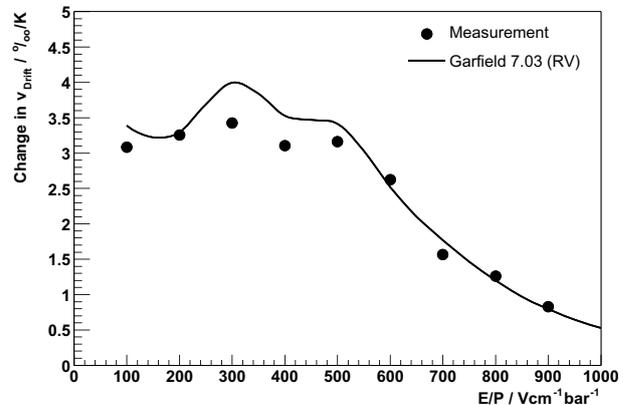


Fig. 2: Drift velocity dependence on temperature as a function of the reduced drift field E/p . The solid line shows a GARFIELD calculation.

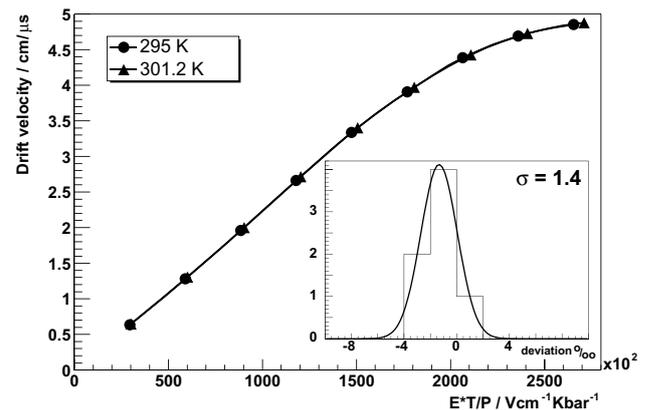


Fig. 3: Comparison of the drift velocities at two temperatures as a function of the reduced drift field $E \times T/p$. The insert shows the deviation of the two curves from a common fit.

The drift velocity depends on the gas density and the cross section of electron collisions with gas molecules. It is thus interesting to investigate the temperature dependence on the cross section alone. This is shown in Fig. 3, where the drift velocity for two temperatures is shown as a function of the density-reduced drift field. Hereby ideal gas behavior is assumed. As can be seen the two curves are identical on this scale. To emphasize differences the $T=295^\circ$ K data are fit. The distribution of the differences $(v_{\text{fit}} - v_{301.2})/v$ is shown in the insert. The deviation is less than 0.1% ($\sigma/\sqrt{2}$) demonstrating that in the range considered the cross section is independent of temperature.

References

[1] R. Veenhof: <http://garfield.web.cern.ch/garfield/>

Laser Tests with the ALICE TPC Inner Readout Chamber^{B,G}

U. Frankenfeld¹, G. Augustinski¹, P. Braun-Munzinger¹, H. Daus¹, J. Fiess², C. Garabatos¹, J. Hehner¹, M. Ivanov¹, R. Renfordt², H. Sann¹, H.R. Schmidt¹, H. Stelzer¹, R. Stock², D. Vranic¹, J. Wiechula² and the Alice Collaboration

¹GSI, ²University of Frankfurt

Systematic measurements of several key parameters have been performed on the inner readout chambers of the ALICE TPC taken from the ongoing series production.

Besides the behavior under high load (see [1]), design parameters like pad response function (PRF), position resolution, gating efficiency, noise and cross talk have been investigated employing a UV laser to generate well defined tracks in the chamber drift volume. As an example, the image of a laser track in the chamber is shown in Fig. 1. The intensity of the laser has been adjusted such that a minimum ionizing particle (MIP) is simulated. The image reveals that, as desired, 2-3 pads respond to a hit, which is sufficient to determine the track position with the desired spatial accuracy at low occupancy.

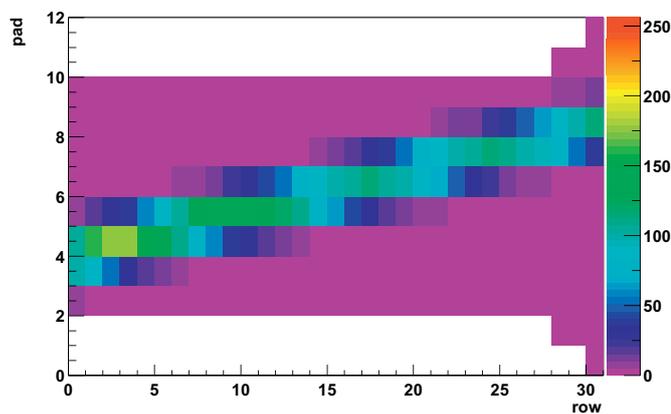


Fig. 1: Online picture of a single laser track crossing the chamber at an angle of about 5° relative to the 32 pad rows. The amplitude of the signal is indicated by the color code.

The PRF is measured by moving the laser beam relative to a (fixed) reference pad, whose pulse height is recorded as a function of the position of the laser beam and normalized to the sum of all pads in the region of the track. The result, as shown in Fig. 2, has slightly non-Gaussian tails, which are expected based on the definition of the PRF [2]. Thus the Gaussian fit to the data has been done only for the central part of the distribution. At the same time the data is fit with the single parameter Gatti-formula [3], which describes the PRF correctly. The contribution of the diffusion is estimated by measuring the PRF for several drift fields and extrapolation to infinite field, i.e., drift time equal zero. The resulting σ_{PRF} , contributions from laser width and diffusion properly subtracted, is 2.06 mm and is in very good agreement with the estimated value of 2 mm [2].

The position accuracy is quantified employing the “residual” method, i.e., the deviations from a straight line fit to the track. The obtained resolution depends on the signal height and should scale like $1/\sqrt{N}$, as verified experimentally and shown in Fig. 3. For a MIP signal one expects an azimuthal position resolution of about 400 μm . This value, however, represents the resolution

without deterioration due to diffusion, i.e., reflects geometrical chamber properties as well as noise and statistics only. It should be noted that the numbers given in the TPC Technical Design Report [4] include the average diffusion due to a drift path of up to 250 cm and are of the order of 1000 μm . Thus, the test proves that no intrinsic chamber property limits the achievable position resolution.

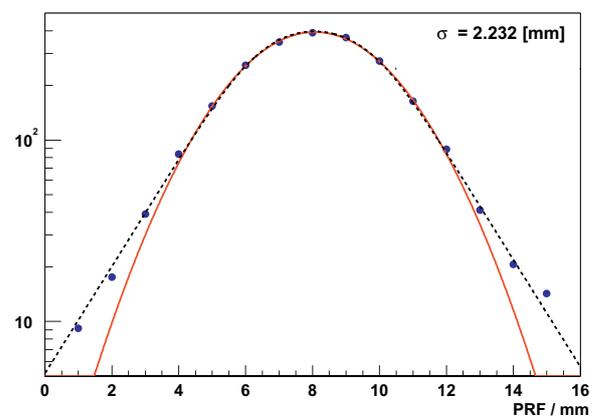


Fig. 2: Signal height at a given pad as function of the laser beam position relative to the pad yielding the pad response function. The solid line is a Gaussian fit to the data in the region from 4 to 12 mm, while the dashed curve is a fit employing the Gatti-formula.

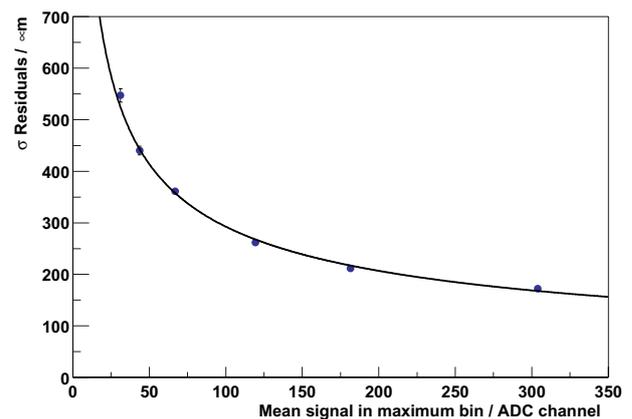


Fig. 3: Width of the residual distribution as function of the pulse height. The error bars indicate fluctuations of the laser intensity.

References

- [1] W. Amend et al., Jahresbericht IKF-62 (2001), p. 50
- [2] Alice Internal Note, ALICE-INT-2002-030 and references therein
- [3] E. Gatti et al., Nucl. Inst. and Meth 163 (1979) 83
- [4] TPC Technical Design Report, *CERN/LHCC 2000-001*

HADES Online-Monitor with Go4 ^{B,G,EC}

J.Markert¹, J.Adamczewski², M.Al-Turany², D.Bertini², T.Christ⁵, A.Gabriel⁴, C.Müntz²,
J.Pietraszko², H.Ströbele¹ and T.Wojcik³ for the HADES collaboration

Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Germany; ²GSI, Germany; ³Jagiellonian University, Poland;
⁴Justus Liebig Universität Giessen, Germany; ⁵Technische Universität München, Germany

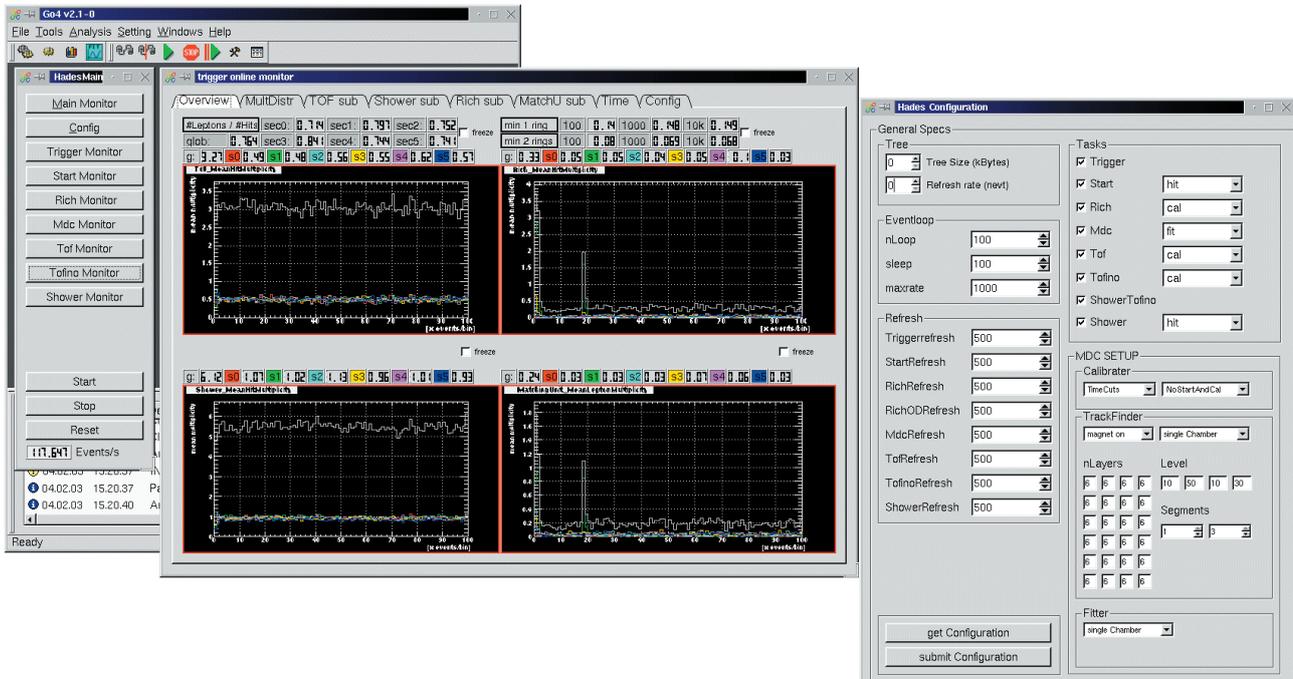


Figure 1: Screen shot of the Hades Online-Monitor: main panel, trigger monitor and configuration panel.

Online-monitoring of detector and trigger performance, of data stream and acquisition is crucial for successfully running a complex experiment like HADES[1].

To assure the data quality throughout the running period in November/December 2002, a common software tool has been developed using Go4[2], a GSI software package (GSI Object Oriented On-line Off-line system) based on ROOT[3]. The concept of Go4 separates the monitoring procedure in two parts: (i) the analysis client, where the data are processed and (ii) the monitoring GUI, where the processed data are visualized by histograms. The communication between the client and the GUI part is done through sockets. The GUI is built using the Qt[4] widget library and the Qt designer. Qt and ROOT are interfaced by QtROOT[5]. The Go4 GUI includes a browser and tree viewer which can be also used without analysis to process standard ROOT files.

The HADES ROOT based analysis frame work HYDRA provides the structure for the HADES events. All analysis steps, so called tasks, are performed inside the HYDRA event loop, which is driven by the event loop of Go4. The HADES analysis client is connected via a remote event server to the data acquisition. The analysis parameters are initialized through a ORACLE data base.

The HADES online-monitor provides the functionality to monitor all sub-systems of the HADES detector tak-

ing part in the data taking which are the START, RICH, MDC, TOF, TOFINO and SHOWER detectors as well as the trigger system.

The monitor histograms are defined and managed by the histogram bookers. The filling of the histograms is done inside the HADES event loop by the histogram fillers. All histograms are sent via sockets to the Go4 server and distributed by a registry mechanism to the active monitor GUIs.

The monitors can be reconfigured during run time without restart of the client. The configuration and communication is done via parameter objects, which are sent via sockets from the GUI to the client.

During the November beam time the HADES data has been continuously monitored over a period of 3 weeks.

References

- [1] HADES collaboration. Hades, a high acceptance di-electron spectrometer. <http://www-hades.gsi.de>.
- [2] H.G.Essel, D.Bertini, J.Adamczewski, M.Al-Turany. Go4 analysis system. <http://go4.gsi.de>.
- [3] F.Rademakers, R.Brun. Root, an object-oriented data analysis framework. <http://root.cern.ch>.
- [4] TrollTech. Qt. <http://www.trolltech.com>.
- [5] D.Bertini, M.Al-Turany. Qtroot. <http://go4.gsi.de>.

Status der EZR-RFQ Anlage des Instituts

K. E. Stiebing, L. Schmidt, O. Hohn, J. D. Meyer, H. Schmidt-Böcking,
K. Schneider, R. Baumgarten, W. Dilfer, P. Ziel IKF
I. Müller, A. Schempp, Institut für Angewandte Physik

Schwerpunkte der Arbeiten an der 14GHz-EZR – (ve)RFQ Anlage des Instituts waren, neben dem wissenschaftlichen Programm, über das in gesonderten Artikeln [1-4] berichtet wird, der weitere Ausbau der Hochenergiestrahlführung und die Weiterentwicklung von Komponenten der Ionenquelle sowie der Strahldiagnose. Außerdem lieferte die Anlage Strahl für Experimente zur Dynamik atomarer Systeme [3].

14GHz EZR Quelle:

Injektionsbereich

Die Injektionskammer der Quelle wurde grundlegend neu konstruiert und aufgebaut. Hierdurch ist es nunmehr in vielen Fällen möglich, kleinere Einbauten in die Plasmakammer der Quelle einzubringen, ohne, wie bisher, den gesamten Injektionsbereich von der Quelle trennen zu müssen. Dies ist nicht nur eine Erleichterung der Arbeit, sondern trägt auch zum bessern Erhalt der Justierung bei. In Zuge dieser Arbeiten wurde auch das Pumpsystem verändert. Die 360 l/s Turbopumpe, die den Quellenbereich über ein 300 mm langes Isolatorrohr evakuiert hat, wurde durch eine 140 l/s Turbomolekularpumpe ersetzt, die von einer 50 l/s Turbomolekularpumpe vorgepumpt wird. Die erste Stufe der Anordnung (140 l/s) ist direkt an der Injektionskammer (auf Hochspannungspotential) angeflanscht, die zweite Stufe befindet sich auf Erdpotential. Beide Systeme sind durch ein

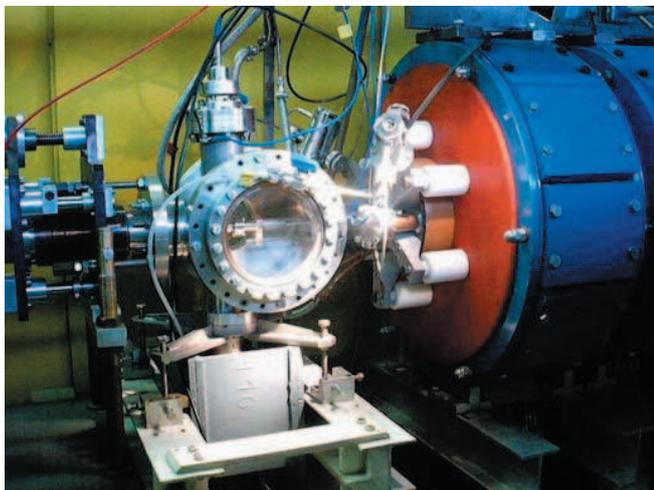


Abb.1: Neue Injektionskammer der EZR Quelle. Im Glasfenster ist die Verschiebungseinrichtung für die Disk und die Plasmaelektrode zu erkennen. Beide Elektroden werden über wellbalgedichtete Antriebe (links im Bild) justiert. Unter der Kammer ist die Magnetabschirmung für die 140 l/s Turbomolekularpumpe zu erkennen.

400mm langes Isolatorrohr verbunden. Hierdurch konnte das Grundvakuum im Quellenbereich nochmals verbessert werden. Es liegt zur Zeit im Bereich von ca. 2×10^{-8} mbar (ohne Ausheizen), gemessen in der Injektionskammer, die mit

nahezu vollem Querschnitt von 60mm direkt in die Plasmakammer übergeht. Die Messungen mit dem neuen Aufbau zeigen, dass in der Tat sehr restgasfreie Strahlen hergestellt werden können wie sie bisher nur nach deutlich längerem Ausheizen der Anlage bei hoher Mikrowelleistung erreicht wurde.

Extraktionsbereich

Auch die Extraktion wurde neu konstruiert um eine zuverlässige Justierung des Abstandes der Ziehelektrode von der Plasmaelektrode der Quelle im Betrieb der Anlage zu ermöglichen. Dies ist nicht nur für die häufig benötigten Wechsel der Ionenenergie wichtig, sondern ist auch, zusammen mit der exakten Position der Extraktionselektrode im Magnetfeld der Quelle (siehe Beschreibung zu Abb.1), ein empfindlicher Parameter zur Quellenoptimierung. Die nun gefundene, einfache Lösung erweist sich als robust und hat in mehr als halbjährigen Einsatz ihre Tauglichkeit bewiesen.



Abb.2: Das neue (alte) Mikrowellenverstärkersystem

Mikrowellensystem

Das Klystron der Varian-14GHz-Verstärkeranlage musste ersetzt werden, nachdem das alte System nur noch Leistungen von maximal 300 Watt erreichte. Außerdem konnte ein gebrauchtes System von der Firma Telecom zu einem symbolischen Preis erworben werden, das sich im Einsatz sehr bewährt hat. Hierbei handelt es sich um insgesamt drei Wanderfeldröhrenverstärker von je 600Watt Leistung. Über einen Leistungskoppler können zwei der Verstärker auf eine

gemeinsame Leistung von ca. 1KW gebracht werden. Für die meisten Anwendungen an der Quelle ist bereits die Leistung eines Verstärkers voll ausreichend. Für die Erzeugung sehr hochgeladener Ionen steht nach wie vor der Varian Verstärker mit einer Ausgangsleistung von 2,4 kW zur Verfügung.

Strahldiagnosesysteme

Das, im Rahmen einer Diplomarbeit an der Fachhochschule Giessen-Friedberg entwickelte *Strahlprofilmesssystem* [4] wurde fertiggestellt und im 0-Grad Strahlrohr der Quelle eingebaut. Es erlaubt die zweidimensionale Aufzeichnung des Strahlprofils mit Hilfe der Standard-Faradaytassen der Anlage, die über Stromverstärkersysteme (Keithley 610) ausgelesen werden. Für das System wird nur eine Vakuum-Drehdurchführung benötigt. Hierdurch ist ein wenig störanfälliger Betrieb gewährleistet. Es wird über einen einfachen Gleichstrommotor angetrieben, die Synchronisation des Systemtriggers wird über einen Lichtsensor erreicht, der eine Marke auf einer, starr mit der Systemachse verbundenen Scheibe ausliest. Die Signale des Stromverstärkers werden über eine Messkarte in einen PC eingelesen und on-line aufbereitet. Das System erlaubt die Echtzeitüberwachung des X- u. Y- Strahlprofils mit ca. 2 Hz.

Zur Zeit wird dieses System zur Emittanzmessung erweitert. Es ist geplant, vor allem den analysierten (90-Grad) Quellenstrahl mit einem solchen System auszustatten. Im Gegensatz zu dem bisher benutzten sehr aufwendigen System, das einen umfangreichen Umbau der Strahlführung notwendig machte, kann das neue System auch im Experimentbetrieb im Strahlrohr verbleiben und jederzeit eingesetzt werden. Hierzu wurde die Apparatur mit einem Paar computergesteuerter Schlitzblenden ausgestattet, die es, je nach Betrieb, erlauben, die X-X'-, die Y-Y'- bzw. die 4 dimensionale Emittanz (X,X',Y,Y') zu vermessen. Das System wird zur Zeit im Probebetrieb im 0-Grad Strahlrohr eingesetzt. Ein System für den analysierten Strahl ist in Konstruktion. Parallel wird ein Datenanalyseprogramm zur on-line Visualisierung der Ergebnisse entwickelt.

Im Rahmen unserer Untersuchungen zum Sputtern mit hochgeladenen Ionen [2] wurde eine Elektrodenstruktur aufgebaut, die es erlaubt, die Ionen mit ausreichender Strahlqualität auf Energien von wenigen Elektronenvolt abzubremesen. Die Ionenenergie wird dabei durch Regelung der Hochspannung der Abbremsenrichtung relativ zum Quellenpotential, d.h. vom Hochspannungsterminal der Quelle aus eingestellt. Hierdurch wird die Präzision erreicht die notwendig ist, um auch das Plasmapotential der Quelle von nur ca. 20-30 V zu bestimmen [1].

variable energy (ve) RFQ

90-Grad Strahlrohr

Der Hochenergiebereich der Anlage nach der RFQ-Struktur wurde durch das 90-Grad Strahlrohr (relativ zur RFQ) ergänzt (Abb. 3). Nach Charakterisierung dieses Strahlzweiges ist geplant, hier eine UHV Streukammer aufzubauen, die sowohl vom 120-Grad EZR Strahl als auch vom RFQ Strahl erreicht werden kann. In dieser Kammer können auch Experimente zur Ion-Ion Wechselwirkung durchgeführt werden oder Experimente zur Materialmodifikation und -analyse unter Verwendung beider Strahlen, ohne das Vakuum brechen zu müssen. Der in der Abbildung gezeigte Aufbau ist bis zur

Diagnosekammer vor der UHV-Kammer fertiggestellt. Erste Messungen zeigen, dass die erwarteten Anforderungen an die Strahlqualität offensichtlich erreicht werden. Das Vakuum ist mit 2×10^{-8} mbar (ohne Ausheizen) ausreichend um bei Verwendung von differentiellen Pumpstrecken den Aufbau einer UHV Kammer mit Werten im Bereich 10^{-10} mbar und besser zu erlauben. Die vorgesehene Kammer wird zur Zeit separat getestet.



Abb.3: 90-Grad-RFQ Strahlrohr (Vordergrund). Zu erkennen sind die beiden Diagnosekammern und das magnetische Quadrupoltripllett als die wesentlichen Komponenten des Aufbaus. (im Hintergrund das 45-Grad-RFQ Strahlrohr mit dem Abbremssterminal).

Flugzeitapparatur

Nach wie vor entspricht die Transmission durch die RFQ nicht dem Designwert. In der Tat sind einige Entwicklungen im EZR Bereich (z.B. die Emittanzmessung) auch davon motiviert, Ursachen in der unzureichenden Präparation des Strahls am Eingang in die RFQ sicher auszuschließen. Um auch den Strahl aus der Struktur besser zu charakterisieren wurde eine unabhängige Geschwindigkeitsmessung im 0-Grad Strahl nach der RFQ eingebaut. Hierbei handelt es sich um eine Flugzeitstrecke von 1,25 m Länge. Als Start- und Stoppsignale werden die, aus zwei dünnen Kohlenstofffolien (2000 Å) emittierten Sekundärelektronen verwendet, die in Mikrokanalplatten nachgewiesen werden. Die Zeitauflösung dieser Anordnung ist mit ca. 2-3ns ausreichend um Abweichungen vom Designwert der Energieschärfe (ca. 3%) aufzulösen.

Referenzen:

- [1] Stiebing et al, dieser Bericht
- [2] Meyer et al, dieser Bericht
- [3] Schmidt et al, dieser Bericht
- [4] M. Kaiser, „Entwicklung eines Strahlprofilmonitors für die Frankfurter EZR-Anlage“ Diplomarbeit, Fachhochschule Giessen-Friedberg (2001)

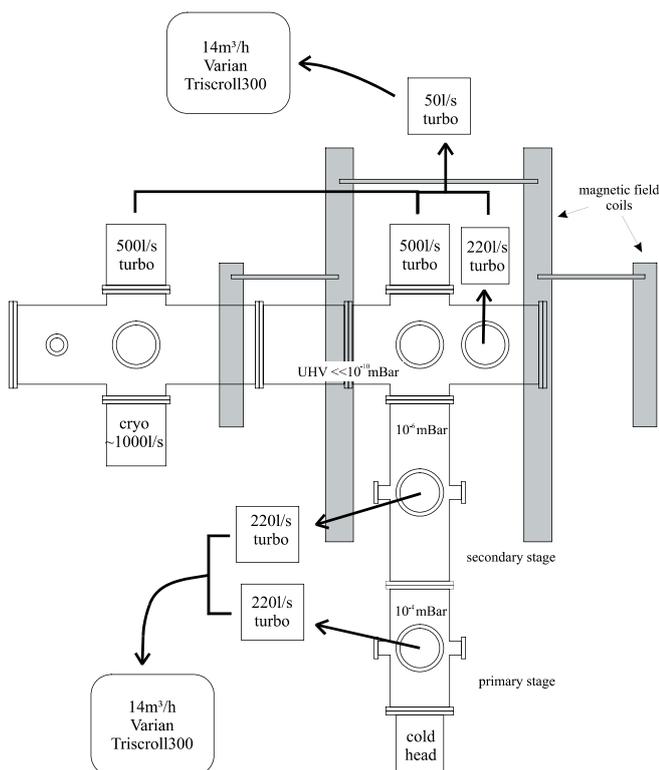
Die EZR-RFQ Anlage ist ein HFBG Projekt des Hessischen Ministeriums für Wissenschaft und Kultur (HMWK) und der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) (Projekt No: III P 2-3772-116-246)

Aufbau einer hochauflösenden COLTRIMS Apparatur am NRC

A. Staudte, M. Weckenbrock, S. Kammer, M. Smolarski und R. Dörner

Im Mai 2002 wurde am National Research Council in Ottawa, Canada, eine universelle, hochauflösende COLTRIMS Apparatur aufgebaut. Die Apparatur läßt sich in Spektrometer, die UHV-fähige Targetkammer, den gekühlten, temperaturgeregelten Gasjet, die Expansionskammer für den Jet und zugehöriges Gestell grob aufgliedern. Die Einzelteile waren zuvor von der Werkstatt des IKF unter Leitung von Herrn Zanger in Frankfurt gebaut worden und zum Teil in Frankfurt zu Testzwecken aufgebaut.

In Frankfurt haben wir vor allem die Ultrahochvakuum(UHV)-Tauglichkeit der Pumpen-Kammer-Anordnung untersucht. Ein Ziel des Experimentes ist es, mit dem Vakuum in den Bereich von 10^{-11} mBar vorzustossen, damit Ionisationsereignisse aus dem Restgas möglichst unterdrückt werden.



Um den großen Schritt auf 10^{-10} mBar zu schaffen, wurde für die Hauptkammer eine zweistufige Turbopumpenanordnung aus hochverdichtenden ($>10^9$ für N_2) Turbomolekularpumpen, sowie eine Kryopumpe gewählt (siehe Bild). Die primären Turbopumpen haben zusammengenommen eine Pumpleistung von ca. 1300l/s und werden in der zweiten Stufe von einer kleinen Turbopumpe mit

50l/s Saugvermögen vorgepumpt. Eine $14m^3$ Scrollpumpe sorgt für ölfreies Vorvakuum auch bei Stromausfall. Die Cryopumpe hat eine Pumpleistung von grob 1100l/s, wobei auch hier die Pumpleistung maßgeblich von der Masse des zu pumpenden Gases abhängt. Molekularer Wasserstoff ist demzufolge eine besondere Herausforderung und auch der limitierende Faktor im tiefsten UHV-Bereich. Aus diesem Grund hatten wir noch eine Titansublimationspumpe in Verbindung mit einer Kühlfalle vorgesehen, deren Funktionsprinzip auf der Eigenschaft von Titan basiert, eine besonders hohe Adsorption von reaktiven Gasen zu besitzen. Allerdings zeigte sich, daß die Projektierung der Sublimationspumpe unzureichend war, da zu keinem Druck (10^{-8} - 10^{-11} mBar) eine Verbesserung des Vakuums durch Zuschalten der Pumpe beobachtet werden konnte, so daß die Pumpe im endgültigen Aufbau durch eine Turbopumpe ersetzt wurde.

Mit Ausheiztemperaturen von deutlich über $250^\circ C$ und -dauern von ca. 3 Tagen, konnte schliesslich ein Endvakuum in der leeren Kammer von $4 \cdot 10^{-11}$ mBar erreicht werden. Es erwies sich, daß die beim Spektrometerbau verwendeten, handelsüblichen, lackierten $100k\Omega$ Widerstände das Endvakuum nicht merklich beeinflussen. Somit kann beim Bau zukünftiger Spektrometer das aufwendige Versiegeln der Widerstände entfallen. Das gleiche gilt für versilberte Messing-Kabelschuhe. Diese Ergebnisse machen den Bau des UHV kompatiblen Spektrometers deutlich kostengünstiger.

Bei der Konstruktion des Spektrometers mußte neben den hohen anforderungen an das Vakuum auch die spezielle Kammerform und die Tatsache berücksichtigt werden, daß ein sehr kurzbrennweitiger Spiegel ($f = 50mm$, $d = 25mm$) zwischen den Spektrometerplatten plaziert werden mußte. Das Spektrometer kommt ohne Lötstellen aus und ist deshalb leicht auf die vielfältigen Experimente anpassbar. Zum Beispiel erwarten wir für He^{2+} mit 7meV Rückstossenergien eine Auflösung von 0.1 au im Impuls.



Eine neue Methode zur Erzeugung von Mikroplasmen und Plasmajets mit Glimmentladungscharakteristik

T. Jahnke¹, M. Odenweller¹, S. Schöbler¹, A. Bräuning-Demian², R. Dörner¹ und H. Schmidt-Böcking¹
¹Institut für Kernphysik, Frankfurt, ²Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

Mikrostrukturelektroden (MSE) stellen eine effiziente Methode dar, Mikroplasmen mit Glimmentladungscharakteristik zu erzeugen [1,2]. Aufgrund ihrer Geometrie lassen sich mit ihnen Strahlen aus angeregten oder ionisierten Atomen realisieren, die zudem die guten thermischen und räumlichen Eigenschaften eines gewöhnlichen Überschallgasstrahls aufweisen [2,3,4].

Aktuelle MSE werden aus Kupfer als Elektroden- und Keramik als Isolatormaterial hergestellt. Im Betrieb zeigt sich, daß die Kupferelektrode auf der Kathodeseite nach ca. 10 Stunden durch Sputteringprozesse zerstört ist. Dies liegt daran, daß der Sputteringkoeffizient für Ionen der im Plasma auftretenden Energien von Kupfer im Vergleich zu Metallen wie Wolfram oder Tantal um einen Faktor 100 größer ist [5]. MSE mit Elektroden aus Wolfram sind seit kurzer Zeit zwar herstellbar, allerdings können die Elektroden dem Herstellungsprozeß entsprechend nur in einer Dicke von <50 µm erzeugt werden. Des weiteren ist das Einbringen der Mikropore in eine Struktur auf Keramikbasis nur durch einen Femtosekundenlaser möglich, was ebenfalls die Herstellung erschwert, oder im Falle von Arraystrukturen mit sehr vielen Löchern nahezu unmöglich macht.

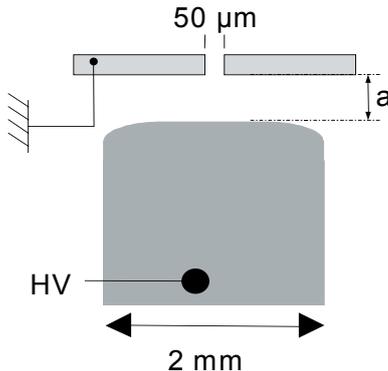


Abbildung 1: Schematische Darstellung der neuen Geometrie.

Mit dem Ziel eine Mikroglimmentladung unter Jetbedingungen zu erzeugen und die oben genannten Nachteile zu umgehen, ist eine neue Entladungsanordnung entstanden. Abb. 1 zeigt die Geometrie schematisch: ein 200 µm starkes Plättchen aus Tantal, das mit einem Loch mit 50 µm Durchmesser versehen ist, wird in einem Abstand a (typ. 100 µm) vor einem Kupferstab mit 2 mm Durchmesser montiert. Der Kupferstab ist so installiert, daß mit einer Mikrometerschraube der Abstand a variiert werden kann. Durch die Wahl des deutlich größeren Durchmessers des Kupferstabes im Vergleich zum Durchmesser des Loches im Tantalplättchen, wird näherungsweise die in Abb. 2b dargestellte Elektrodengeometrie geschaffen.

Vergleicht man nun den Verlauf der Potentiallinien einer gewöhnlichen MSE (Abb. 2a) mit dem Verlauf der Potentiale bei der neuen Geometrie (Abb. 2b), so ist die qualitative Ähnlichkeit offensichtlich. Dementsprechend ist auch ein ähnliches Entladungsverhalten zu erwarten.

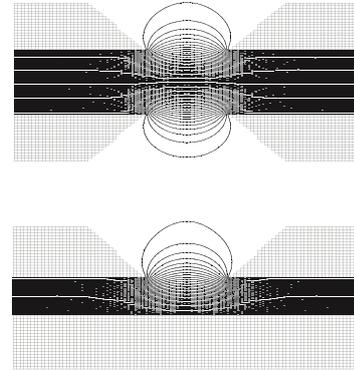


Abbildung 2: Potentialverlauf einer gewöhnlichen MSE (oben) und der neuen Geometrie (unten) im Vergleich.

Durch den fehlenden Isolator ist die Feldstärke innerhalb der neuen Geometrie bei gleicher Spannung niedriger. Dies kann allerdings kompensiert werden, da der Abstand a zwischen den Elektroden auf den durch das Paschenminimum vorgegebenen Wert von ca. 100 µm bis 150 µm verringert werden kann. Im Betrieb zeigt sich tatsächlich die erwartete Glimmentladungscharakteristik, wie Abb. 3 anhand der U/I-Kennlinie zeigt.

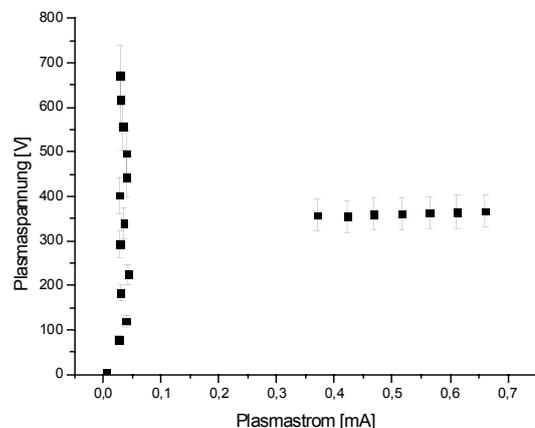


Abbildung 3: Strom/Spannungskennlinie der neuen Geometrie bei Betrieb mit He und einem Druck von 2 bar. Wie bei einer Glimmentladung (und somit auch bei einer gewöhnlichen MSE) fällt die Spannung nach dem Zünden der Entladung auf einen moderaten Wert ab und bleibt auch bei Erhöhung des Plasmastroms konstant.

Referenzen:

- [1] A. Bräuning-Demian et al., Proceedings of the Conference 'Gas Discharges and their Appl.', Glasgow, 2000.
- [2] O. Hohn, Dissertation, Universität Frankfurt (2002).
- [3] S. Schöbler, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2002).
- [4] T. Jahnke, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2002).
- [5] N. Matsunami et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables 31, 1-80 (1984).

Ein 2 π Spektrometer für Elektronen-Koinzidenz-Experimente an Oberflächen

¹M. Hattaß, ¹A. Czasch, ¹T. Jalowy, ¹Th. Weber, ¹S. Schössler, ¹T. Jahnke, ¹M. Schöffler, ¹O. Jagutzki, ²C. Winkler, ²J. Kirschner, ¹R. Dörner, ¹H. Schmidt-Böcking

¹ Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt, August-Euler-Str. 6, 60486 Frankfurt

² Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, 06210 Halle/Saale

Ein wichtiger Prozess zur Untersuchung elektronischer Korrelationen in atomaren Systemen ist der Doppel-Photoemissionsprozess. Zu diesem Themenbereich wurden bereits zahlreiche Experimente an Gas-Targets wie Helium oder H₂ durchgeführt. Die hierbei erzielten Erfolge basieren wesentlich auf der zu einem großen Teil am Institut für Kernphysik entwickelten COLTRIMS-Technik (z.B.[1,2]). Um diese Technik auch auf Festkörpertargets auszudehnen, wurde ein neuer Spektromertyp entwickelt, der die Untersuchung der Doppel-Photoemissionsprozesse auch an Oberflächen möglich macht [3].

Das Spektrometersystem basiert - wie auch bei den vorhandenen COLTRIMS-Systemen - auf dem Abbilden des gesamten Impulsraumes der Reaktion auf einen orts- und zeitauflösenden Detektor. Dies wird zum einen durch die Wahl geeigneter elektrischer und magnetischer Führungsfelder, sowie durch die Verwendung von Detektoren mit Multihit-Fähigkeiten ermöglicht. Die Funktionsfähigkeit dieses Spektrometers konnte bereits in ersten Experimenten bei BESSY II am Beispiel des Doppel-Photoemissionsprozesses am einem Ag(100) Kristall demonstriert werden [3].

Im Juni 2002 wurden weitere Experimente zur Doppel-Photoemission an Oberflächen am Strahlplatz BW3 bei HASYLAB/DESY durchgeführt. Als Targets wurden ein Ag(100) sowie Cu(111) Kristall verwendet. Die hohe Wiederholfrequenz von 5 MHz der Photonen-Pulse bei HASYLAB ermöglicht hier bei gleicher Einfach-Photoemissionsrate eine deutlich niedrigere Rate an zufälligen Koinzidenzen und somit einen niedrigeren Untergrund im Vergleich zur ersten Messung. Zusätzlich wurde durch Veränderungen an der Feldgeometrie des Spektrometers eine weitere Unterdrückung von unerwünschten Streuelektronen erreicht, deren Anteil von vorher ca. 20 % nun praktisch vollständig beseitigt werden konnte. Des Weiteren wurde durch den Einbau eines Aluminium-Filters in der Strahlführung, der Anteil von Photonen höherer Ordnungen im Strahl unterdrückt.

Bild 1 zeigt die Elektronen-Impulse parallel zur Oberfläche, bei einer Photonenenergie von 40 eV. Die zusammengefassten Elektronenenergien entsprechen dabei einer Emission aus dem Cu 3d Band. Der Einfallswinkel beträgt hierbei 45° zur Oberflächennormalen, die Polarisation liegt in der X-Ebene. Zu erkennen ist die Symmetrie der Cu(111) Oberfläche.

Bild 2 zeigt die Energieverteilung für koinzident detektierte Elektronenpaare. Die Dreiecksstruktur wird durch die Energie des auslösenden Photons bestimmt (hier 60 eV), das die maximal verfügbare Energie festlegt.

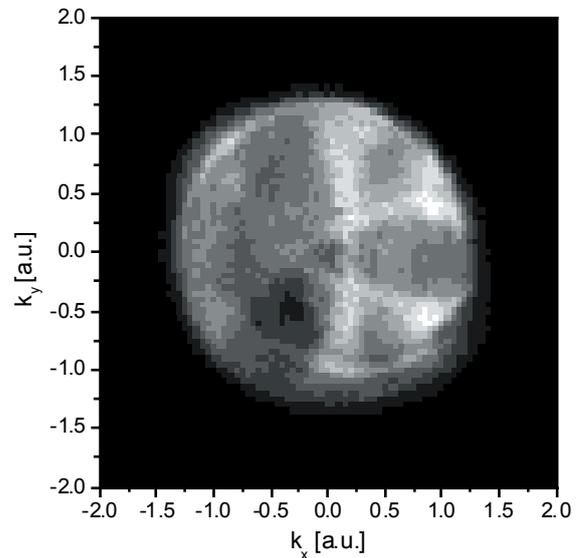


Bild 1 : Elektronenimpulse parallel zur Oberfläche des Kristalls. Emission aus dem Cu 3d Band an einer Cu(111) Oberfläche bei 40 eV Photonenenergie.

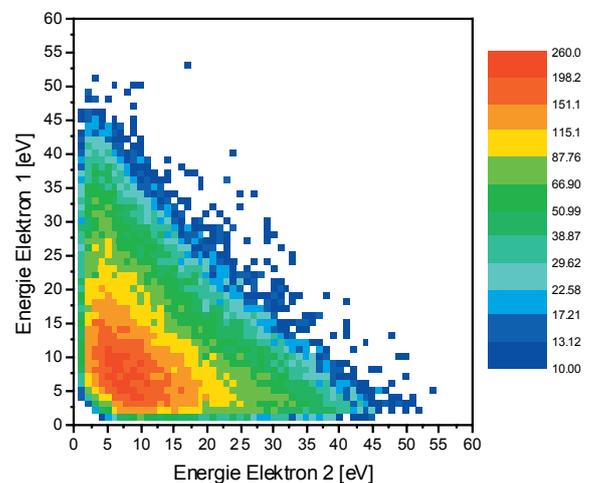


Bild 2 : Energieaufteilung der Elektronenpaare bei 60 eV Photonenenergie.

Referenzen:

- [1] R.Dörner *et al.* Phys. Rev. Lett. 77, 1024 (1996)
- [2] R.Dörner *et al.* Phys. Rev. Lett. 81, 5776 (1998)
- [3] M.Hattaß *et al.* IKF Jahresbericht (2001)

Betriebsablauf und Neuerungen an den 2,5 MV- und 7,5 MV Van- de- Graaff Beschleunigeranlagen

R. Baumgarten, W. Dilfer, K. Schneider, P. Ziel

Im Berichtsjahr 2002 war die 2,5 MV-Beschleunigeranlage **1392** Stunden in Betrieb. Insgesamt waren 7 Tanköffnungen erforderlich, um den Hochfrequenzsender nachjustieren, die Ionenquellengase aufzufüllen bzw. auszutauschen und um Reparaturen an den Versorgungsgeräten der Strahlfokussierung und Coronastabilisierung durchzuführen. Desweiteren wurde 3 mal die Hochfrequenz-Ionenquellen ausgewechselt.

Da der Strahlstrom (Targetstrom) unregelmäßig schwankte, wurde die gesamte Potentialsäule mit den zugehörigen Bandführungsstäben und Hochspannungssäulenwiderständen generalüberholt. Dabei wurde eine defekte Kontaktierung der ersten Beschleunigerrohrblende mit der Säule erneuert, die Umpolvorrichtung des Rohrfokus im Beschleuniger-Terminal stillgelegt und der Gaswahlschalter ausgetauscht.

Um die Regelung der Beschleunigerspannung zu verbessern, wurde der Vorverstärker der Slitsteuerung neu kalibriert und der Stabilisierungseinheit vorgeschaltet. Die Signalleitungen vom Verstärker zu den Slitblenden wurden durch neue, abgeschirmte Kabel ersetzt, um eine störungsfreie Übertragung der Signale vom Keller zur Konsole zu gewährleisten.

Betrieben wurde die Anlage zwischen 0,2 MV und 2,5 MV mit Atom- und Moleküllionen aus den Gasen H₂, D₂, ⁴He, CO₂, ¹⁴N, ²⁰Ne und ⁴⁰Ar.

Die 7,5 MV-Beschleunigeranlage war im Jahre 2002 **1546** Stunden im Einsatz. Bei 5 Tanköffnungen wurden die Penning-Ionenquelle überholt (mechanische Reinigung und Austausch der Tantal-Kathoden), die Versorgungsgeräte der Ionenquelle, Extraktion, und Fokussierung und deren Stellantriebe getestet und nachjustiert, die Vorratsgase der Quelle aufgefüllt bzw. ausgetauscht.

Die Meßleitungen für die Bogenspannungsanzeige wurden durch Hochspannungskabel ersetzt, da es hier immer wieder zu Überschlägen kam. Durch den hohen Ionenstrom aus der Penningquelle wurde die Tantalblende am Ausgang des Analyse magneten des Injektionssystems durch Ionenzerstäubung durchlöchert, was eine beinahe Zerstörung der Einzellens-Elektroden zur Folge hatte. Um nachhaltige Fehlerquellen auszuschließen, wurde das gesamte Injektions- und Blendensystem generalüberholt. Um eine gleichmäßige Beladung des Bandes zu erreichen wurden die Be- und Entladungsgaze aus V₂A erneuert.

Die Anlage wurde bei Spannungen zwischen 1,8 MV und 7,5 MV mit Ionen aus den Gasen H₂, D₂ und mehrfach geladenen Ionen aus den Gasen ³He, ⁴He, CO₂, ¹⁴N, ¹⁵N, ²⁰Ne, ⁴⁰Ar, und ⁸⁴Kr betrieben.

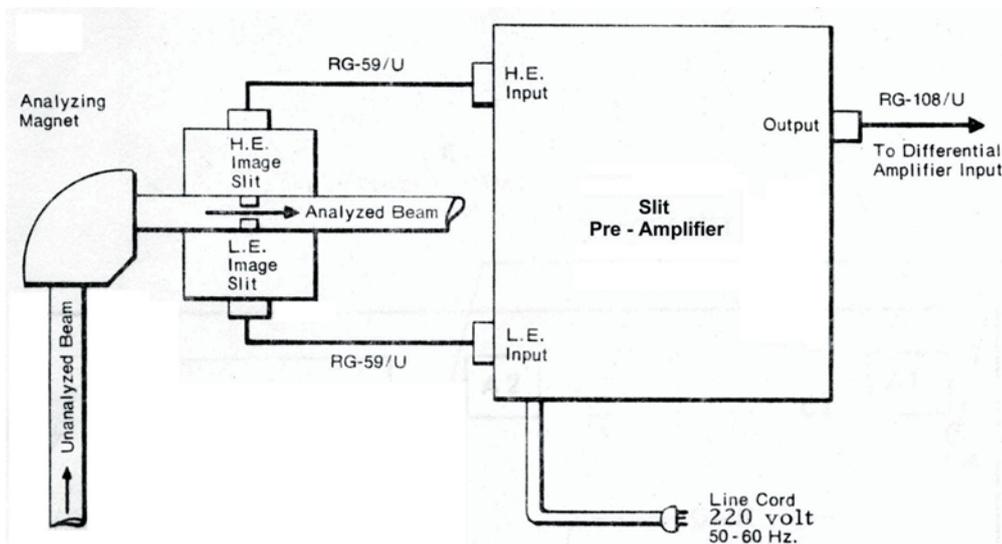
An den Strahlrohren der Beschleuniger waren permanent An- und Umbauarbeiten für die Experimente, sowie Reparaturen an Vakuumpumpen und den zugehörigen Steuereinrichtungen erforderlich.

Im Berichtsjahr erfolgten durch den TÜV-Hessen die Druckprüfungen für den Gasvorratstank und den Generatortank des 2,5 MV-Beschleunigers.

Die jährliche Abnahme des Personensicherheitskreises an beiden Beschleunigern durch die Aufsichtsbehörde verlief ohne Beanstandung.

Viel Zeit nahmen die Planungen und Vorbereitungen für den Umzug der Beschleuniger des IKF's im Nov. 2004 in das neue „Stern-Gerlach-Zentrum“ am Campus Niederurseler Hang in Anspruch.

Abb. Aufbau der Slitsteuerung



Werkstätten: Feinmechanik, Schlosserei, Schreinerei

B. Chakkalamattath, H. Düring, S. Engel,
W. Gass, J. Kölichhaus, S. Pohlmann, Y. Rippert*
Th. Schwab, W. Theisinger, E. Zanger

* bis 28.05.02

Die Werkstätten sind mit einer Vielzahl jener typischen Aufgaben betraut, die sich in 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. 200 Aufträge ausgeführt.

Ein Teilnehmer vom Centro Atomico in Bariloche, Argentinien hat uns vom 01.08.2002 bis 31.10.2002 tatkräftig bei unserer Arbeit unterstützt.

Berufsausbildung:

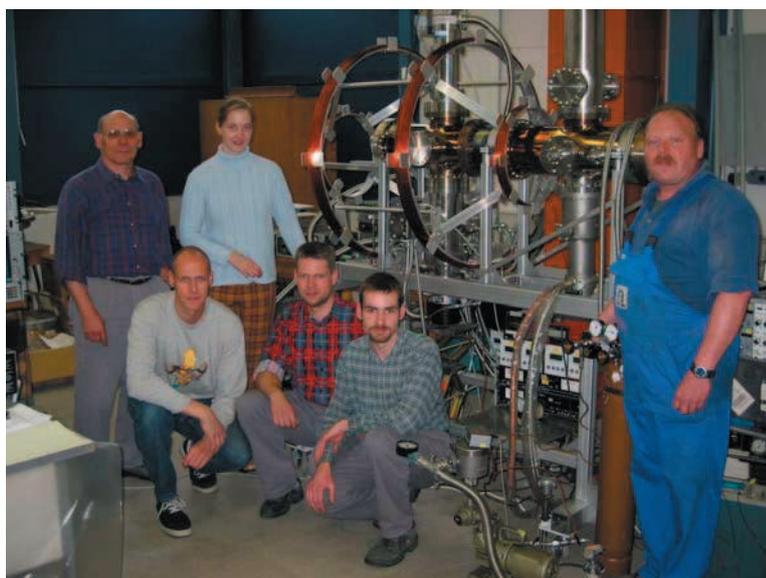
Industriemechaniker/Fachrichtung
Geräte- und Feinwerktechnik:

1 Auszubildender im 3. bzw. 4. Lehrjahr

In Zusammenarbeit mit der Industrie- und Handelskammer in Frankfurt a.M. wurde in unserer Werkstatt der praktische Teil der Zwischenprüfung für Industriemechaniker/Fachrichtung Geräte- und Feinwerktechnik durchgeführt.

Praktikum:

vom 1. Juli 2002 bis 23. August 2002 ein Student der FH-Darmstadt.



Elektronik

W. Amend, N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, G. Rüschemann
E. Schübler, M. Urban, P. Ziel*

Die Elektronikgruppe des Instituts bearbeitet folgende Aufgaben:

- Wartung und Reparatur des Bestandes an elektronischem Gerät (Meß- und Steuergeräte, Rechnerperipherie ,etc.).
- Mitarbeit bei der Betreuung des institutsinternen Datennetzes und der Betriebssoftwarewartung.
- Anpassung bestehender Geräte an neue Aufgabenstellungen, Durchführung der notwendigen Umbaumaßnahmen.
- technische Beratung und Unterstützung der Arbeitsgruppen des Instituts bei der Durchführung ihrer Experimente.
- Entwicklung, Bau und Test spezieller Systeme und Geräte, die am Markt nicht erhältlich sind.
- Beschaffung und Lagerhaltung elektronischer und elektromechanischer Bauelemente.

Notwendige Wartungsarbeiten wurden durchgeführt und die Betriebsfähigkeit der Geräte weitgehendst erhalten. Anfallende Reparaturen sind in den meisten Fällen erfolgreich durchgeführt worden.

Kleinere Aufträge zur Anpassung bestehender Geräte, sowie der Bau von Geräten, die keinen wesentlichen Entwicklungsaufwand benötigten, wurden in größerer Anzahl kurzfristig erledigt.

Größere Arbeiten im Berichtszeitraum:

- Temperaturüberwachung für EZR-Anlage
- Entwicklung und Bau einer präzisen 10 μ A Stromquelle
- Interface zur Ansteuerung von Schrittmotoren über PC
- Generator zur Erzeugung von Pulsfolgen zum Test von Kurzzeitmessgeräten
- Fortgeführt wurde die Entwicklung von Testeinrichtungen im Rahmen der Mitarbeit am ALICE-Projekt.
 - > Funktionstest der "Front-End-Card"
 - > Systemtest mit bis zu 25 „Front-End-Cards“

Mitarbeiter der Gruppe waren auch mit Entwicklungen beschäftigt, die am Institut für Aufbauten an anderen Forschungseinrichtungen vorangetrieben wurden (z.B. Experimente in der GSI oder am CERN).

Vom 23. Bis 25. September richtete die Elektronikgruppe die Herbsttagung der Studiengruppe Elektronische Instrumentierung (SEI) in den Räumen des Institutes aus.

*P. Ziel zeitweilig

Bibliothek

P. Seyler-Dielmann, J. Scheikowski

Der Gesamtbestand der Bibliothek mit 4 Handbibliotheken in den verschiedenen Abteilungen des Institutes war bis zum Jahresende 2002 auf

5615 Monographien
8653 Zeitschriftenbände
13357 Berichte
3178 Sonderdrucke
48 sonstige Medieneinheiten
angewachsen. Damit beträgt der Gesamtzuwachs seit 2001, 10 Regalmeter.

Es wurden 56 laufende Veröffentlichungen geführt

Im April 2002 wurden Zielvereinbarungen über die Erwerbung von Zeitschriftenliteratur für den Fachbereich Physik getroffen. Ziel dieser Vereinbarung ist es eine inhaltlich und preislich optimale Versorgung des Fachbereichs Physik mit Zeitschriftenliteratur sicherzustellen. Die Vereinbarungen gelten zunächst für die Haushaltsjahre 2002-2004. Der Fachbereich Physik stellt über die Vereinbarungszeit der Universitätsbibliothek jährlich 150.000€ zur Verfügung. Preissteigerungen und Schwankungen werden soweit sie 10 % nicht übersteigen von der Universitätsbibliothek aufgefangen.

Die UB entscheidet über die Fortführung bzw. Abbestellung von Abonnements soweit Konsortialverträge betroffen sind. Die Versorgung des FB Physik mit notwendiger Zeitschriftenliteratur darf nicht beeinträchtigt werden. Ob eine Zeitschrift in gedruckter oder elektronischer Form bereit steht, wird ebenfalls von der UB entschieden.

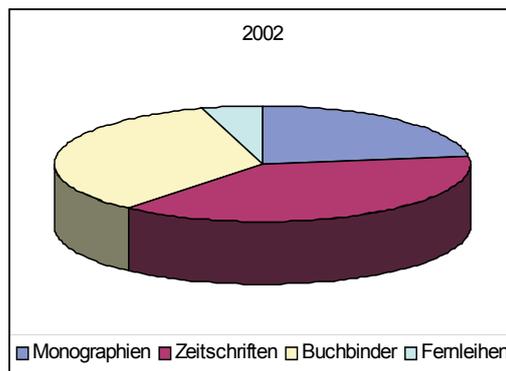
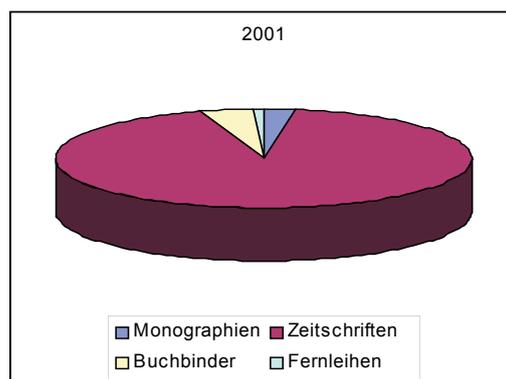
In der Praxis heißt das für die IKF-Bibliothek, dass ab dem Jahre 2003 die Zeitschriften *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* und *Physics Letters B* nicht mehr in unserer Institutsbibliothek stehen, sondern elektronisch über die Elektronische Zeitschriftendatenbank.

Die Gesamtausgaben der Bibliothek betragen 7769,93 €, davon entfielen auf:

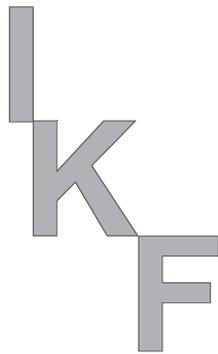
Monographien	1686,62 € (21,71%)
Zeitschriften	2822,45 € (36,33%)
Buchbinder	2540,98 € (32,70%)
Fernleihen, Material	345,21 € (4,40%)
Sonstige Ausgaben	377,67 € (4,86%)

Im Vergleich zu 2001 sind die Kosten erheblich gesunken (siehe Abbildungen). Bedenken muß man jedoch, dass 30 300 € nicht mehr in unserer Statistik auftauchen, da sie in den 150.000 € enthalten sind, die vorab an die UB gezahlt werden.

Der Gesamtwert der Bibliothek ohne Mobiliar erhöhte sich auf 1.124.841,25 €.



Es wurde eine Umzugs AG unter Federführung von Frau Dr. A. Hausinger, Geschäftsführerin der Senckenberg-Bibliothek, gegründet. Weitere Mitglieder sind Frau Jatz und Frau Vogt-Stanzel (Bibliothekszentrum Niederursel BZU), Frau Schuchhardt (Max-Born-Bibliothek), Frau Seyler-Dielmann (IKF) und Herr Dr. Reinhardt (Bibliotheksbeauftragter des FB Physik).



Veröffentlichungen

Konferenzen

Vorträge

Diplomarbeiten

Dissertationen

Mitarbeiter

Preisträger

Tätigkeiten

Forschungsaufenthalte

Gäste

Kooperationen

Adressen

Zeitschriftenveröffentlichungen

- C. Adler,R. Stock, (STAR-Collab.)
Azimuthal anisotropy and correlations in the hard scattering regime at RHIC
 Phys. Rev. Lett. 90 (2002) 032301-1
- C. Adler,R. Stock (STAR-Collab.)
Azimuthal anisotropy of $K_{\text{S}}^{\text{sup O}}$ and $\Lambda + \bar{\Lambda}$ production at midrapidity from Au + Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 132301-1
- C. Adler...R. Stock (STAR-Collab.)
Centrality dependence of high- P_{T} hadron suppression in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 202301-1
- C. Adler,R. Stock (STAR-Collab.)
Coherent O_0 production in ultraperipheral heavy-ion collisions
 Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 272302-1
- C. Adler,R. Stock (STAR-Collab.)
Elliptic flow from two- and four-particle correlations in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=130$ GeV
 Phys. Rev. C 66 (2002) 034904
- C. Adler,R. Stock (STAR-Collab.)
 $K^*(892)^0$ production in relativistic heavy ion collisions $\sqrt{s_{\text{NN}}}=130$ GeV
 Phys. Rev. C 66 (2002) 061901
- C. Adler,R. Stock (STAR-Collab.)
Mid-rapidity ϕ production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=130$ GeV
 Phys. Rev. C 65 (2002) 041901
- C. Adler,R. Stock, (STAR-Collab.)
Mid-rapidity Λ and $\bar{\Lambda}$ production in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 092301-1
- F. Afaneh, R. Dörner, L. Schmidt, Th. Weber, K.E. Stiebing, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking
Must saddle point electrons always ride on the saddle?
 J. Phys. B: At. Mol. Op- Phys. 35 (2002) L229
- L.H. Andersen, E. Balanzat, H. Bernas, J. Burgdörfer, C. Cohen, J.G. Correia, M. Deicher, D. Jacquet, S. Klumünzer, J. Kluge, F. Mwei, R. Morgenstern, F. Priolo, R. Schuch, Th. Stöhlker, J. Ullrich, D. Vernhet
Atomic and Condensed Matter Physics
 NUPECC REPORT, Nuclear Science in Europe: Impact Applications Interactions,
 Eds.: D. Guerreau, J. Äystö, D. Guillemaud-Mueller, and G. Körner, June 2002
- H. Baumann, K. Bethge, G. Bilger, D. Jones, I. Symietz
Thin hydroxyapatite surface layers on titanium produced by ion implantation
 Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B 196 (2002) 286
- B. Birkmann, R. Weingärtner, P. Wellmann, B. Wiedemann, G. Müller
Analysis of silicon incorporation into VGF-grown GaAs
 J. Crystal Growth 237/239 (2002) 345
- F.W.N. de Boer, K. Bethge, H. Bokemeyer, R. van Dantzig, J. van Klinken, V. Mironov, K.A. Müller, K.E. Stiebing
Further Search for a neutral boson with a mass around 9 MeV/c²
 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 27 (2002) L29-L40
- H. Bokemeyer, J.L. Boyard, V. Chepurinov, S. Chernenko, H. Daus, F. Dohrmann, W. Enghardt, O. Fateev, C. Garabatos, L. Glonti, E. Grosse, J. Hehner, T. Hennino, J. Kempter, W. König, C. Muntz, L. Naumann, A. Petrov, J. Pouthas, P. Rosier, L. Smykov, H. Stelzer, M. Sobiella, J. Stroth, J. Wustefeld, Yu. Zanevsky, P. Zumbach
Development of Low-Mass Drift Chambers for the HADES Spectrometer
 Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 477 (2002) 397
- C. Brandau, T. Bartsch, A. Hoffknecht, H. Knopp, S. Schippers, W. Shi, A. Müller, N. Grün, W. Scheid, T. Steih, F. Bosch, B. Franzke, C. Kozhuharov, P. H. Mokler, F. Nolden, M. Steck, Th. Stöhlker, Z. Stachura
High Rydberg Resonances in Dielectronic Recombination of Pb^{79+}
 Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 053201
- K. A. Bugaev, M. Gazdzicki, M. I. Gorenstein
OMEGA, J/PSI and PSI-PRIME transverse mass spectra at RHIC
 e-Print Archive: hep-ph/0206109
 Phys. Lett. B 544 (2002) 127
- U. Datta Pramanik, T. Aumann, A. Leistenschneider, K. Boretzky, D. Cortina, Th.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloß, M. Hellström, R. Holzmann, S. Ilievski, J.V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, M. Rejmund, C. Scheidenberger, Ch. Schlegel, H. Simon, J. Stroth, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus,
Measurement of the dipole response of neutron-rich nuclei in the $A \approx 20$ region
 Nucl. Phys. A 701 (2002) 199c

- De Fanis, N. Saito, A. A. Pavlychev, D. Yu. Ladonin, M. Machida, K. Kubozuka, I. Koyano, K. Okada, K. Ikejiri, A. Cassimi, A. Czasch, R. Dörner, H. Chiba, Y. Sato, K. Ueda
Symmetry-dependent multielectron excitations near the 1 s ionization threshold and distortion of the shape resonance in CO₂
 Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 033004
- R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, V. Mergel, Th. Weber, L. Spielberger, O. Jagutzki, A. Knapp, H. P. Bräuning
From atoms to molecules
 In: Many-particle quantum dynamics in atomic and molecular fragmentation, eds. V.P. Shevelko, J. Ullrich, Berlin 2002
- R. Dörner, Th. Weber, M. Weckenbrock, A. Staudte, M. Hattass, R. Moshhammer, J. Ullrich, H. Schmidt-Böcking
Multiple ionization in strong laserfields
 In: Advances in atomic and molecular physics, eds. B. Bederson, H. Walther, 2002
- M. I. Gorenstein, K. A. Bugaev, M. Gazdzicki
OMEGA, J/PSI and PSI-prime production in nuclear collisions and quark gluon plasma hadronization
 e-Print Archive: hep-ph/0112197
 Phys.Rev.Lett.88 (2002) 132301
- O. Jagutzki, V. Mergel, K. Ullmann-Pfleger, L. Spielberger, U. Spillmann, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking
A broad-application microchannel-plate detector system for advanced particle or photon detection tasks : large area imaging, precise multi-hit timing information and high detection rate
 Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 477 (2002) 244
- O. Jagutzki, A. Cerezo, A. Czasch, R. Dörner, M. Hattass, M. Huang, V. Mergel, U. Spillmann, K. Ullmann-Pfleger, Th. Weber, H. Schmidt-Böcking, G. D. W. Smith
Multiple hit readout of a microchannel plate detector with a three-layer delay-line anode
 IEEE Trans. Nucl. Sc. 49 (2002) 2477
- O. Jagutzki, J. S. Lapington, L.B.C. Worth, U. Spillmann, V. Mergel, H. Schmidt-Böcking
Position sensitive anodes for MCP read-out using induced charge measurement
 Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 477 (2002) 256
- T. Jahnke, Th. Weber, A. L. Landers, A. Knapp, S. Schössler, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Schmidt, A. Czasch, T. Osipov, E. Arenholz, A. T. Young, R. Díez Muino, D. Rolles, F. J. García de Abajo, C. S. Fadley, M. A. Van Hove, S. K. Semenov, N. A. Cherepkov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, R. Dörner
Circular dichroism in K-shell photoionization from fixed-in-space CO and N₂ molecules
 Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 073002
- T. Jalowy, R. Neugebauer, M. Hattass, J. Fiol, F. Afaneh, J..M. Pereira, V. Collaso, E.F. da Silveira, H.Schmidt-Böcking, K.O. Groeneveld
Dynamics of secondary ion emission: Novel energy and angular spectrometry
 Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B 193 (2002) 762
- T. Jalowy, R. Neugebauer, K. O. Groeneveld, C. R. Ponciano, L. S. Farenzena, E. F. da Silveira
Ionizing beam tracking in gaseous chambers for field mapping
 Rev. Sc. Instrum. 73 (2002) 3187
- T. Jalowy, R. Neugebauer, K. O. Groeneveld, C. R. Ponciano, L. S. Farenzena, E. F. da Silveira
XY-TOF technique for large ion source mass spectrometer
 Int. J. Mass Spectrometry 219 (2002) 343
- L. Kenéz, S. Biri, J. Karácsony, A. Valek, T. Nakagawa, K.E. Stiebing, V. Mironov
Diagnostic research of olasmas generated by a 14.5 GHz ECR ion source using Langmuir-probe
 Rev. Sc. Instrum. 73 (2002) 617
- A. Knapp, M. Walter, Th. Weber, A.L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, M. Schöffler, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, T. Osipov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, J. Feagin and R. Dörner
Energy sharing and asymmetry parameters for photo double ionization of helium 100 eV above threshold in single-particle and Jacobi coordinates
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 35 (2002) L521
- A. Knapp, A. Kheifets, I. Bray, Th. Weber, A. L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Ph. Schmidt, T. Osipov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke and R. Dörner
Mechanisms of Photo Double Ionization of Helium by 530 eV Photons
 Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 033004
- A. Leistenschneider, T. Aumann, K. Boretzky, L.F. Canto, B.V. Carlson, D. Cortina, U. Datta Pramanik, Th.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloß, K. Helariutta, M. Hellström, M.S. Hussein, S. Ilievski, K. Jones, J.V. Kratz, R. Kulesa, Le Hong Khiem, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, R. Palit, P. Reiter, C. Scheidenberger, K.-H. Schmidt, H. Simon, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus,
Fragmentation of unstable neutron-rich Oxygen beams,
 Phys. Rev. C 65 (2002) 064607

J. Lukasik, S. Hudan, F. Lavaud, K. Turzó, G. Auger, Ch. O. Bacri, M. L. Begemann-Blaich, N. Bellaize, R. Bittiger, F. Bocage, B. Borderie, R. Bougaul, B. Bouriquet, J. L. Charvet, A. Chbihi, R. Dayras, D. Doré, D. Durand, J. D. Frankland, E. Galichet, D. Gourio, D. Guinet, B. Hurst, P. Loutesse, J. L. Laille, C. Leduc, A. Le Fèvre, R. Legrain, O. Lopez, U. Lynen, W. F. J. Müller, L. Nalpas, H. Orth, E. Plagnol, E. Rosato, A. Saija, C. Sfienti, C. Schwarz, J. C. Steckmeyer, G. Tabacaru, B. Tamain, W. Trautmann, A. Trzcinski, E. Vient, M. Vivilante, C. Volant, B. Zwieglinski, A. S. Botvina

Transverse velocity scaling in $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ fragmentation

Phys. Rev. C 66 (2002) 064606

A. X. Ma, Th. Stöhlker, H.F. Beyer, F. Bosch, O. Brinzaescu, C. Kozhuharov, P.H. Mokler, T. Ludziejewski, Z. Stachura, A. Warczak:

Angular Distributions of K-Shell Radiative Electron Capture for Bare Uranium Ions Colliding with N_2 Target

Nucl. Phys. Rev. 19 (2002) 2

A. Markwitz, W. Matz, K. Short, M. Waldschmidt
Surface structuring and phase formation in thin metallic layers deposited at various temperatures
Surf. Interface Anal. 33 (2002) 1

M. Meister, K. Markenroth, D. Aleksandrov, T. Aumann, T. Baumann, M.J.G. Borge, L. Chulkov, D. Cortina-Gil, B. Eberlein, Th.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, M. Hellström, B. Jonson, J.V. Kratz, R. Kulesa, A. Leistenschneider, I. Mukha, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, M. Pfützner, V. Pribora, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, H. Simon, O. Tengblad and, M.V. Zhukov,
 $^8\text{He} - ^6\text{He}$: A comparative study of electro-magnetic fragmentation reactions,
Nucl. Phys. A 700 (2002) 3

M. Meister, K. Markenroth, D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, W. Dostal, B. Eberlein, Th.W. Elze, H. Emling, C. Forssen, H. Geissel, M. Hellström, R. Holzmann, B. Jonson, J.V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, I. Mukha, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, H. Simon, O. Tengblad and M.V. Zhukov,
Evidence for a new low-lying resonance in ^7He ,
Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 102501

J. D. Meyer, S. Biri, F. Ditroi, O. Hohn, S. Runkel and K. E. Stiebing
Assessment of pulse height defect in passivated implanted planar Si detectors used for channeling measurement with slow, highly charged heavy projectiles

Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B 190 (2002) 379

M. Miclea, K. Kunze, J. Franzke, F. Leis, K. Nimax, C. Penache, A. Bräuning-Demian, O. Hohn, S. Schößler, T. Jahnke, H. Schmidt-Böcking

Decomposition of Halogenated Molecules in a MSE sustained Discharge at atmospheric Pressures, 2002

V. Mironov, K. E. Stiebing, O. Hohn, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, S. Runkel, A. Schempp, G. Shirkov, S. Biri, L. Kenéz

Influence of the biased electrode on the plasma potential in ECRIS

Rev. Sc. Instrum. 73 (2002) 623

V. Mironov, K. E. Stiebing

On a simulation of ion confinement in ECRIS plasmas

Rev. Sc. Instrum. 73 (2002) 626

R. Moshhammer, J. Ullrich, H. Schmidt-Böcking

Multiple ionization in strong laser fields

Advances in Atomic and Molecular Physics (2002)

Y. Muramatsu, K. Ueda, N. Saito, H. Chiba, M. Lavollée, A. Czasch, Th. Weber, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Moshhammer, U. Becker, K. Kubozuka, I. Koyano

Direct probe of the bent and linear geometries of core-exciting renner-teller pair states by means of the triple-ion-coincidence momentum imaging technique

Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 133002

NA49-Kollaboration

Cascade and anti-cascade⁺ production in central Pb+Pb collisions at 158GeV/c per nucleon

e-print archive: hep-ex/0202037

Phys. Lett. B 538 (2002) 275

NA49-Kollaboration

Energy dependence of pion and kaon production in central Pb+Pb collisions

e-Print Archive: nucl-ex/0205002

Phys. Rev. C66 (2002) 054902

NA49 Kollaboration

Ξ^- and Anti- Ξ^+ production in central Pb+Pb collisions at 158 GeV/c per nucleon

Physics Letters B 538 (2002) 275

NA49 Kollaboration

Recent results of NA49

In: 30th International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitation: Hirscheegg 2002, Ultrarelativistic heavy-ion collisions, p. 39-44

NA49 Kollaboration

Lambda production in central Pb+Pb collisions at CERN SPS energies

J. Phys.G 28 (2002) 1761

e-Print Archive: nucl-ex/0201012

NA49 Kollaboration
New Results from NA49
Nuclear Phys. A698 (2002) 104

NA49 Kollaboration
 E^- and Anti- E^+ production in central Pb+Pb collisions at 158 GeV/c per nucleon
Physics Letters B 538 (2002) 275

J. Nickles, H. Bräuning, A. Bräuning-Demian,
V. Dangendorf, A. Breskin, R. Chechik, K. Rauschnabel,
H. Schmidt-Böcking
A gas scintillation counter with imaging optics and large area UV-detector
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 477 (2002) 59

M. Oura, K. Kobayashi, M. Watanabe, Y. Harada, T. Suzuki,
S. Shin, O. Jagutzki
Feasibility studies of the three-dimensional detector for soft x-ray emission spectroscopy
Surf. Rev. Lett. 9 (2002) 515

C. Penache, M. Miclea, A. Bräuning-Demian, O. Hohn,
S. Schößler, T. Jahnke, K. Nimax, H. Schmidt-Böcking
Characterization of a high-pressure microdischarge using diode laser atomic absorption spectroscopy
Plasma Sources Science and Techn. 11 (2002) 476

L. Schächter, S. Dobrescu, K.E. Stiebing
Role of a metal-dielectric structure for the high-charge-state-ion production in electron cyclotron resonance ion sources
Rev. Sci. Instrum. 73 (2002) 4172

H. Schmidt, G. Borchardt, S. Weber, H. Scherrer,
H. Baumann, A. Müller, J. Bill
Comparison of ^{30}Si diffusion in amorphous Si-C-N and Si-B-C-N precursor-derived ceramics
J. Non-Cryst. Sol. 298 (2002) 232

H. Schmidt, W. Gruber, P. Fielitz, G. Borchardt,
H. Baumann, A. Müller, J. Bill
Diffusion of ion-implanted hydrogen in amorphous Si-(B)-C-N ceramics
In: Proc. Of the VIII Seminar Diffusion and Thermodynamics of Materials, Brno 2002, ed. By J. Cermak, J. Vrest'ál (Masaryk University, Brno, 2002, p. 131

H. Schmidt, P. Fielitz, G. Borchardt, H. Weber, S. Scherrer,
H. Baumann
Diffusion studies in non-oxide ceramics: analytical aspects of the use of ion implanted stable tracers and SIMS,
Anal. Bioanal. Chem. 374 (2002) 588

H. T. Schmidt, A. Fardi, R. Schuch, S. H. Schwartz,
H. Zettergren, H. Cederquist, L. Bagge, H. Danared,
A. Källberg, J. Jensen, K.- G. Rensfelt, V. Mergel,
L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke
Double-to-single target ionization ratio for electron capture in fast p-He collisions
Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 163201

H. Schmidt-Böcking, V. Mergel, R. Dörner, O. Jagutzki,
L. Schmidt, T. Weber, C. L. Cocke, H. J. Ludde,
E. Weigold, Y. V. Popov, H. Cederquist, H. T. Schmidt,
R. Schuch, J. Berekdar
Experimental investigation of the asymptotic momentum wavefunction of the Helium Ground state
In: AIP Conference Proceedings 604, eds. D. H. Madison, M. Schulz, 2002, p.120

H. Schmidt-Böcking, V. Mergel, R. Dörner, L. Schmidt,
T. Weber, E. Weigold, A. S. Kheifels
Fast p-He transfer ionization processes. An observation window to reveal the non s^2 contributions in the momentum wave function of ground state He
In: Many-particle quantum dynamics in atomic and molecular fragmentation, ed. V. P. Shevelko, J. Ullrich, Berlin 2002

W. Shi, T. Bartsch, C. Böhme, C. Brandau, A. Hoffknecht,
H. Knopp, S. Schippers, A. Müller, C. Kozhuharov,
K. Beckert, F. Bosch, B. Franzke, P. H. Mokler, F. Nolden,
M. Steck, Th. Stöhlker, Z. Stachura:
Rate enhancement in the recombination of Bi^{80+} ions with electrons
Phys. Rev. A 66 (2002) 022718

A. Staudte, Th. Weber, M. Weckenbrock, S. Kammer, H. H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
Double ionization in strong laser fields. A comparison to single photon double ionization
In: Proceedings of the International Conference on Electron and Photon Impact Ionization and Related Topics, 2002

K.E. Stiebing, V. Mironov, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking,
G. Sirkov, S. Biri
Dedicated measurements of axial and radial currents inside an ECRIS

Proceedings of the 15th International Workshop on ECR Ion Sources. Jyväskylä, Finland, Juni 2002

R. Stock
Strange Quarks in Matter (SQM 2001 in Frankfurt),
J. Physics G 28 (2002)

Zeitschriftenveröffentlichungen 2003

- A. Surzhykov, S. Fritzsche, A. Gumberidze, and Th. Stöhlker:
Lyman- α_1 Decay in Hydrogenlike Ions: Interference between the E1 and M2 Transition Amplitudes
Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 153001
- A. Surzhykov, S. Fritzsche, and Th. Stöhlker
Photo-Photon Angular Correlations in the Radiative Recombination of Bare High-Z Ions
J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 35 (2002) 3713
- E. Theodossiu, H. Baumann, W. Matz, A. Mücklich
Ion beam synthesis and characterization of crystalline Si₃N₄ surface layers
Phys. Stat. Sol. (a) 194 (2002) 47
- J. Ullrich, R. Dörner, R. Moshhammer, H. Rottke, W. Sander
Multiple ionization in strong laser fields
In: XVIIIth International Conference on Atomic Physics, eds. R. Heller, W. Ketterle, D. Pritchard, World Scientific 2002
- H. Weick, A.H. Sorensen, H. Geissel, C. Scheidenberger, F. Attallah, V. Chichkine, S. Elisseev, M. Hausmann, H. Irnich, Y. Litvinov, B. Lommel, M. Maier, M. Matos, G. Münzenberg, N. Nankov, F. Nickel, W. Schwab, Th. Stöhlker, K. Sümmerer, B. Voss:
Energy-loss Strangling (200-1000) MeV/u Uranium Ions
Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 193 (2002) 1-7
- T. Zäpfel, S. Hagmann, H. Rothard, J. Ullrich, G. Kraft, H. Schmidt-Böcking, K. O. Groeneveld
Experimental study of the electron ejection by heavy ion irradiation of solids: Observation of forward and backward emitted electron jets
Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B 193 (2002) 651
- D. R. Bell, G. R. Rossman, J. Maldener, D. Endisch, F. Rauch
Hydroxide in olivine : A quantitative determination of the absolute amount and calibration of the IR spectrum
J. Geophys. Res. (2003)
- K.A. Bugaev, M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein
Hadron spectra and QGP hadronization in Au + Au collisions at RHIC
e-Print Archive: hep-ph/0211337
Phys. Rev. C (2003)
- U. Datta Pramanik, T. Aumann, K. Boretzky, B.V. Carlson, D. Cortina, Th.W. Elze, H. Emling, H. Geissel, A. Grünschloß, M. Hellström, S. Ilievski, J.V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, E. Lubkiewicz, G. Münzenberg, P. Reiter, H. Simon, K. Sümmerer, E. Wajda, W. Walus
Coulomb breakup of neutron-rich ^{15,17}C isotopes,
Phys. Lett. B 551 (2003) 63
- A. L. Giraud, C. Kell, C Thierfelder, P. Sterzer, M. O. Russ, C. Preibisch, A. Kleinschmidt
Neural substrates of speech processing: effects of sensory features, auditory search and comprehension
J. Neuroscience (subm.)
- T. Jalowy, R. Neugebauer, L.S. Farenzena, V.M. Collado, H. Schmidt-Böcking, E.F. da Silveira, K.O. Groeneveld
Secondary Molecular Ion Emission In Binary Projectile-Surface Collisions
Proceedings of the CAARI Conference (Denton, USA) to appear (2003)
- T. Jalowy, Th. Weber, R. Dörner, L.S. Farenzena, V.M. Collado, H. Schmidt-Böcking, E.F. da Silveira, K.O. Groeneveld
Initial Velocity of Secondary Ions from XY-TOF technique, simultaneous Calibration by Residual Gas ionization
Int. J. of Mass Spectrometry (submitted)
- NA49-Kollaboration
Bose-Einstein correlations of charged kaons in central Pb+Pb collisions at E(beam) = 158-A-GeV
Phys.Lett.B (2003)
e-Print Archive: nucl-ex/0210018
- NA49 Kollaboration
Energy dependence of Lambda and Anti-lambda production at CERN-SPS energies
e-Print Archive: nucl-ex/0209002
Nucl.Phys.A (submitted)

R. Neugebauer, T. Jalowy, J.A.M. Pereira, E. F. da Silveira,
H. Rothard, M. Toulemonde, K.O. Groeneveld

**The influence of energy density inside the nuclear track
on the secondary-ion emission**

Nucl. Instr. Meth. B (2003)

R. Palit, J.A. Sheikh, Y. Sun, H. C. Jain

**Projected shell model study of odd-odd f-p-g shell proton-
rich nuclei**

Phys. Rev. C 67 (2003) 014321-1

N. Saito, A. DeFanis, K. Kubozuka, M. Machida,
M. Takahashi, H. Yoshida, I.H. Suzuki, A. Cassimi,
A. Czasch, L. Schmidt, R. Dörner, K. Wang,
B. Zimmermann,

V. McKoy, I. Koyano, K. Ueda

**Carbon K-shell photoelectron angular distribution from
fixed-in-space CO₂ molecules**

J. Phys. B 36 (2003) L25

H. Schmidt-Böcking, V. Mergel, R. Dörner, C. L. Cocke,
O. Jagutzki, L. Schmidt, Th. Weber, H. J. Ludde, E. Weigold,
J. Berakdar, H. Cederquist, H. T. Schmidt, R. Schuch,
A. S. Kheifets

**Revealing the non S² contributions in the momentum
wave function of ground state He**

Phys. Rev. Lett. (subm.)

A. Staudte, Th. Weber, M. Weckenbrock, S. Kammer,
H. Schmidt-Böcking and R. Dörner

**Double Ionization in Strong Laser Fields -
A comparison to single photon double ionization**

In: Proceedings of International Conference on Electron and
Photon Impact Ionisation and related topics (2003)

R. Stock

**ICPAQGP 2001, Conference Summary Jaipur,
India**

Ind. Acad. Sci. (2003)

K. Ueda, A. De Fanis, N. Saito, M. Machida, K. Kubozuka,
H. Chiba, Y. Muramatsu, Y. Sato, A. Czasch, O. Jagutzki,
R. Dörner, A. Cassimi, M. Kitajima, T. Furuta, H. Tanaka,
S. L. Sorensen, K. Okada, S. Tanimoto, K. Ikekiri,
Y. Tamenori, H. Ohashi, I. Koyano

Nuclear motion and symmetry breaking

Chem. Phys. (subm.)

Th. Weber, M. Weckenbrock, M. Balsler, L. Schmidt,
O. Jagutzki, W. Arnold, O. Hohn, M. Schöffler,
E. Ahrenholz, T. Young, M. H. Prior, L. Foucar, C. L. Cocke,
T. Osipov, A. De Fanis, R. Diez Muino, H. Schmidt-Böcking,
R. Dörner

Auger electrons emission from fixed in space CO

Phys. Rev. Lett. (subm.)

Electronic Publishing

R. Stock

Bulk Hadron Production at AGS and SPS

hep-ph/0204032 April 2002

R. Bramm, T. Kollegger, C. Loizides and R. Stock

The Physics of ALICE HLT Trigger Modes

hep-ex/0212050 Dezember 2002

R. Stock

Hadron Production in Relativistic Nuclear Collisions

hep-ph/0212287 Dezember 2002

NA49 Kollaboration

Progress report and beam request for 2002

CERN-SPSC-2002-008, CERN-SPSC-P-264-ADD-10, Mar
2002. 43pp.

Konferenzbeiträge und Vorträge 2002

EAS-Tagung, Riezlern, 2002

T. Jahnke, Th. Weber, A. L. Landers, A. Knapp, S. Schöblier, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Schmidt, A. Czasch, T. Osipov, E. Arenholz, A. T. Young, R. Diez Muino, D. Rolles, F. J. Garcia de Abajo, C. S. Fadley, M. A. Van Hove, S.K. Semenov, N.A. Cherepkov, J. Rosch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, and R. Dörner
K-Schalen Photoionisation von CO und N₂

S. Schöblier
Eine Mikro-Ionenquelle auf der Basis von Hochdruck-Gasentladungen

IWP 2002, Japan, 2002

T. Jahnke, Th. Weber, A. L. Landers, A. Knapp, S. Schöblier, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Schmidt, A. Czasch, T. Osipov, E. Arenholz, A. T. Young, R. Diez Muino, D. Rolles, F. J. Garcia de Abajo, C. S. Fadley, M. A. Van Hove, S.K. Semenov, N.A. Cherepkov, J. Rosch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, and R. Dörner
Circular Dichroism in K-Shell Photoionization from Fixed-in-Space CO and N₂ Molecules

GSI-Kolloquium, Januar 2002

Th. Stöhlker
Relativistic Quantum Dynamics Explored in Atomic Collisions of High-Z Ions

XL. International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italien, Januar 2002

J. Stroth
The CBM Experiment

30. International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitation: Hirschegg 2002: Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions, Hirschegg, Austria, 13-19 Jan 2002.

Marek Gazdzicki and NA49 Collab.
Recent Results of NA49

Nuclear Reaction Workshop Nassau, Bahamas 20. – 27.1.2002

R. Stock
Bulk Hadron Production at AGS and SPS

ARO 2002 Mid-Winter Meeting, Tradewinds Hotel, St. Petersburg Beach, Florida, USA 26. - 31.1. 2002

C. Thierfelder, S. Herminghaus, A. Kral, S. Heid, J. Tillein, H. Lanfermann, F. E. Zanella, R. Hartmann, R. Klinke
Longitudinal fMRI studies in cochlear implanted congenitally deaf cats

International Workshop on Quark and Hadron Dynamics in Relativistic Heavy Ion Collisions Budapest, Ungarn, 3. - 7. 3. 2002

H. Ströbele
Strange Particle production in central Pb+Pb collision at the SPS

Rare Isotope Physics at Storage Rings, Hirschegg, Austria, 3. - 8. 2. 2002

Th. Stöhlker
Atomic Processes and Beam Life Times

AMOP-Frühjahrstagung, Osnabrück, 4. - 8. 3. 2002

T. Jahnke, Th. Weber, A. L. Landers, A. Knapp, S. Schössler, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Schmidt, A. Czasch, T. Osipov, E. Ahrenholz, A.-T. Young, R. Diétz Muino, D. Rolles, F. J. García de Abajo, C. S. Fadley, M. A. van Hove, S. K. Semenov, N. Cherepkov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, R. Dörner
Circular dichroism in K-shell ionization from fixed-in-space CO and N₂ molecules
 Verhandl. DPG (VI) 37,2 (2002) 46,88

T. Jahnke, O. Hohn, S. Schössler, S. Schwientek, A. Bräuning-Demian, C. Penache, L. Spielberger, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking
Ein Gastarget aus spinpolarisiertem, metastabilem Helium für atomphysikalische Stoßexperimente
 Verhandl. DPG (VI) 37,2 (2002) 41

T. Jahnke, Th. Weber, A. L. Landers, A. Knapp, S. Schössler, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Schmidt, A. Czasch, T. Osipov, E. Ahrenholz, A.-T. Young, R. Diétz Muino, D. Rolles, F. J. García de Abajo, C. S. Fadley, M. A. van Hove, S. K. Semenov, N. Cherepkov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, R. Dörner
K-Schalen Photoionisation von CO und N₂
 Verhandl. DPG (VI) 37,2 (2002)

A. Knapp, A. Kheifets, I. Bray, Th. Weber, A. L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. P. H. Schmidt, T. Osipov, J. Rösch, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, R. Dörner
Mechanismen der Photodoppelionisation von Helium mit 529 eV Photonen
Verhandl. DPG (VI) 37,2 (2002) 42, 84

M. Schöffler, L. P. H. Schmidt, R. Dörner, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking
Spektrometer zur koinzidenten Messung von Rückstoßionen und Elektronen mit Impulsen bis 6 a. u.
Verhandl. DPG (VI) 37,2 (2002) 41

Th. Weber, R. Dörner, A. Czasch, A. Landers, T. Osipov, L. Cocke, O. Jagutzki, M. Prior, H. Schmidt-Böcking
Double photoionization of fixed in space hydrogen
Verhandl. DPG (VI) 37,2 (2002)

M. Weckenbrock, M. Hattass, A. Czasch, O. Jagutzki, L. Schmidt, Th. Weber, R. Dörner, H. Roskos, T. Löffler, M. Thomson, H. Schmidt-Böcking
Experimental evidence for electron repulsion in multiphoton double ionization
Verhandl. DPG (VI) 37,2 (2002) 51

B. Wiedemann, J. D. Meyer, H. Ch. Alt, H. Riemann, B. Lux
Carbon in single crystalline silicon
Verhandl. DPG (VI) 37,2 (2002) 59

Nuclear Physics Spring Meeting, Münster, Germany, 11.-15.3 2002

C. Adler, J. Berger, M. Demello, T. Dietel, D. Flier, J. Landgraf, S. Lange, M. LeVine, A. Ljubicic, Jr., J. Nelson, D. Röhrich, R. Stock, Chr. Struck, P. Yepes
The STAR level-3 trigger system
Verhandl. DPG (VI) 37, 3(2002) 58

C. Blume, L. Betev, A. Billmeier, R. Bramm, P. Buncic, P. Dinkelaker M. Gázdicki, T. Kollegger, I. Kraus, C. Markert, A. Mischke, R. Renfordt, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, D. Vranic, A. Wetzler, J. Zaranek for the NA49 Collab.
Correlation study of strange baryons in Pb+Pb reactions at 158 A GeV
Verhandl. DPG (VI) 37, 3(2002) 57

R. Bramm, L. Betev, A. Billmeier, C. Blume, P. Buncic, P. Dinkelaker M. Gázdicki, T. Kollegger, I. Kraus, C. Markert, R. Renfordt, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, D. Vranic, A. Wetzler, J. Zaranek for the NA49 Collab.
Energy dependence of kaon and pion production in central Pb+Pb collisions
Verhandl. DPG (VI) 37, 3(2002) 57

P. Dinkelaker, L. Betev, A. Billmeier, C. Blume, R. Bramm, P. Buncic, M. Gázdicki, T. Kollegger, I. Kraus, C. Markert, R. Renfordt, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, D. Vranic, A. Wetzler, J. Zaranek, NA49 Collab.
Production of $\phi \rightarrow e^+ e^-$ in central Pb+Pb collisions at 158 A GeV
Verhandl. DPG (VI) 37, 3(2002) 36

D. Flier, C. Adler, J. Berger, T. Dietel, S. Lange, R. Stock, and Ch. Struck for STAR collab.
Two particle correlations in STAR
Verhandl. DPG (VI) 37, 3 (2002) 18

V. Friese, A. Andronic, P. Braun-Munzinger, Chr. Finck, B. Friman, N. Herrmann, R. Holzmann, W. Koenig, M. Lutz, P. Senger, Y. Shin, R. Simon, H. Ströbele, J. Stroth
The compressed baryonic matter experiment at the future facility at GSI
Verhandl. DPG (VI) 37, 3(2002) 46

I. Kraus, L. Betev, A. Billmeier, C. Blume, R. Bramm, P. Buncic, P. Dinkelaker, M. Gázdicki, T. Kollegger, C. Markert, R. Renfordt, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele,

D. Vranic, A. Wetzler, J. Zaranek for the NA49 Collab.
 Λ -Production in C+C reactions at 158 GeV
Verhandl. DPG (VI) 37, 3(2002) 36

A. Mischke, L. Betev, A. Billmeier, C. Blume, R. Bramm, P. Buncic, P. Dinkelaker, M. Gázdicki, T. Kollegger, I. Kraus, C. Markert, R. Renfordt, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, D. Vranic, A. Wetzler, J. Zaranek
Excitation function of Λ and charged K production at CERN-SPS energies
Verhandl. DPG (VI) 37, 3(2002) 17

R. Palit for the LAND collaboration
Exclusive measurement of breakup reactions with the one-neutron halo nucleus ^{11}Be
Verhandl. DPG (VI) 37, 3(2002) 50

B. Wagner, R. Stock, D. Pommerrenig
Application of nuclear physics reconstruction techniques to medical imaging
Verhandl. DPG (VI) 37, 3(2002) 39

A. Wetzler, L. Betev, C. Blume, N. Borghini, R. Bramm, P. Buncic, P. Mai Ding, P. Dinkelaker, M. Gázdicki, T. Kollegger, I. Kraus, A. Mischke, J.-Y. Ollitrault, A. Poskanzer, R. Renfordt, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, D. Vranic, J. Zaranek for the NA49 collab.
Directed and elliptic flow in Pb+Pb collisions at 40 GeV
Verhandl. DPG (VI) 37, 3(2002) 58

J. Zaranek, P. Dinkelaker, L. Betev, A. Billmeier, C. Blume, R. Bramm, P. Buncic, M. Gázdicki, T. Kollegger, I. Kraus, A. Mischke, R. Renfordt, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, D. Vranic, A. Wetzler for the NA49 Collab.
New developments in cryo targets for the external COSY experiments
Verhandl. DPG (VI) 37, 3 (2002) 64

DGKK-Jahrestagung, 20.-22. März 2002, Idar-Oberstein

B. Wiedemann, J. D. Meyer, H. Ch. Alt, H. Riemann, B. Lux
Carbon in single crystalline silicon

33. International Symposium on Archaeometry, Amsterdam, 22.-26.4.2002

O. Dersch, J. E. Ericson, F Rauch
A new dating technique: Quarz hydration dating

International Conference on Metallurgical Coatings and Thin Films, ICMCTF 2002, San Diego, USA, 22.4.-26. 4. 2002

H. Lutz, M. Rudolphi, H. Baumann, M. Bruns
Silicon carbonitride compounds: Combined R.F. magnetron sputtering and ion beam synthesis.

5th International Symposium on Swift Heavy Ions in Matter (SHIM 2002), Giardini Naxos, Taormina / Italien, 22. -25. 4. 2002

T. Jalowy, R. Neugebauer, M. Hattass, E.F. da Silveira, H. Schmidt-Böcking, K.O. Groeneveld
Analysis of Secondary ion dynamics to reveal projectile solid interactions

T. Jalowy, R. Neugebauer, M. Hattass, E.F. da Silveira, H. Schmidt-Böcking, K. O. Groeneveld
Secondary ion dynamics for surface nanoscopy / mapping

R. Neugebauer, T. Jalowy, J. Pereira, E.F. da Silveira, K.O. Groeneveld
Study of the equilibrium charge state in solids by secondary ion desorption measurements

R. Neugebauer, T. Jalowy, J. Pereira, H. Rothard, M. Toulemonde, E.F. da Silveira, K.O. Groeneveld
The influence of energy density inside a latent nuclear track on the secondary ion emission

Th. Stöhlker
Status and Perspectives of Atomic Physics Research at GSI: The new GSI accelerator project

Physikalisches Kolloquium, FU-Berlin, 30.5.2002

Th. Stöhlker
Präzisionsexperimente am wasserstoffähnlichen Uran

Bothe Kolloquium, MPI Heidelberg, June 2002

Th. Stöhlker
Relativistic Quantum Dynamics Explored in Atomic Collisions of High-Z Ions

Conference, Non-Destructive Testing and Microanalysis for the Diagnostics and Conservation of the Cultural and Environmental Heritage, Antwerpen, 2.-6.6.2002

O. Dersch, J. Wallenwein, F. Rauch, J.E. Ericson
A technique for age determination of Quarz artifacts

Int. Symp. on Advanced Thermal Barrier Coatings and Titanium Aluminides for Gas Turbines Bonn, Deutschland, 17.06.-19.06.2002

H.-E. Zschau, V. Gauthier, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge
Investigation of the fluorine microalloying effect in the oxidation of TiAl at 900°C in air

XXII Congresso Brasileiro de Aplicações de vácuo na indústria e na Ciência, Florianópolis, Santa Catarina, Brasil, 10.-12.7.2002

L.S. Farenzena, T. Jalowy, K. O. Groeneveld and E.F. da Silveira
Applications of a position sensitive MCP-detector system: imaging/timing of fast ion-induced desorption and ion-gas collisions

International Conference on Electron and Photon Impact Ionisation, Metz, Frankreich, 17.7.-20.7.2002

A. Staudte, Th. Weber, M. Weckenbrock, S. Kammer, H. Schmidt-Böcking and R. Dörner
Double Ionization in Strong Laser Fields — A comparison to single photon double ionization

Quark Matter 2002 (QM 2002), Nantes, France, 18. -24.7 2002.

NA49 Kollaboration
System size dependence of strangeness production at 158A-GeV

NA49 Kollaboration
Results on correlations and fluctuations from NA49

NA49 Kollaboration
Recent results on spectra and yields from NA49

Enrico Fermi Summer School Nuclear Physics,
Varena, Italien 11. 8. – 16. 8. 2002

Reinhard Stock
Hadron Production in Relativistic Nuclear Collisions

International Workshop on Atomic Physics Researches
at Storage Rings August 14-18, 2002, Lanzhou, China

Th. Stöhlker
**Strong field effects on the structure and dynamics of
high-Z ions studied at the ESR storage ring**

11th International Conference on the Physics of Highly
Charged Ions, 1. -6.9. 2002, Caen – France

Th. Stöhlker
**Status and Perspectives of Atomic Research at GSI. The
new GSI accelerator project”**

13th International Conference on Ion Beam Modification
of Materials, IBMM 2002 Kobe, Japan, 1.9.-6.9.2002

A. Markwitz, H. Baumann
**Low energy Ne implantation into crystalline silicon
– Formation of structured surfaces measured with atomic
force microscopy**

Desorption 2002, Estes Park, Colorado, USA.,
1.-5.9.2002

T. Jalowy, L. S. Farenzena, M. Hattass, H. Schmidt-Böcking,
K.O. Groeneveld and E. F. da Silveira
H⁺ Secondary Emission Analyzed by XY-TOF Technique

E. F. da Silveira
**Secondary Ion Initial Velocity Measurements by Delayed
Extraction and XY-TOF Detection**

VIII. Seminar Diffusion and Thermodynamics of
Materials, Brno, Tschechien, 4.-6.09.2002

H. Schmidt, W. Gruber, P. Fielitz, G. Borchardt,
H. Baumann, A. Müller, J. Bill
**Diffusion of ion-implanted hydrogen in amorphous Si-
(B)-C-N-ceramics**

Angewandte Obeflächenanalytik, AOFA 12,
Kaiserslautern, Deutschland, 15.-19.09.2002

H. Schmidt, W. Gruber, G. Borchardt, H. Baumann,
M. Rudolphi, M. Bruns, U. Geckle
**Charakterisierung reaktiv gesputterter dünner
Si₃N₄-Schichten**

AVS 49th International Symposium, Denver, USA,
3.11.-8.11.2002

M. Bruns, H. Baumann, M. Frietsche, E. Nold, V. Trouillet,
R. White, A. Wright
**Surface analytical characterization of SiO₂ gradient
membrane coatings on gas sensor microarrays.**

IEEE Nuclear Science Symposium, Norfolk,
Virginia, 10. - 16. 2002

Th. Stöhlker
**Application of Segmented Germanium Detectors for X-
Ray Spectroscopy of Highly Charged Heavy Ions**

17th International Conference on the Application of
Accelerators in Research and Industry (CAARI),
Denton, Texas, USA, 12.-16.11.2002

T. Jalowy, R. Neugebauer, L. S. Farenzena, E. F. da Silveira,
K.O. Groeneveld
**Secondary ion emission from fast particle impact on
solids**

I Encontro Sul Americano de Colisões Inelásticas na
Materia Gramado, Rio Grande do Sul, Brasilien,
24.-27.11.2002

L.S. Farenzena, E.F. da Silveira, V.M. Collado, K. Wien,
T. Jalowy, R. Neugebauer, C. Wimmer, K.O. Groeneveld
**Aplicação da técnica XY-TOF em: Colisões ion-gás,
Dessorção iônica em monocristais**

E.F. da Silveira, L.S. Farenzena, V.M. Collado, T. Jalowy,
R. Neugebauer, K.O. Groeneveld
Análise de colisões ion-superfície a técnica tempo-de-vôo

T. Jalowy, L. S. Farenzena, M. Hattass, H. Schmidt-Böcking,
E. F. da Silveira and K.O. Groeneveld
“H⁺ Secondary Emission Analyzed by XY-TOF Technique

Jahreskolloquium des Karl-Winnacker-Instituts der Dechema e. V., Frankfurt, Deutschland, 28.11.2002

H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge
Untersuchungen zum Mechanismus des Fluor-Mikrolegierungseffektes bei der Oxidation von TiAl

Granzer Workshop „Research based on submicron ion tracks“, 2. - 3.12. 2002 in Darmstadt.

T. Jalowy, L. S. Farenzena, E. F. da Silveira and K.O. Groeneveld

Dynamics of track formation measured by secondary ion emission

Workshop on Atomic Physics Research at the Future GSI Facility, December 9 - 10.12. 2002, GSI, Darmstadt

Th. Stöhlker

Atomic Physics at GSI - An Outlook

INT/RHIC Winter Workshop on First Two Years of RHIC: Theory versus Experiments, INT, Seattle 13.-15.12.2002

Marek Gazdzicki

Energy Scan Programme at CERN SPS.

Konferenzbeiträge und Vorträge 2003

20th International Conference on Atomic Collisions in Solids, Puri (Orissa), Indien, 19.-24.1.2003

T. Jalowy, L. S. Farenzena, K.O. Groeneveld and E. F. da Silveira

Ion Secondary Emission Analyzed by XY-TOF Technique

2nd French-German Crystal Growth Meeting, Nancy, 10.-13.3.2003

B. Wiedemann, J. D. Meyer, H. Ch. Alt

Residual carbon contents in silicon crystals measured by SSMS

Spring Meeting, German Physical Society, Tübingen, 17. -21. 3. 2003

R. Palit for the LAND collab.

The dipole response of neutron-rich Carbon and Nitrogen isotopes

Verhandl. DPG (VI) 38 (2003)

Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Hannover, 24.03.-28.03.2003

A. Czasch, M. Schöffler, T. Weber, M. Weckenbrock, S. Schößler, T.Jahnke, J. Titze, Ch. Wimmer, M. Hattaß, S. Kammer, S. Voss, A. Staudte, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

Doppelt hoch angeregte Zustände von Helium. Winkel- und energieaufgelöste Messungen auf beiden Seiten der Doppelionisationsschwelle.

M. Hattaß

Ein 2pi Spektrometer für Elektron-Koinzidenz-Experimente an Oberflächen

S. Kammer

Multiphotonionisation von Argon bei verschiedenen Laserintensitäten und -polarisationen‘ vorstellen.

B. Wiedemann, J. D. Meyer, H. Ch. Alt

SSMS assessment of carbon contents in silicon single crystals

203. Meeting of The Electrochemical Society in Paris, France from 27.4.-2.5.2003

B. Wiedemann, J. D. Meyer, H. Ch. Alt, H. Riemann

SSMS analysis of low carbon contents in crystalline silicon

XXVI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambu, Minas Gerais, Brasilien, 6. - 10. 5. 2003

R.M. Rodriguez, V.M. Collado, C.R. Ponciano, E.F. da Silveira, C. Wimmer, K. O. Groeneveld

Determinação da vida média de agregados (LiF)_nLi⁺ metaestáveis

R.M. Rodriguez, L.S. Farenzena, V.M. Collado, C.R. Ponciano, E.F. da Silveira, T. Jalowy, K.O. Groeneveld

Medida por XY-TOF da distribuição angular de íons desorvidos (LiF)_nLi⁺

Dissertationen

Adler, Clemens

Der STAR Level-3 Trigger

Flierl, Dominik

Two pion correlations at the STAR experiment

Hohn, Oliver

Hochdruckmikroentladungen mit hohem Gassfluss. Eine Quelle zur Erzeugung von Ionen und spinpolarisierten metastabilen Atomen

Jalowy, Thorsten

Auf der Spur von Dynamik und Evolution der Sekundäremission von Oberflächen bei Beschuß mit schnellen Atomen

Mischke, André

Lambda und Lambda-bar Produktion in zentralen Blei-Blei Kollisionen bei 40, 80 und 158 GeV pro Nukleon
IKF-D 742
MAG-D 742

Penache, Maria Christina

Study of high pressure glow discharges generated by microstructured electrode (MSE) arrays
IKF-D 741
MAG-D 741

Thierfelder, Carsten

Funktionelle Kernspintomographie bei der kongenital gehörlosen Katze

Diplomarbeiten

Dinkelacker, Peter

Φ -Produktion in zentralen Blei-Blei-Kollisionen bei 158 GeV

Jahnke, Till

Entwicklung und Aufbau eines Gastargets aus metastabilem, spinpolarisierten He

Rudolphi, Mario

Sättigungsverhalten von Stickstoff in Kohlenstoff bei Ionenimplantation
IKF-D 728
MAG-D 728

Rösch, Jürgen

Modifikation der Absorption von Röntgenstrahlung von Atomen mit Femtosekundenlaserlicht

Rosenkranz, Klaus

Konzeption und Umsetzung eines Slow-Control-Systems für die HADES-Driftkammern
IKF-D 745
MAG-D 745

Schöffler, Markus Stefan

Entwicklung und Aufbau eines Abbildungssystems zur Messung von Elektronen jenseits niedriger Energien

Schöbller, Sven

Ionenerzeugung mit Hochdruck-Mikroentladungen
IKF-D 744
MAG-D 744

Spillmann, Uwe

Entwicklung einer 2-dimensionalen ortsauflösenden Delayline-Anode nach Art der Bildladungsauslese zum Teilchennachweis in offenen MCP-basierenden und gekapselten Detektorsystemen (2001)

Wetzler, Alexander

Gerichteter und Elliptischer Fluss in Blei-Blei-Stößen bei einer Strahlenenergie von 40 GeV pro Nukleon
IKF-D 743
MAG-D 743

Personalia

Professoren:

Dr. H. Ströbele
(Geschäftsführender Direktor)
Dr. C. Blume
Dr. R. Dörner,
Dr. Th. Elze,
Dr. W. Henning,
Dr. U. Lynen,
Dr. H. Schmidt-Böcking
Dr. Dr. h.c. R. Stock,
Dr. K. Bethge (emeritiert),
Dr. Dr. K.O. Groeneveld (pensioniert),
Dr. F. Rauch (pensioniert),
Dr. K. Stelzer (pensioniert),
Dr. E. Schopper (emeritiert)

Honorarprofessoren und APL-Professoren

Dr. H. Bokemeyer, Dr. S. Hagmann,
Dr. J. Harris (Humboldt-Preisträger) Dr. E. Krimmel,
Dr. A. Sandoval, Dr. W. Schüle

Privatdozenten

Dr. R. Schmidt, Dr. T. Stöhlker, Dr. J. Stroth,
Dr. P. Senger, Dr. W. Trautmann, Dr. H. J. Wollersheim

Wissenschaftliche Mitarbeiter

Dr. H. Baumann, L. Betev (CERN), P. Buncic (CERN),
Dr. R. Grisenti, Dr. M. Gazdzicki, Dr. O. Jagutzki,
Dr. H. Kreyling, Dr. S. Lange (BNL), Dr. J. D. Meyer,
Dr. C. Müntz, E. Palit, Dr. D. Pommerrenig,
Dr. R. Renfordt, Dr. L. Schmidt, Dr. K. E. Stiebing,
Dr. M. Waldschmidt, Y. Wang, Dr. B. Wiedemann

Doktoranden

C. Adler, J. Berger, A. Billmeier, R. Bramm, A. Czasch,
W. De Odorico, T. Dietel, D. Flier, A. Gumberidze,
M. Hattas, O. Hohn, T. Jahnke, T. Jalowy, M. Kaesz,
A. Knapp, Th. Kolleger, I. Kraus, G. Lazko,
Ch. Lippmann, C. Loizides, J. Markert, A. Mischke,
A. K. Müller, A. Muthig, J. Nickles, M. Nofal, C. Penache,
M. Ploskon, K. Rosenkranz, M. Schlögel, M. Schöffler,
S. Schlöbler, F. Segner, S. Sengupta, A. Staudte, Ch. Struck,
M. Sudol, K. Ullmann-Pfleger, B. Wagner, Th. Weber,
M. Weckenbrock, A. Wetzler, J. Wüstenfeld

Diplomanden

C. Alt, M. Balser, K. Cole, J. Fiess, L. Foucar, T. Jahnke,
S. Kammer, S. Kniege, C. Meurer, M. Mitrovski,
M. Odenweller, Y. Pachmeier, A. Persaud, J. Rösch,
M. Rudolphi, R. Schriel, T. Schuck, S. Schwientek,
M. Smolarski, U. Spillmann, J. Titze, M. Trummel, M. Voss,
J. Wallenwein, J. Wiechula, Chr. Wimmer, J. Zaranek

Techn. Personal Beschleuniger

W. R. Baumgarten, W. Dilfer, K. Schneider, P. Ziel

Techn. Personal Elektronikabteilung

N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, R. Rüschemann,
E. Schüßler, M. Urban,

Techn. Mitarbeiter

W. Amend, J. Berschin, E. Billig, S. Bloching,
C. Freudenberger, J. Hehner (GSI), H. Hinke, M. Petri,
H. Rheinfels-Immans, E. Schwab (GSI)

Verwaltungspersonal

Dr. P. Eschenbrenner, M. Frey, C. Kazamias, U. Köpf,
M. Lang, M. Piscevic, K. Rotter, J. Scheikowski,
P. Seyler-Dielmann

Werkstättenpersonal

H. Düring, S. Engel, W. Gass, S. Geis, B. Hoebelt,
J. Kölichhaus, S. Pohlmann, Y. Rippert, Th. Schwab,
W. Theisinger, E. Zanger

Auszubildende

B. Chakalamattath

Strahlenschutzgruppe

S. Füll, G. Glaab, I. Gröhl, B. Handt, A. Kedzior, J. Lipok

Reinigungspersonal

A. Anastasiadis, Z. Mündel, M. Reinhard

Preisträger und Ehrungen

Die Ehrendoktorwürde der Universität Athen, Griechenland wurde **Prof. R. Stock** verliehen.

Dr. Marek Gazdzicki wurde zum Professor der Swietokrzyska Academy Kielce, Polen ernannt

Der Philipp-Siedler-Wissenschaftspreis 2002 des Physikalischen Vereins, wurde jeweils an **André Staudte** und **Mario Rudolphi** für ihre hervorragenden Diplomarbeiten verliehen.



Prof. R. Stock bei der Verleihung der Ehrendoktorwürde in Athen

Mitarbeit in Gremien

(innerhalb und außerhalb der Universität)

em. Prof. Dr. K. Bethge

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

Prof. Dr. R. Dörner

International Advisory Board ICPEAC
International Advisory Board: International Symposium on (e,2e), Double photoionization and related topics
International Advisory Board: International Conference on electron and photon impact ionisation and related topics
User Selection Panel ISA, Aarhus, Dänemark

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 am Main
Mitglied im Benutzerausschuß des HMI-Berlin
Mitarbeit in Scientific Committee's verschiedener Internat. Konferenzen.

Prof. Dr. R. Stock

Vorsitzender des Wiss. Rates der GSI.
International Advisory Board Quark Matter
Ausschuss des Otto-Hahn-Preises der Stadt Frankfurt am Main

PD Dr. J. Stroth

Mitglied des „Wissenschaftlichen Ausschusses der GSI“
Mitglied der „Working Group Long Range Plan 2003“ der NuPECC
Mitglied der „Proposal Writing Group Compresses Baryonic Matter“ für das Zukunftsprojekt der GSI

Gutachtertätigkeit

(außerhalb der Universität)

Prof. Dr. R. Dörner

Deutsche Forschungsgemeinschaft, DFG

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Deutsche Forschungsgemeinschaft,

Dr. Th. Stöhlker

NuPECC working group on Atomic Physics and Material Science

Referee bei Zeitschriften

Prof. Dr. R. Dörner

Europ. J. Phys., J. Phys. B, Phys. Rev. Lett.

Dr. M. Gazdzicki

Phys. Lett, Phys. Rev. Lett., Phys. Rev

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

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

Prof. Dr. R. Stock,

Phys. Lett, Phys. Rev. Lett., Phys. Rev.

PD Dr. Th. Stöhlker

Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, Hyperfine Interactions,
Phys. Lett. A, Phys. Rev. Lett.

Prof. Dr. H. Ströbele

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

PD Dr. J. Stroth

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

Mitarbeit als Co-Editor von Zeitschriften

Prof. Dr. R. Stock: Phys. Rev. C

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

Tagungsorganisation

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Veranstalter des Intern. Heraeus-Seminars: Highly correlated States in Molecules, Atoms and Nuclei,
Bad Honnef, 1.6.-7.6.2002

Experimente/Projekte an auswärtigen Anlagen und Instituten/ Internationale Kontakte

A. Czasch

Januar 2002, 3 Wochen Strahlzeit am BESSY II (Synchrotron) in Berlin
 Februar 2002, 2 Wochen Forschungsaufenthalt am Stevens Institute of Technology in New York City
 Juli 2002, 1 Woche Strahlzeit im HASYLAB (Synchrotron) am DESY in Hamburg

Prof. Dr. R. Dörner

Experiment Advanced Light Source, Berkeley, USA, 17. - 27.2.2002
 Experiment NRC, Ottawa, Kanada, 20. - 31.5.2002
 Lure, Paris, Frankreich, 4. - 8.10.2002

Prof. Dr. M. Gazdzicki

Universität Warsaw, Polen
 Inst. Of Nuclear Research, Cracow, Polen
 Swietokrzyska Academy, Kielce, Polen

Gruppe Stock / Ströbele

ALICE und NA49 am CERN, Genf
 STAR am BNL
 HADES bei der GSI
 CBM bei der GSI

M.Hattaß

Januar 2002, BESSY II, Berlin
 Juni/Juli 2002, HASYLAB/DESY, Hamburg
 Dezember 2002, Atomic and Molecular Physics Laboratory, Canberra, Australien

Dr. O. Jagutzki

J.R. McDonald Laboratory, Kansas State University, Manhattan KS, USA, 3.2. - 8.2. 2002
 LURE, Université Paris-Sud, Orsay, Frankreich, 9.2. - 30.9. - 2.10.2002
 ALS, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley CA, USA, 17.2.2002
 Hiroshima University, Hiroshima, Japan 18.8. - 21.8.2002

T. Jahnke

Strahlzeit, BESSY II, Berlin, 26.01.02 bis 6.02.02
 Strahlzeit, HASYLAB/DESY, Hamburg, 12.06.02 bis 26.06.02

Dr. Th. Jalowy

An Pontificia Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasilien

A. Knapp

2 Wochen Strahlzeit im Juli am Spring8, Japan Synchrotron Radiation Research Institute (JASRI),
 1-1-1 Kouto Mikazuki-cho Sayo-gun Hyogo 679-5198, Japan
 3 Wochen im November / Dezember am Research School of Physical Sciences
 Australian National University Canberra ACT 0200. Australia

Dr. J. Meyer

Institut ATOMKI, Debrecen, Ungarn, 26.6.-29.6.2002

J. Nickles

An Pontificia Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasilien

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

LBNL, Berkeley, USA, Experiment an der ALS 23.2. - 28.2.2002

M. Schöffler

Strahlzeit an der ALS, Berkeley, August 2002

Strahlzeit am BESSY II, Februar 2002

Strahlzeit am HASYLAB, Juni 2002

S. Schößler

Strahlzeit, BESSY II, Berlin, 26.01.02 - 6.02.02

Strahlzeit, HASYLAB/DESY, Hamburg, 12.06.02 - 26.06.02

A. Staudte

20.5. 2002 - 15.6.2002, Forschungsaufenthalt am National Research Council of Canada in Ottawa, Canada

K. E. Stiebing

Institut ATOMKI, Debrecen (Ungarn) vom 14.1. - 26.1.2002 und vom 24.6. - 5.7.2002

JINR Dubna (Moskau), Russland, vom 12.8. - 22.8.2002

Dr. Th. Stöhlker

Besuch des IMP Landzhou, China, July 2002

Experiment an der APS, Argonne National Laboratory, USA, August 2002

Dr. J. Stroth

Mitglied der HADES Kollaboration

T. Weber

BESSY II Berlin, Januar 2002, Teilnahme an der Strahlzeit von Achim Czasch:

Erikson Fluktuation in der Einfachionisation von Heliumatomen

ALS Berkeley/CA/USA, Februar 2002, Teilnahme an der Strahlzeit von Martin Balsler:

Auger-Elektronen Emission aus raumfesten CO-Molekülen

HASYLAB Hamburg, Juni 2002, Teilnahme an der Strahlzeit von Mirko Hattass:

Korrelierte Elektronenemission aus Festkörperoberflächen induziert durch Synchrotronstrahlung

M. Weckenbrock

8.2.2002 - 7.3.2002: ALS, Lawrence Berkeley Lab, Berkeley, Kalifornien, USA 6.5.2002 - 20.6.2002: National Research Council, NRC/CNRC, Ottawa, Kanada

27.6.2002 - 1.7.2002: DESY, HASYLAB, Hamburg, Deutschland

Dr. B. Wiedemann

Projekttreffen zur FTIR und SSMS Charakterisierung von Siemens Process Silicium, 4. 2. 2002, München

BMBF-Projekttreffen- FTIR, SSMS und CPAA Charakterisierung von state-of-the-art Siemens Process, Czochralski and Floating Zone Silicium, 4. 2. 2002 München

Projekttreffen - FTIR und SSMS Charakterisierung von Siemens Process Silicium, 8.11. 2002, München

BMBF-Projekttreffen - FTIR, SSMS und CPAA Charakterisierung von state-of-the-art Siemens Process Czochralski and Floating Zone Silicium, 8.11. 2002 München

C. Wimmer

An Pontifica Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasilien

Konferenzbeiträge und Vorträge 2002

A. Czasch

Juni 2002, 1 Woche Tagung in Bad Honnef
 Juli, Meeting am AMOLF in Amsterdam und eingeladen zum
 Vortrag ueber Delayline-Detektoren

Prof. Dr. R. Dörner

Kolloquium Uni Giessen
 Kolloquium SIMS, Ottawa, Kanada
 „Fundamentals of Laser Interactions III“, 13. - 18. 1. 2002, Conference Center, Kühtai (Tyrol), Austria
 Vortrag Many-Particle Dynamics in Coulombsystems
 Kolloquium Université Paris Sud
 Kolloquium University Aarhus, Dänemark
 Kolloquium Fritz Haber Institut, Berlin
 Kolloquium Advanced Light Source, Berkeley, USA
 GSI Atomphysik Kolloquium

Prof. Dr. M. Gazdzicki

International Workshop XXX on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg, Austria, 13.-19. 1. 2002:
 Recent results of NA49
 INT/RHIC Winter Workshop on First Two Years of RHIC, Seattle, 13-15.12. 2002: Energy scan programme at CERN SPS

Dr. O. Jagutzki

IWP2002-Tagung in SPring8, Harima, Japan, 22.8. - 25.8.2002
 Tokyo University, Tokyo, Japan, 26.8. - 27.8.2002

T. Jahnke

Februar 2002 EAS-Tagung, Riezlern
 April 2002 DPG-Tagung, Osnabrück
 August 2002 IWP 2002 SPring8, Japan

M. Rudolphi

Angewandte Oberflächendynamik, AOFA 12, Kaiserslautern, Deutschland, 15.9.-19.9.2002

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Workshop Atomare Stöße, Riezlern, 17.2. - 22.2.2002
 Frühjahrstagung der DPG in Osnabrück vom 3.-7.3.2002
 Int. Workshop MPI für Physik Komplexer Systeme, Dresden, Mai 2002
 WE-Heraeus-Workshop „Highly Correlated States in Molecules, Atoms and Nuclei“ im
 Physikzentrum Bad Honnef FRG 2.-7.6.2002
 Intern. Conf. On Electron and Photon Impact Ionisation and Related Topics, Metz, Frankreich 17.7.-21.7.2002
 Intern. Conf. on Atomic Physics Physics, ICAP Boston 27.7.-3.8.2002
 IWP 2002 an der Spring 8 in Harima, Japan, 20.8.-27.8.2002
 2. Conference on the Elementary Processes in Atomic Systems CEPAS 2002, Gdansk, Poland, 2.9.-6.9.2002
 DOE-Meeting, Warrenton, VA/USA 5.10. - 9.10.2002
 FZ Jülich, Vortrag
 HMI Berlin, Vortrag
 Universität Gießen, Vortrag
 Universität Kassel, Vortrag

M. Schöffler

AMOP-Frühjahrstagung, Osnabrück, März 2002
 Workshop, Bad Honnef, Juni 2002

S. Schöblier

Februar 2002 EAS-Tagung, Riezlern
 April 2002 DPG-Tagung, Osnabrück

A. Staudte

17.7. 2002 – 20. 7.2002, “International Conference on Electron and Photon Impact Ionisation” in Metz, Frankreich

Dr. K. E. Stiebing

15th International Workshop on ECR Ion Sources, Jyväskylä, Finnland, 12.-14. 6. 2002

Prof. Dr. R. Stock

Ole Hansen Symposium, Kopenhagen, 23.5. - 25.5. 2002

STAR Workshop Nantes, 12.7. - 16.7. 2002

Univ. Oldenburg : Der QCD-Phasenübergang, 14.1.2002

FH Aalen : Urknallmaterie im Labor, 31.1.2002

Univ. Athen (Ehrendoktor): QCD and the Big Bang, 18.2.2002

ALICE-Week in CERN: Jet Physics at LHC, 20.3.2002

MPI München: Hadrons tell us about the QCD phase boundary, 28.5.2002

Laborexperimente Tübingen: Der Parton-Hadron-Phasenübergang der QCD: Laborexperimente, 11.12.2002

Nuclear Reaction Workshop, Nassau. Bahamas 20-27.1.2002: Bulk Hadron Production at AGS and SPS

Enrico Fermi Summer School Nuclear Physics, Varenna, Italien, 11.8.-16.8.2002:

Hadron Production in Relativistic Nuclear Collisions

Dr. Th. Stöhlker

Workshop on Atomic Physics Research at the Future GSI Facility, 9-10.12.2002, GSI,

Atomic Physics at GSI - An Outlook,

IEEE Nuclear Science Symposium, Norfolk, Virginia, 10. - 16. 11.2002, Application of Segmented Germanium Detectors for X-Ray Spectroscopy of Highly Charged Heavy Ions

The 5th International Symposium on Swift Heavy Ions in Matter - SHIM 2002 , 22-25. 5. , 2002

Giardini Naxos, Taormina – Italy, Status and Perspectives of Atomic Physics Research at GSI: The new GSI accelerator project
11th international conference on the physics of highly charged ions, 1. -6.9.2002, Caen, France, Status and Perspectives of Atomic Research at GSI : The new GSI accelerator project”

International Workshop on Atomic Physics Researches at Storage Rings, 14. - 18. 8.2002, Lanzhou, China, Strong field effects on the structure and dynamics of high-Z ions studied at the ESR storage ring

Physikalische Kolloquium, FU-Berlin, 30.5.2002, Präzisionsexperimente am wasserstoffähnlichen Uran

Bothe Kolloquium, MPI Heidelberg, June 2002, Relativistic Quantum Dynamics Explored in Atomic Collisions of High-Z Ions

Rare Isotope Physics at Storage Rings, February 3 -8, 2002 in Hirschegg, Austria, Atomic Processes and Beam Life Times

GSI-Kolloquium, January 2002, Relativistic Quantum Dynamics Explored in Atomic Collisions of High-Z Ions

Dr. J. Stroth

GSI Darmstadt: Kaltes Licht aus heißer Kernmaterie – Einblicke ins Innere subatomarer Feuerbälle, 6. 3. 2002

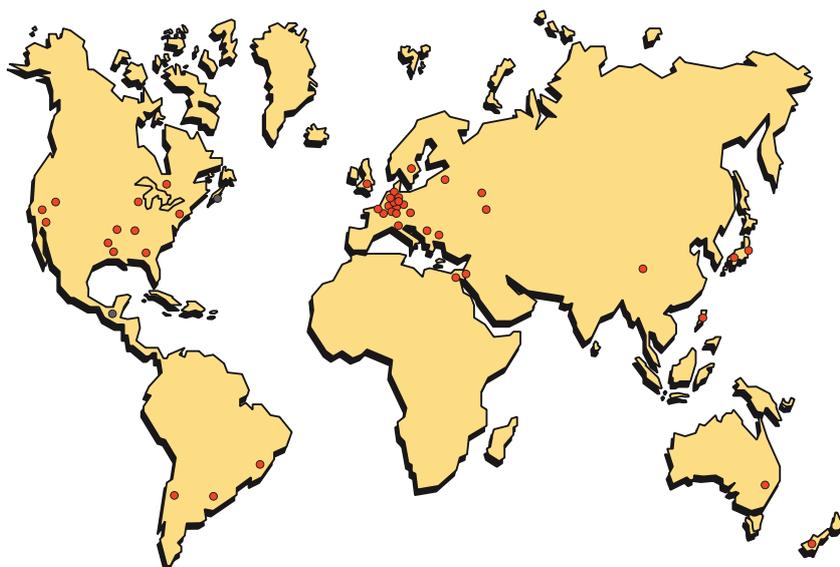
Gruppe Stock / Ströbele

Quark Matter 2002, Nantes 17.7. - 24.7.2002

Gäste IKF

Dr. Vladimir Alexandrov, JINR, Dubna (Moskau), Russland, vom 20.11. - 06.12.2002
Dr. Sandor Biri, ATOMKI, Debrecen, Ungarn, vom 15.04. - 27.04.2002 und vom 09.09. - 22.09.2002
Bob Dubois, University Missouri-Rolla, USA, März 2002, Dezember 2002
Dr. L.S. Farenzena, Pontifica Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasilien
Prof. G. Feofilov, Universität St. Petersburg, Rußland
Dr. Ferenc Ditroi, ATOMKI, Debrecen Ungarn, vom 22.04. - 14.05.2002 und vom 04.11. - 19.11.2002
S. Fritzsche, Universität Kassel, Dezember 2002
E.P. Kanter, Argonne National, Laboratory, USA, März 2002
Alexej Kayukov, JINR, Dubna (Moskau), Russland, vom 24.07. - 02.08.2002 und vom 11.11. - 22.11.2002
Dr. M. Koch-Müller, Geoforschungszentrum, Potsdam
Th. Krings, FZ-Jülich, Deutschland, Juni 2002
Dr. J. Lower, Canberra, DAAD
X. Ma, IMP Landzhou, Juni 2002
Prof. I. Mancev, Serbien, DAAD
Prof. Dr. A. Markwitz, Rafter Research Center, Institute of Geological and Nuclear Sciences,
Lower Hutt, Neuseeland, Juli 2002
Prof. E. Montenegro, PUC, Rio de Janeiro, Volkswagenstiftung
R.E. Olson, University Missouri-Rolla, USA, Juni 2002, Dezember 2002
M. Pajek, University of Kielce, Polen, Juni 2002, Dezember 2002
Prof. A. Poskanzer, LBL, Berkeley, USA
D. Protic, FZ-Jülich, Deutschland, Juni 2002
Prof. Dr. Hermann Rothard, CIRIL/GANIL, Caen, Frankreich
Dr. M. Rybczynski, Swietokrzyska Academy, Kielece, Polen
D. Schneider, Lawrence-Livermore Laboratoy, USA
Dr. Grigori Shirkov, JINR, Dubna (Moskau), Russland, vom 08.03. - 22.03.2002
Evguenia Shirkova, JINR, Dubna (Moskau), Russland, vom 08.03. - 22.03.2002
Prof. G. Sigaud, PUC, Rio de Janeiro, Volkswagenstiftung
D. Sierpowski, Universität Krakau, Polen, Oktober 2002
Prof. Dr. Enio F. daSilveira, Pontifica Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brasilien
E. Silver, Harvard-Smithsonian, USA, Dezember 2002
Z. Stachura, INP Krakau, Polen, Oktober 2002, Dezember 2002
Dr. Stefanek, Swietokrzyska Academy, Kielece, Polen
Dr. Oleg Strekalovsky, JINR, Dubna (Moskau), Russland, vom 08.05.-22.05.2002 und vom 20.11.-06.12.2002
A. Surzhykov, Universität Kassel, Dezember 2002
Andrzej Warczak, Universität Krakau, Polen, Oktober 2002, Dezember 2002
Prof. E. Weigold, Canberra, Australien, Humboldt-Preisträger

IKF Kooperationen 2002



Europa:

Aarhus Universitet, Aarhus (Dänemark)
 University of Copenhagen, Kopenhagen (Dänemark)
 Fachhochschule München, München (Deutschland)
 Freiburger Compound Materials, Freiberg (Deutschland)
 Forschungszentrum Roßendorf, Dresden (Deutschland)
 GSI, Darmstadt (Deutschland)
 Hahn Meitner Institut, Berlin (Deutschland)
 Heraeus, Hanau (Deutschland)
 Infineon Technologies, München (Deutschland)
 Institut für Kristallzüchtung, Berlin (Deutschland)
 Johann-Gutenberg-Universität, Mainz (Deutschland)
 KFZ, Jülich (Deutschland)
 Ludwig-Maximilians Universität, München (Deutschland)
 Max Planck Institut, Heidelberg (Deutschland)
 Ruhr Universität, Bochum (Deutschland)
 Technische Universität, Dresden (Deutschland)
 Technische Universität, Braunschweig (Deutschland)
 Universität Bielefeld, Bielefeld (Deutschland)
 Universität Erlangen-Nürnberg (Deutschland)
 Universität Regensburg, Regensburg (Deutschland)
 Wacker- Chemie, Burghausen (Deutschland)
 Zentrum für Werkstoffwissenschaften, Göttingen (Deutschland)
 Cedex, Straßburg (Frankreich)
 CIRIL, Caen (Frankreich)
 Aristoteles-University, Thessaloniki (Griechenland)
 University of Crete, Heraklion (Griechenland)
 University of Sussex, Brighton (Groß Britanien)
 Università degli study di Bologna, Bologna (Italien)
 FOM, Amsterdam (Niederlande)
 JINR Dubna, Moskau (Rußland)
 PNPI, St. Petersburg (Rußland)
 Nucl. Inst. of Phy. and Nucl. Engin., Bukarest (Rumänien)
 University of Stockholm (Schweden)
 CERN (Schweiz)
 Hungarian Academy of Sciences, Debrecen (Ungarn)

Amerika:

Centro Atomico, Bariloche (Argentinien)
 PUC, Rio de Janeiro (Brasilien)
 NRC, Ottawa, Canada
 Brookhaven National Laboratory, New York (USA)
 California State University, Fullerton (USA)
 Department of Energy, Washington (USA)
 Dep. of Physics and Astronomy, Atlanta (USA)
 Kansas State University, Kansas (USA)
 L. Berkeley National Lab., Berkeley (USA)
 North Texas-University, Denton (USA)
 Texas A&M University (USA)
 Tulane University, New Orleans (USA)
 University of Connecticut, Storrs (USA)
 University of Missouri, Rolla (USA)

Asien:

Technion, Haifa (Israel)
 Photon Factory, Tsukuba (Japan)
 RIKEN, Tokio (Japan)
 Spring 8, Senday (Japan)
 Tohoku University, Sendai (Japan)
 University of Taiwan, Taipeh (Taiwan)

Australien:

Res. School of Sc. and Eng., Canberra (Australien)
 Geological & Nuclear Sciences (Neuseeland)
 etc.....

ALADIN

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany
GSI Darmstadt, Germany,
Inst. of Physics, Univ. of Milano and INFN, Milano, Italy
Dip. of Physics, Univ. of Catania and INFN, Catania, Italy
Fachbereich Physik, Univ. of Münster, Germany
FZ Rossendorf, Dresden, Germany
Inst. f Kernphysik., Univ. Frankfurt, Germany
Soltan Inst. for Nuclear Studies, Warsaw, Poland
NSCL, MSU, East Lansing, USA
MPI, Kernphysik Heidelberg, Germany

Weitere Informationen:

<http://www-kp3.gsi.de/www/kp3/aladinhome.html>

ALICE

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany
Univ. del Piemonte, Italy
Aligarh Muslim University, Aligarh, India
Nuclear Physics Section, Amsterdam, Netherlands
NRCPS, Athens, Greece
University of Athens Panepistimioupolis, Athens, Greece
Politecnico di Bari, Bari, Italy
Università degli Studi di Bari, Bari, Italy
Chinese Academy of Sciences Beijing, China
Institute of Physics, Bhubaneswar, India
Università degli Studi di Bologna, Bologna, Italy
University of Birmingham, Birmingham, United Kingdom
Comenius University Mlynská dolina, Bratislava, Slovakia
National Institute for Physics and Nuclear Engineering
Bucuresti-Magurele, Romania
Hungarian Academy of Science KFKI Research Institute
for Particle and Nuclear Physics, Budapest, Hungary
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Cagliari, Italy
Saha Institute of Nuclear Physics Sector 1, Calcutta, India
Department of Atomic Energy (DAE) Variable Energy
Cyclotron Centre (VECC) Bidhan Nagar, Calcutta, India
Università di Catania, Catania, Italy
CERN, Genève, Switzerland
Panjab University Chandigarh (Mandir), India
Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, France
Universidade de Coimbra, Coimbra, Portugal
Ohio State University, Columbus, Oh, USA
Niels Bohr Institute, København, Denmark
GSI, Darmstadt, Germany
Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, Germany
Joint Institute for Nuclear Research (JINR) Dubna RCANP
Research Center for Applied Nucl. Physics, Dubna, Russia
Petersburg Nuclear Physics Institute (PNPI), Gatchina
(St.Petersburg), Russia
Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, Germany
University of Ioánnina Panepistimioupoli, Ioánnina, Greece
University of Rajasthan Jaipur (Rajasthan), India
University of Jammu Jammu, India
University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland

Kangnung National Uni. San1 chibyon-Dong, Rep. of Korea
Ukrainian Academy of Sciences, Kharkiv, Ukraine
Scientific Res. Techn. Institute of Inst. Eng. Kharkiv, Ukraine
Ukrainian Academy of Sciences, International Centre of
Physics, Bogolyubov Inst. Slovak Academy of Sciences,
Institute of Experimental Physics, Kosice, Slovakia
Henryk Niewodniczanski Inst. of Nucl. Phys., Kraków, Poland
I.V. Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moskva, Russia
Ecole Polytechn. Féd. Lausanne, Lausanne, Switzerland
Inst. Naz. di Fisica Nucl. Lab. Naz. di Legnaro, Legnaro, Italy
Inst. Superior Técnico Avenida Rovisco Pais, Lisboa, Portugal
University of Lund, Lund, Sweden
Université Claude Bernard Lyon-I, Institut de Physique
Nucléaire de Lyon (IPNL), Villeurbanne Cedex, France
Philipps-Universität Marburg, Germany
Centro de Investigación y de Estudios Ava. del IPN, Mexico
INR, Moskow, Russia
ITEP, Moskow, Russia
MePhl, Moskow, Russia
Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Germany
SUBATECH, Nantes, France
Budker Institute for Nuclear Physics (INP), Novosibirsk, Russia
Oak Ridge National Laboratory (ORNL), Oak Ridge, Tn,
United States of America
Université de Paris, (IPN), Orsay Cedex, France
University of Oslo, Norway
Università degli Studi di Padova, Italy
Pohang University of Science and Technology, Department
of Physics, Pohang Accelerator Laboratory, Pohang
(Kyongsangbuk-Do), Rep. of Korea
Academy of Sci. of the Czech Republic, Praha, Czech Republic
Ministry of the Russian Federation for Atomic Energy, Inst. for
High Energy Physics IHEP, Protvino, Moscow Region, Russia
Academy of Sciences of the Czech Rep. Czech Republic
Università di Roma I, „La Sapienza“, Roma, Italy
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (CEN) France
Università degli Studi di Salerno, Salerno, Italy
Russian Fed. Nucl. Center VNIIEF pr. Mira, Sarov, Russia
Academia Sinica, Shanghai, China
Mendeleev Inst. f. Metrology, St. Petersburg, Russia
Université Louis Pasteur, Institut National de Physique Institut
de Recherches Subatomiques, Strasbourg, France
Georgian Acad. of Sciences, Inst. of Phys, Tbilisi, Georgia
Tbilisi State University, Tbilisi, Georgia
Università degli Studi di Torino, Torino, Italy
Università degli Studi di Trieste, Trieste, Italy
Rijksuniversiteit Utrecht, Utrecht, Netherlands
Soltan Institute for Nuclear Studies, Warszawa, Poland
Warsaw Uni. of Tech. politechniki, Warszawa, Poland
Hua-Zhong Normal University Wuhan (Hupei), China
Yerevan Physics Institute, Yerevan 36, Armenia
Ruder Boskovic Institute, Zagreb, Croatia
Bergen College Faculty of Engineering, Bergen, Norway
University of Bergen, Bergen, Norway
Sciences ISS, Bucuresti-Magurele, Romania

Weiter Informationen finden Sie unter:

<http://alice.web.cern.ch/Alice/user.html>

HADES

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany
Czech Academy of Sciences, Rez. Czech. Republic
Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, Germany
GSI, Darmstadt, Germany
Institut de Physique Nucleaire Orsay, Orsay, France
Institute for Nuclear Research, Moscow, Russia
Inst. of theoretical and exp. Physics, Moscow, Russia
Inst. Naz. die Fisica Nucl. Lab. Naz., Catania, Italy
Jagiellonian University, Cracow, Poland
Joint Inst. of Nucl. Res., Dubna, Russia
Justus Liebig Universität. Gießen, Germany
Moscow Engineering Phys. Inst., Moscow, Russia
Slovak Academy of Sciences, Bratislava, Slovakia
Technische Universität München, München, Germany
Universidade de Santiago de Compostella, Santiago de Compostela, Spain
Universita degli Studi di Milano, Italy
University of Cyprus, Nicosia, Cyprus
University of Valencia, Valencia, Spain

Weitere Informationen unter:
<http://www-hades.gsi.de/>

KaoS

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany
GSI, Darmstadt, Germany
Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, Germany
Universität Marburg, Marburg, Germany
Forschungszentrum Rossendorf, Dresden, Germany
Uniwersytet Jagiellonski Krakow, Poland

Weitere Informationen:
<http://www-aix.gsi.de/~kaos/html/kaoshome.html>

LAND

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany
Institut für Kernchemie, Universität Mainz, Germany
GSI, Darmstadt, Germany
Institute of Phys., Jagiellonian University, Cracow, Poland

NA49

Institut für Kernphysik, Frankfurt am Main, Germany
Dep. of Physics, Univ. of Athens, Greece
Lawrence Berkeley Laboratory, USA ,
School of Phys., Univ. of Birmingham, UK
Inst. of Physics, Bratislava, Slov.
KFKI Budapest, Hungary
CERN, Geneva, Switzerland
Inst. of Nucl. Physics, Cracow, Poland
GSI Darmstadt, Germany
Univ. of California at Davis, USA

JINR, Dubna, Russia
Fachber. Phys., Univ. of Frankfurt, Germany
Univ. of Houston, Houston, TX, USA
Kent State Univ. Kent, OH, USA
Univ. of California, Los Angeles, USA
Fachber. Phys., Univ. of Marburg, Germany
MPI für Physik, München, Germany
Inst. for Nuclear Studies, Warsaw, Poland
Inst. for Exp. Physics, Univ. of Warsaw, Poland
Nucl. Phys. Lab., Univ. of Washington, Seattle, WA USA
Yale Univ. New Haven, CT, USA
Rudjer Boskovic Inst., Zagreb, Croatia

Weitere Informationen:
<http://na49info.cern.ch/na49/>

PHENIX

GSI Darmstadt, Germany
LLNL, Livermore, USA
MBI, Berlin, Germany
MPG, Garching, Germany
TU Darmstadt, Germany
TU Munich, Germany .
TU Vienna, Austria
Universität Freiburg, Germany
Universität Jena, Germany
Universität Mainz, Germany
Universität of München, Germany
Universität Rostock, Germany

STAR

Argonne National Laboratory, USA
Institute of High Energy Physics, Beijing
Institute of Physics, Bhubaneswar
University of Birmingham, UK
Brookhaven National Laboratory
University of California, Davis, USA
University of California, Los Angeles
Carnegie Mellon University
Creighton University
Laboratory of High Energy Physics, Dubna
Particle Physics Laboratory, Dubna
University of Frankfurt, Germany
Indiana University, India
Institut de Recherches Subatomiques, Strasbourg, France
Kent State University, UK
Lawrence Berkeley Laboratory
Max-Planck-Institut fuer Physics, Germany
Michigan State University, USA
Moscow Engineering Physics Institute, Russia
Indian Institute of Technology
City College of New York, USA
Ohio State University
Panjab University
Pennsylvania State University, USA

Institute of High Energy Physics, Protvino
Purdue University

University of Rajasthan
Rice University
Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo
University of Science and Technology of China
Space Sciences Laboratory SUBATECH, Nantes, France
Texas A & M University, USA
University of Texas, Austin
Variable Energy Cyclotron Centre
Warsaw University of Technology
University of Washington, USA
Wayne State University
Institute of Particle Physics, Wuhan
Yale University

Weitere Informationen:
<http://www.star.bnl.gov/>

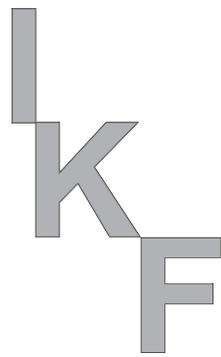
VEGA

GSI Darmstadt, Germany
University of Frankfurt, Germany
JYFL, Jyväskylä, Finland
DRAL, Daresbury, United Kingdom
University of Manchester, United Kingdom

Weitere Informationen:
http://www-gsi-vms.gsi.de/eb/html/eb_welcome.html

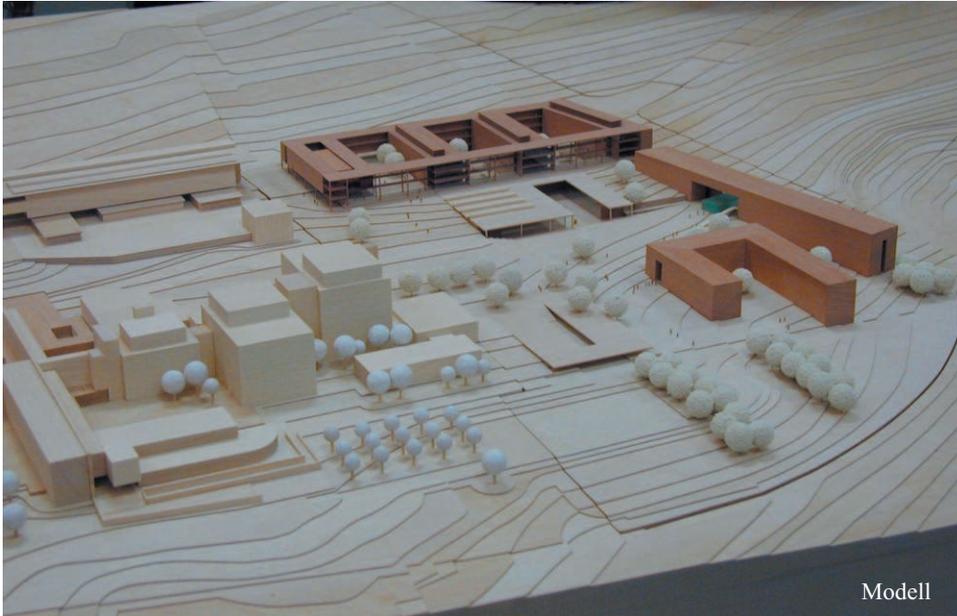
Kooperationen

Fraunhofer Institut, Freiburg
Freiberger Compound Materials, Freiberg
Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe
Heraeus Quarzglas, Hanau
Institute for Geological and Nuclear Sciences, Lower Hutt, Neuseeland
Institut für Kristallzüchtung, Berlin
Institut für Werkstoffwissenschaften VI, Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen
Infineon Technologies Corporate Research CPR 7, München
Karl-Winnacker-Institut der Dechema. V. Frankfurt am Main
Physikalische Technik, Fachhochschule München, München
Schott Lithotec GmbH, Jena
Technische Universität, Clausthal-Zellerfeld
Wacker-Chemie, Burghausen
Wacker Siltronic, Burghausen
Zentrum für Funktionswerkstoffe Göttingen, Göttingen



Pressespiegel

Neubau der Physik



Modell

Hier errichtet das Land Hessen für die Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main den Neubau Physik auf dem naturwissenschaftlichen Campus Riedberg
Diese Baumaßnahme wird von der Bundesrepublik Deutschland im Rahmen des Hochschulbauförderungsprogramms gefördert.



Planung Auftraggeber: Universität Frankfurt am Main Auftrag: Neubau Physik Planungsbeginn: 2002 Planungsabschluss: 2004 Baubeginn: 2003 Baubereitstellung: 2005	Architektur Architekt: [Name] Architekturbüro: [Name] Architekturstil: [Name]	Statik Statiker: [Name] Statikbüro: [Name]	Trassenplanung Trassenplaner: [Name] Trassenplanungsamt: [Name]	Genehmigung Genehmigungsbehörde: [Name] Genehmigungsdatum: [Name]	Umwelt Umweltbeauftragter: [Name] Umweltbüro: [Name]	Haftungsübernahme Haftungsübernehmer: [Name] Haftungsübernahmetermin: [Name]
--	---	---	--	--	---	---



uni-news +++ uni-news +++ uni-news

4. Dezember 2002/ 131a

Neubau Physik – Daten & Fakten

Inbetriebnahme für Ende 2004 vorgesehen

FRANKFURT. Seit Ende Oktober sind die Bauarbeiten in Gang; nach 29-monatiger Bauzeit soll der Neubau termingerecht Mitte März 2005 mit der Gesamtfertigstellung abgeschlossen werden. Bereits im vierten Quartal 2004 werden jedoch schon die ersten Nutzer einziehen.

Gebäudekenndaten:

Fläche Baugrundstück: 36.800 Quadratmeter
 Hauptnutzfläche: 13.800 Quadratmeter
 Brutto-Grundfläche: 32.200 Quadratmeter
 Brutto-Rauminhalt: 157.500 Quadratmeter

Kostenrahmen:

Budget Bau: 60 Millionen Euro
 Budget Ausstattung: 10 Millionen Euro

Terminrahmen:

24. Oktober 2002	Beginn der Bauarbeiten
6. Januar 2003	Beginn Rohbau
17. März 2003	Beginn Einbau Gebäudetechnik
26. März 2004	Rohbaufertigstellung
1. Oktober 2004	Fertigstellung der Kernphysik
15. März 2005	Gesamtfertigstellung

Kontakt: Peter Rosl, Bevollmächtigter des Präsidiums für die Standortverordnung; Tel: 798 23836; E-Mail: rosl@pvw.uni-frankfurt.de



Die Baustelle im Januar 2003

Neubau Physik - auf Zukunftsorientierung gegründet

Grundsteinlegung auf dem Campus Riedberg / Teil der umfassenden Standortneuordnung der Universität Frankfurt

FRANKFURT. "Beim Neubau Physik auf dem Campus Riedberg sind wir voll im Plan. Dank der gemeinsamen Anstrengung aller Beteiligten werden die Zeitplanung und die Kostenvorgaben genau eingehalten". Das sagte Wissenschaftsministerin Ruth Wagner anlässlich der Grundsteinlegung für den Neubau Physik. Vor gut einem Jahr habe man sich zur Prämierung der Wettbewerbssieger getroffen; nun sei man der Realisierung dieses ersten bedeutenden Neubaus der Universität auf dem Campus Riedberg seit der Inbetriebnahme des Biozentrums ein gutes Stück näher gerückt. Nach Lage der Dinge, so Wagner, dürfe man sich auf die pünktliche Eröffnung im Herbst 2004 freuen.

Wagner wies auf die hohe Qualität der Programmplanung für das Vorhaben mit einem Bauinvestitionsvolumen von 70 Millionen Euro hin. Sie lasse sich daran ablesen, dass sich der Bund im Rahmen der Gemeinschaftsaufgabe Hochschulbau mit 50 Prozent an den Kosten beteilige. Eine eigens eingesetzte Arbeitsgruppe des Wissenschaftsrates habe die Zukunftsträchtigkeit der inhaltlichen Entwicklungslinie der Frankfurter Physik festgestellt und damit das Neubauprojekt ausdrücklich bestätigt. Wagner kündigte an, den naturwissenschaftlichen Campus konsequent und zügig weiterzuentwickeln, um hier beste und beispielgebende Ausbildungsbedingungen für die jungen Menschen und ausgezeichnete Voraussetzungen für ein internationales Maßstäben genügendes Forschungsumfeld zu schaffen.

Präsident Prof. Rudolf Steinberg wies auf das interdisziplinäre Umfeld hin: Die Nachbarschaft zu Biozentrum und Chemie, zum Max-Planck-Institut für Biophysik, das in wenigen Monaten in Betrieb genommen werde, und - auf absehbare Zeit - zum Frankfurter Innovationszentrum Biotechnologie (FIZ), für das der erste Spatenstich in der vergangenen Woche gesetzt worden sei, eröffne ganz neue Möglichkeiten der wissenschaftlichen Kooperation. Das Gebäude schaffe beste Voraussetzungen, um in der Forschung neue Wege zu beschreiten und durch Profil- und Schwerpunktbildung die Wettbewerbsposition gerade im Wettstreit um die besten Köpfe und im hart umkämpften Drittmittelmarkt entscheidend zu verbessern. Mit dem Stern-Gerlach-Zentrum für experimentelle physikalische Forschung, in dem zukünftig der Ionenstrahl-Beschleuniger betrieben wird, und dem Center for Scientific Computing so wie der interdisziplinären Frankfurt International Graduate School werde die Frankfurter Physik höchsten internationalen Ansprüchen gerecht.

Steinberg warf mit Zuversicht einen Blick in die Zukunft: "Wenn die Physiker Ende 2004 ihre Umzugskisten packen, dann werden schon nördlich des Biozentrums die Bauarbeiten für das neue Biologicum angelaufen sein. So zumindest sieht es die bis 2005 reichende Zielvereinbarung mit dem Wissenschaftsministerium vor. Zeitlich parallel oder direkt anschließend folgen dann Geowissenschaftler, Informatiker und Mathematiker auf den Riedberg."

Hans Steuerwald, Leiter des Staatsbauamtes Frankfurt am Main II, unterstrich, dass der Grundstein für ein hochmodernes, an den zukünftigen Bedürfnissen von Lehre und Forschung ausgerichtetes Gebäude gelegt werde, das für die international höchst renommierte Frankfurter Physik auf 13.500 Quadratmetern Hauptnutzfläche raumwirtschaftliche wie apparative Voraussetzungen schaffe, das schon erreichte hohe Ausbildungsniveau und die herausragenden Forschungsleistungen noch zu verbessern.

Das Votum des Preisgerichts unter Vorsitz von Prof. Carlo Weber aus Stuttgart war im November 2001 einstimmig für den Entwurf des Büros Broghammer Jana Wolleben aus Zimmern gefallen. Nach Meinung der Jury erfüllt er die Funktions-, Gestaltungs- und Qualitätsanforderungen der Bauaufgabe mit rationaler, flexibler Baustruktur, die dem Kommunikationsbedarf der physikalischen Forschung und dem Wunsch der Nutzer nach kurzen Wegen bei räumlicher Zuordnung der Einzelnutzungen Rechnung trägt.

Das Gebäude ist diszipliniert und flächensparend auf dem Baufeld platziert und bildet klare Kanten zum Straßenraum. Das Hauptgebäude ist einfach und klar gegliedert und ermöglicht eine gute Orientierung. Es folgt dem natürlichen, nach Süden hin abfallenden Geländeverlauf, wobei die topographischen Vorteile genutzt werden, um die Sicht zur Innenstadt hin für die Nutzer erfahrbar zu machen. Dazu wurde überdies die Experimentier- und Werkstatthalle als eigener, tieferer Baukörper dem Institutsbauteil an dessen Südseite hangabwärts vorgelagert und mit dem Hauptgebäude funktional verknüpft.

Eine großzügige und baukörperprägende Querverbindung aller Bauteile stellt die verglaste Magistrale dar. Sie sichert über ihre den Innenhöfen zugewandten Treppen auch die zentrale vertikale Gesamterschließung. Kurze Wegelängen und häufige Kreuzungspunkte ermöglichen gute Kommunikation.

Baugliederung und Baufeldnutzung eröffnen so die Möglichkeit, im zentralen Bereich des zukünftigen Universitätsgeländes eine grüne Mitte zu realisieren, deren Aufenthalts- und Freiraumqualität dem Campusbegriff gerecht wird



Vizepräsident Prof. H. Stöcker, Wissenschaftsministerin R. Wagner und der Präsident der Universität Prof. Steinberg bei der Grundsteinlegung

Neubau Physik – auf Zukunftsorientierung gegründet

Grundsteinlegung auf dem Campus Riedberg

»Beim Neubau Physik auf dem Campus Riedberg sind wir voll im Plan. Dank der gemeinsamen Anstrengung aller Beteiligten werden die Zeitplanung und die Kostenvorgaben genau eingehalten.«

Das sagte Wissenschaftsministerin Ruth Wagner anlässlich der Grundsteinlegung für den Neubau Physik am 4. Dezember 2002. Vor gut einem Jahr habe man sich zur Prämierung der Wettbewerbsieger getroffen; nun sei man der Realisierung dieses ersten bedeutenden Neubaus der Universität auf dem Campus Riedberg seit der Inbetriebnahme des Biozentrums ein gutes Stück näher gerückt. Nach Lage der Dinge, so Wagner, dürfe man sich auf die pünktliche Eröffnung im Herbst 2004 freuen.

Wagner wies auf die hohe Qualität der Programmplanung für das Vorhaben mit einem Bauinvestitionsvolumen von 70 Millionen Euro hin. Sie lasse sich daran ablesen, dass sich der Bund im Rahmen der Gemeinschaftsaufgabe Hochschulbau mit 50 Prozent an den Kosten betei-

lige. Eine eigens eingesetzte Arbeitsgruppe des Wissenschaftsrates habe die Zukunftsträchtigkeit der inhaltlichen Entwicklungslinie der Frankfurter Physik festgestellt und damit das Neubauprojekt ausdrücklich bekräftigt. Wagner kündigte an, dem naturwissenschaftlichen Campus konsequent und zügig weiterzuentwickeln, um hier beste und beispielgebende Ausbildungsbedingungen für die jungen Menschen und ausgezeichnete Voraussetzungen für ein internationales Maßstäben genügendes Forschungsumfeld zu schaffen.

Präsident Prof. Rudolf Steinberg wies auf das interdisziplinäre Umfeld hin. Die Nachbarschaft zu Biozentrum und Chemie, zum Max-Planck-Institut für Biophysik, das in wenigen Monaten in Betrieb genommen werde, und – auf abschäbige Zeit – zum Frankfurter Innovationszentrum Biotechnologie (FIT), für das der erste Spatenstich in der vergangenen Woche gesetzt worden sei, eröffne ganz neue Möglichkeiten der wissenschaftlichen Kooperation. Das Gebäude schaffe beste Voraussetzungen, um in der Forschung

neue Wege zu beschreiten und durch Profil- und Schwerpunktbildung die Wettbewerbsposition gerade im Weststreit um die besten Köpfe und im hart umkämpften Drittmittelmarkt entscheidend zu verbessern. Mit dem Stern-Gezack-Zentrum für experimentelle physikalische Forschung, in dem zukünftig der Ionenstrahl-Beschleuniger betrieben wird, und dem Center for Scientific Computing sowie der interdisziplinären Frankfurter International Graduate School werde die Frankfurter Physik höchsten internationalen Ansprüchen gerecht.

Steinberg warf mit Zuversicht einen Blick in die Zukunft: »Wenn die Physiker Ende 2004 ihre Umzugskisten packen, dann werden schon nördlich des Biozentrums die Bauarbeiten für das neue Biologium angefallen sein. So zumindest sieht es die bis 2005 reichende Zielvereinbarung mit dem Wissenschaftsministerium vor. Zeitlich parallel oder direkt anschließend folgen dann Geowissenschaftler, Informatiker und Mathematiker auf den Riedberg.« Hans Steinerwald, Leiter des Staatsbauamtes Frankfurt am Main II, un-



Die Hämmer fallen mit den besten Wünschen für die Zukunft: Vizepräsident Prof. Horst Stöcker, Ministerin Ruth Wagner, Präsident Prof. Rudolf Steinberg (von links); im Hintergrund beobachtet von Stadtverordnetenvorsteher Karlheinz Böhmman.

terstrich, dass der Grundstein für ein höchst renommiertes, an den zukünftigen Bedürfnissen von Lehre und Forschung ausgerichtetes Gebäude gelegt werde, das für die international

hochst renommierte Frankfurter Physik auf 13.500 Quadratmetern Hauptnutzfläche raumwirtschaftlich

Fortsetzung auf Seite 4

UniReport

che wie apparative Voraussetzungen, das schon erreichte hohe Ausbildungsniveau und die herausragenden Forschungsleistungen noch zu verbessern. Das Votum des Preisgerichts unter Vorsitz von Prof. Carlo Weber aus Stuttgart war im November 2001 einstimmig für den Entwurf des Büros Broghammer Jana Wolleben aus Zimmern gefallen. Nach Meinung der Jury erfüllt er die Funktione, Gestaltungs- und Qualitätsanforderungen der Bauaufgabe mit rationaler, flexibler Baustruktur, die dem Kommunikationsbedarf der physikalischen Forschung und dem Wunsch der Nutzer nach kurzen Wegen bei räumlicher Zuordnung der Einzelnutzungen Rechnung trägt.

Das Gebäude ist diszipliniert und flächensparend auf dem Baufeld platziert und bildet klare Kanten zum Straßenraum. Das Hauptgebäude ist einfach und klar gegliedert und ermöglicht eine gute Orientierung. Es folgt dem natürlichen,

nach Süden hin abfallenden Geländeverlauf, wobei die topographischen Vorteile genutzt werden, um die Sicht zur Innenstadt hin für die Nutzer erfahrbar zu machen. Dazu wurde überdies die Experimentier- und Werkstattfläche als eigener, tiefer Baukörper dem Institutsbauell an dessen Südseite hangabwärts vorgelagert und mit dem Hauptgebäude funktional verknüpft. Eine großzügige und baukörperprägende Querverbindung aller Bauteile stellt die verglaste Magistrale dar. Sie sichert über ihre den Innenhöfen zugewandten Treppen auch die zentrale vertikale Gesamterschließung. Kurze Wegelängen und häufige Kreuzungspunkte ermöglichen gute Kommunikation, Baugliederung und Baufeldnutzung eröffnen so die Möglichkeit, im zentralen Bereich des zukünftigen Universitätsgeländes eine grüne Mitte zu realisieren, deren Aufenthalts- und Freiraumqualität dem Campusbegriff gerecht wird.

UR

Startschuss für den Umzug der Physik auf den Riedberg

In dem 70 Millionen Euro teuren Neubau sollen die verstreuten Institute vereinigt werden / Heute Grundsteinlegung

Von Christoph von Schwanenflug
Heute legt Hessens Wissenschaftsministerin Ruth Wagner (FDP) den Grundstein für den Neubau Physik auf dem Campus Riedberg. In dem Gebäude werden künftig die bisher auf drei Standorte verteilten physikalischen Institute vereinigt. Im Herbst 2004 sollen die ersten Wissenschaftler einziehen.

„Wir liegen punktgenau im Zeitplan“, sagt Peter Rost, der Chefplaner der Universität. Spätestens am 31. Dezember 2004 muss das Institut für Kernphysik das Rebstockgelände verlassen haben, so sieht es der zwischen Stadt und Land geschlossene Kulturvertrag vor. Bis dahin soll der Neubau Physik auf jeden Fall fertig sein. Die Kernphysiker könnten wahrscheinlich schon im Spätherbst 2004 ein-

ziehen. „Der Rest kommt dann im Frühjahr nach“, so Rost.

Angewandte Physik, Theoretische Physik, Biophysik, Kernphysik, Didaktik der Physik – diese Lehr- und Forschungsbereiche, die bisher auf Bockenheim (Robert-Mayer-Straße), die Universitätsklinik und das Rebstockgelände verteilt waren, kommen unter ein Dach. Die Institute bilden innerhalb des Gebäudes, das 500 Arbeitsplätze bietet, Einheiten aus Büros, Laboren und Veranstaltungsräumen. Dazu kommt ein großer Hörsaal. Rost zufolge ist auch eine „kleine Verpflegungsstation“ geplant, die Studenten und Lehrpersonal von den Öffnungszeiten der Mensa unabhängig macht.

Der Entwurf für das dreigeschossige, teilweise in den Hang eingebettete Gebäude stammt von den Architekten Broghammer, Jana und Wohlleber aus Zimmern

(Baden-Württemberg); er wurde aus 44 Entwürfen ausgewählt. Die Baukosten belaufen sich auf knapp 70 Millionen Euro, von denen die Stadt Frankfurt 20 Millionen übernimmt. Im Gegenzug räumt das Institut für Kernphysik das Rebstockgelände, damit dort ein neuer Stadtteil entstehen kann.

Nach den Chemikern sind die Physiker die zweite Disziplin, die geschlossen auf den neuen Campus Riedberg zieht. Zur Zeit arbeiten in den chemischen Instituten und im Biozentrum am Riedberg 2000 Menschen. Nach Eröffnung des Neubaus Physik werden es noch einmal 1000 mehr sein.

Wenn weiter alles nach Plan läuft, wird das nächste große Bauprojekt auf dem Campus die Zusammenführung der biologischen Institute sein, die nicht im Biozentrum untergebracht sind. Gemeint sind

vor allem die Botaniker und Zoologen, die am Palmengarten arbeiten. Die Bauarbeiten für dieses Zentrum sollen Ende 2004 beginnen. Bund und Land hätten „positive Signale“ gegeben, was die Finanzierung betrifft, sagt Rost. Dann soll auf dem Campus Riedberg auch eine zweite Mensa entstehen.

Langfristig sei geplant, so Rost, bis zum 100. Geburtstag der Universität im Jahre 2014 alle im weiteren Sinne naturwissenschaftlichen Disziplinen am Riedberg zu vereinen, außer den genannten noch die Geowissenschaften, die Mathematik und Informatik. 7000 bis 8000 Naturwissenschaftler sollen dann im Norden Frankfurts forschen und lernen. Das im Bau befindliche Max-Planck-Institut für Biophysik und das Frankfurter Innovationszentrum Biotechnologie (FIT) sind da noch gar nicht eingerechnet.

Frankfurter Rundschau

Gleich zwei Mal knallten gestern die Sektkorken im neuen Stadtteil Riedberg. Das erste Mal um 10 Uhr, als der Grundstein für das Physikalische Institut der Goethe-Universität gelegt wurde. Vier Stunden später feierte man im letzten noch fertig zu stellenden Bürogebäude K das Richtfest.

Ein Meilenstein für die Physik in Frankfurt

Der Dekan des Fachbereichs Physik, Professor Horst Schmidt-Böcking, zögerte nicht, den Neubau als Meilenstein zu bezeichnen. "Wenn wir erst einmal hier sind, befinden wir uns in direkter Nachbarschaft zu den anderen Naturwissenschaften", sagte er bei der Grundsteinlegung, bei der Uni-Präsident Professor Rudolf Steinberg und die hessische Wissenschaftsministerin Ruth Wagner (FDP) Hand anlegten. "Das fördert die Kommunikation und den Austausch von Ideen. Davon lebt die Wissenschaft", sagte der Dekan.

Ruth Wagner zufolge werden Zeitplan und Kosten für den Neubau der Physik genau eingehalten. "Nach Lage der Dinge können Sie im Herbst 2004 umziehen."

Fertig ist das Gebäude 2005; die Kosten belaufen sich auf 70 Millionen Euro, die Hälfte davon trägt der Bund.

Mit der Grundsteinlegung neben dem Chemie-Gebäude an der Marie-Curie-Straße wurde symbolisch ein Zeichen gesetzt. Nach der Inbetriebnahme des Bio-Zentrums sei man dem Neubau der Universität auf dem Campus Riedberg ein gutes Stück näher gekommen, betonte Wagner. Auch das Max-Planck-Institut für Biophysik wird in wenigen Monaten den Betrieb aufnehmen. Eine Woche zuvor war der erste Spatenstich für das Frankfurter Innovationszentrum Biotechnologie gesetzt worden.

Auf 13 800 Quadratmetern werden die Physiker in unmittelbarer Nachbarschaft zur Chemie forschen und lehren können. Bislang ist ihre Unterkunft eher bescheiden. Steinberg hat nach eigenen Aussagen erlebt, dass Schüler bekundeten, Physik studieren zu wollen, "aber nicht in Frankfurt." Das vergammelte Gebäude in Bockenheim stoße ab.

Studiendekan Professor Wolf Aßmus: "Wenn die Laster über die Senckenberganlage donnern, wackeln bei uns die empfindlichen Messgeräte, und das Experiment ist unbrauchbar." Man könne nicht einmal ein Fenster öffnen, denn der Schmutz in der Robert-Mayer-Straße beeinträchtige die empfindlichen Geräte ebenfalls. "Ich freue mich schon, wenn wir endlich hier sein dürfen", sagte Aßmus.

Steinberg zufolge kann der Neubau auch die Wettbewerbsposition der Universität um die besten Köpfe und im Drittmittelmarkt verbessern. Mit dem Stern-Gerlach-Zentrum für experimentelle Forschung und dem Center for Scientific Computing werde die Physik in Frankfurt auch räumlich und von der Infrastruktur her höchsten Ansprüchen gerecht. (tjs)

Frankfurter Rundschau

Startschuss für den Umzug der Physik auf den Riedberg

4.12.2002

In dem 70 Millionen Euro teuren Neubau sollen die verstreuten Institute vereinigt werden / Heute Grundsteinlegung

Heute legt Hessens Wissenschaftsministerin Ruth Wagner (FDP) den Grundstein für den Neubau Physik auf dem Campus Riedberg. In dem Gebäude werden künftig die bisher auf drei Standorte verteilten physikalischen Institute vereinigt. Im Herbst 2004 sollen die ersten Wissenschaftler einziehen.

"Wir liegen punktgenau im Zeitplan", sagt Peter Rost, der Chefplaner der Universität. Spätestens am 31. Dezember 2004 muss das Institut für Kernphysik das Rebstockgelände verlassen haben, so sieht es der zwischen Stadt und Land geschlossene Kulturvertrag vor. Bis dahin soll der Neubau Physik auf jeden Fall fertig sein. Die Kernphysiker könnten wahrscheinlich schon im Spätherbst 2004 einziehen. "Der Rest kommt dann im Frühjahr nach", so Rost.

Angewandte Physik, Theoretische Physik, Biophysik, Kernphysik, Didaktik der Physik - diese Lehr- und Forschungsbereiche, die bisher auf Bockenheim (Robert-Mayer-Straße), die Universitätsklinik und das Rebstockgelände verteilt waren, kommen unter ein Dach. Die Institute bilden innerhalb des Gebäudes, das 500 Arbeitsplätze bietet, Einheiten aus Büros, Laboren und Veranstaltungsräumen. Dazu kommt ein großer Hörsaal. Rost zufolge ist auch eine "kleine Verpflegungsstation" geplant, die Studenten und Lehrpersonal von den Öffnungszeiten der Mensa unabhängig macht.

Der Entwurf für das dreigeschossige, teilweise in den Hang eingebettete Gebäude stammt von den Architekten Broghammer, Jana und Wohlleber aus Zimmern (Baden-Württemberg); er wurde aus 44 Entwürfen ausgewählt. Die Baukosten belaufen sich auf knapp 70 Millionen Euro, von denen die Stadt Frankfurt 20 Millionen übernimmt. Im Gegenzug räumt das Institut für Kernphysik das Rebstockgelände, damit dort ein neuer Stadtteil entstehen kann.

Nach den Chemikern sind die Physiker die zweite Disziplin, die geschlossen auf den neuen Campus Riedberg zieht. Zur Zeit arbeiten in den chemischen Instituten und im Biozentrum am Riedberg 2000 Menschen. Nach Eröffnung des Neubaus Physik werden es noch einmal 1000 mehr sein.

Wenn weiter alles nach Plan läuft, wird das nächste große Bauprojekt auf dem Campus die Zusammenführung der biologischen Institute sein, die nicht im Biozentrum untergebracht sind. Gemeint sind vor allem die Botaniker und Zoologen, die am Palmengarten arbeiten. Die Bauarbeiten für dieses Zentrum sollen Ende 2004 beginnen. Bund und Land hätten "positive Signale" gegeben, was die Finanzierung betrifft, sagt Rost. Dann soll auf dem Campus Riedberg auch eine zweite Mensa entstehen.

Langfristig sei geplant, so Rost, bis zum 100. Geburtstag der Universität im Jahre 2014 alle im weiteren Sinne naturwissenschaftlichen Disziplinen am Riedberg zu vereinen, außer den genannten noch die Geowissenschaften, die Mathematik und Informatik. 7000 bis 8000 Naturwissenschaftler sollen dann im Norden Frankfurts forschen und lernen. Das im Bau befindliche Max-Planck-Institut für Biophysik und das Frankfurter Innovationszentrum Biotechnologie (FIZ) sind da noch gar nicht eingerechnet.

Aus Anlaß der 80 jährigen Wiederkehr des Stern-Gerlach-Versuchs, gedachte der Fachbereich Physik in einer Feierstunde an diesen Meilenstein der Physik.

Als Festredner sprachen u.a. Nobelpreisträger Dudley. Herschbach und Nobelpreisträger Richard Ernst.

Nachtwachen, Tee und Zigarrenqualem

UniReport

80. Jahrestag des Stern-Gerlach-Versuchs

Mitten in einer von Inflation und Nachkriegswirren geprägten Zeit gelang im Frankfurter Physikalischen Institut ein erstaunliches Experiment: Walter Gerlach und Otto Stern glückte im Februar 1922 erstmals der Nachweis, dass die im Atom kreisenden Elektronen ein quantisiertes magnetisches Moment besitzen. Was damals vor allem für die weitere Entwicklung der Quantentheorie von fundamentaler Bedeutung war, ist heute die Grundlage vieler Techniken wie der Kernspin-Resonanz-Spektroskopie, der Radar- und Lasertechnik oder der Atomuhren. In einer Gedenkfeier zum 80. Jahrestag des Experiments würdigte der Nobelpreisträger Dudley Herschbach von der Harvard University und Richard Ernst von der ETH Zürich die Pionierarbeit ihrer geistigen Väter Stern und Gerlach.

Der historische Hergang des Stern-Gerlach-Versuchs, an den nun eine Tafel am Gebäude des Physikalischen Vereins erinnert, ist gut dokumentiert. Der damalige Doktorand Wilhelm Schütz erinnert sich: »Es war eine Sisypusarbeit, deren Hauptlast auf den breiten Schultern von Professor Gerlach lag«. In langen Nachtwachen beobachtete er das Experiment, las währenddessen Korrekturen, schrieb Aufsätze und bereitete seine Vorlesung vor. Mit Teetrinken und Zigarrenrauchen hielt er sich wach. »Wenn ich dann morgens wieder in das Institut kam, das vertraute Geräusch laufender Pumpen hörte und Gerlach noch da war, war das ein gutes Zeichen: Es war über Nacht nichts zu Bruch gegangen.«

Zu Bruch ging des öfteren das evakuierte Glasgefäß, in dem ein Strahl aus Silberatomen erzeugt wurde. Das war nicht nur ärgerlich, weil man wieder von vorn beginnen musste; auch die finanziellen Mittel waren in der Nachkriegszeit äußerst begrenzt. Stern, der das Experiment zwei Jahre zuvor angeregt hatte, konnte glücklicherweise auf die altbewährte Frankfurter Stiftertradition zurückgreifen, insbesondere auf die Vereinigung

von Freunden und Förderern der Universität. Außerdem erhielt er aus Amerika einen Scheck über 400 Dollar, ausgestellt von dem Bankier und Mäzen Henry Goldman. Der Mitbegründer des New Yorker Bankhauses Goldman & Sachs, der auch dem jungen Yehudi Menuhin eine Stradivari schenkte, gedachte offenbar seiner hessischen Vorfahren, als er das Frankfurter Experiment förderte.

Max Born, der damalige Direktor des Physikalischen Instituts, unterstützte Stern und Gerlach durch eine originelle Idee. Die Popularität der Einsteinschen Relativitätstheorie nutzend, hielt er darüber öffentliche Vorträge und stockte mit den Einnahmen seinen Forschungsetat auf. Schließlich half auch Albert Einstein, bei dem Stern Assistent gewesen war, mit Geldern aus dem Fonds seines Berliner Kaiser-Wilhelm-Instituts für Physik und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft. Die Früchte dieser gemeinsamen Anstrengungen erntete Gerlach – Stern war inzwischen nach Rostock berufen worden – im Februar 1922. »Gerlach war dabei, wieder einmal den Niederschlag eines Atomstrahls, der acht Stunden lang durch ein inhomogenes Magnetfeld gelaufen war, zu entwickeln«, erinnert sich sein Doktorand. »Erwartungsvoll verfolgten wir den Entwicklungsprozess (der Photoplatte) und erlebten den Erfolg monatelangen Bemühens: die erste Aufspaltung eines Silberatomstrahls im Magnetfeld.« In freudiger Aufregung wurde die Aufnahme zunächst den Kollegen gezeigt, dann lief Schütz zur Post und telegraphierte an Stern: »Bohr hatte doch Recht!«.

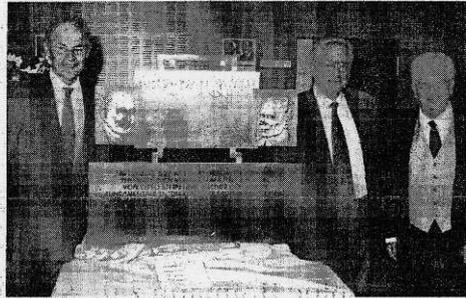
Bohr, einer der Väter der Quantentheorie, hatte an die »Richtungsquantisierung« der Elektronen im

Magnetfeld geglaubt. Erst Mitte der zwanziger Jahre stellte sich heraus, dass für die Aufspaltung des Silberstrahls im Stern-Gerlach-Versuch nicht, wie bis dahin angenommen, der Bahndrehimpuls des Elektrons verantwortlich war, sondern ihr Eigendrehimpuls oder Spin. Der Erfolg des Experiments war letztlich dem glücklichen Zufall zu verdanken, dass Stern und Gerlach Silberatome verwendet hatten. Hier kann man eine klare Aufspaltung erkennen, weil der

entwertung wesentlich von der chemischen Umgebung des Kerns abhängt. Richard Ernst, der für seine Arbeiten auf diesem Gebiet den Nobelpreis für Chemie erhielt, erläuterte in seiner Festrede die vielfältigen Anwendungen des dreidimensionalen »Magnetic Resonance Imaging« in den Lebenswissenschaften.

Dudley Herschbach, der Stern noch persönlich in Berkeley kennen gelernt hatte, baute seine Arbeiten auf der von Stern entwickelten Molekularstrahlmethode auf. Stern hatte die magnetischen Momente von Elektronen und Kernen nur deshalb messen können, weil er Teilchenstrahlen untersuchte, in denen Atome oder Moleküle aus dem Verband des Festkörpers befreit sind. Herschbach erkannte, dass man an isolierten Atomen und Molekülen auch die Details chemischer Reaktionen studieren kann. Dazu kreuzte er zwei Teilchenstrahlen und beobachtete die Reaktionen von wenigen Atomen im Schnittpunkt beider Strahlen.

Für die Universität Frankfurt war der 80. Jahrestag des Stern-Gerlach-Experiments nicht nur Anlass zum Rückblick. Die Gedenkfeier lenkte auch die Aufmerksamkeit auf die Planung eines Physikzentrums am neuen Campus Riedberg das den Namen von Stern und Gerlach tragen wird. Dies geschieht nicht nur in Würdigung der physikalischen Leistung beider Männer, sondern will auch an ihre Lebensgeschichte erinnern. Otto Stern verlor im Holocaust einige seiner engsten Angehörigen. Horst Schmidt-Böcking, der als Vertreter des Fachbereichs Physik nach Kalifornien reiste, um von der Nichternte die Zustimmung für diese Namensgebung zu erhalten, spürte deutlich ihre Reserviertheit gegenüber deutschen Staatsangehörigen. Erst zum Abschied reichte sie ihm die Hand. Letztlich, so Schmidt-Böcking, habe sie sich doch gefreut, dass man die Leistungen ihres Onkels auf diese Weise würdigen wolle. Anne Hardy



Nobler Rahmen: In Anwesenheit der beiden Chemie-Nobelpreisträger Prof. Dudley Herschbach (Harvard-University, ganz links) und Prof. Richard Ernst (zweiter von links) wurde eine Gedenktafel enthüllt; ganz rechts: Prof. Walter Greiner

Bahndrehimpuls der Atome gleich Null ist.

Für die weitere Forschung hat Stern, der 1943 den Nobelpreis für Physik erhielt, zwei wichtige Impulse gegeben. 1933, kurz bevor er auf Grund seiner jüdischen Herkunft emigrieren musste, konnte er erstmals den Kernspin des Wasserstoffs experimentell bestimmen. Wenig später fand der polnisch-amerikanische Physiker Isidor Rabi, der bei Stern gelernt hatte, mit Atomstrahlen zu experimentieren, dass man die magnetischen Momente des Kerns in einem Magnetfeld mit Hilfe von Radarwellen »umklappen« kann. Die Kernspins orientieren sich wie kleine Kompassnadeln in zwei bevorzugte Richtungen. Die moderne Kernspin-Resonanz-Spektroskopie beruht auf der Erkenntnis, dass der Energieunterschied zwischen den beiden Ori-

entgegengesetzte Positionen bringen. Das ist die Richtungsquantelung. Veröffentlicht haben die beiden Physiker ihre Arbeit im Jahre 1922. Stern und Gerlach waren zu dieser Zeit beide als Dozenten an der Frankfurter Universität tätig. Wegen seiner jüdischen Herkunft emigrierte Stern im Jahre 1933 in die Vereinigten Staaten. Gerlach starb 1979 in München. Das Experiment der beiden war Grundlage für viele Anwendungen der heutigen Technik, wie Richard Ernst in seinem Vortrag darlegte. Die Radar- und Lasertechnik wären ohne die Entdeckung von Stern und Gerlach ebenso undenkbar wie die Atomuhr oder die Kernspintomographie in der Medizin. Die Schwierigkeiten, mit denen Stern und Gerlach beim Experimentieren zu kämpfen hatten, drückte Gerlach übrigens durch eine Inschrift auf einem Aschenbecher aus, den er Stern zum Abschied aus Frankfurt schenkte: »Lichtstrahlen sind zu brechen, Atomstrahlen sind zum K...«

Verblüffender Drall der Silber-Atome

Frankfurter Allgemeine

Feierstunde erinnert an Stern-Gerlach-Experiment / Grundlage für technische Anwendungen

8.2.2002

mjb. Es war vor achtzig Jahren: An einem schönen Wintermorgen im Labor des Physikalischen Vereins der Universität Frankfurt werteten die Physiker Otto Stern und Walter Gerlach ein Experiment aus, das heute ihren Namen trägt. Was sie herausfanden, war eine der größten Entdeckungen der modernen Physik: die sogenannte Richtungsquantelung des atomaren magnetischen Moments, heute kurz »Spin« genannt. Der Stern-Gerlach-Versuch gilt als eine der wichtigsten Stützen der Quantentheorie. Im Jahr 1943 erhielt Stern den Nobelpreis für Physik.

Aus Anlaß des Jubiläums fand jetzt an der Goethe-Universität eine Gedenkfeier statt, zu der gleich zwei Nobelpreisträger kamen: Dudley Herschbach von der amerikanischen Harvard-Universität, der 1986 den Nobelpreis für Chemie erhielt, und Richard Ernst von der ETH Zürich, Chemie-Nobelpreisträger des Jahres 1991. Herschbach, der den 1969 verstorbenen Otto Stern noch persönlich gekannt hat,

schilderte die Schwierigkeiten, mit denen die beiden Forscher bei ihrem Experiment zu kämpfen hatten. Die Wissenschaftler schickten Silberdampf, der aus einzelnen Atomen des Metalls bestand, durch ein starkes Magnetfeld. Dabei bemerkten sie, daß die Atome in zwei entgegengesetzte Richtungen abgelenkt wurden: die Hälfte in einem bestimmten Winkel nach oben, die andere Hälfte in genau dem gleichen Winkel nach unten. Ein einzelner, in den Magneten geschickter Strahl von gasförmigem Silber spaltete sich im Magnetfeld also in zwei Strahlen auf. Die bis dahin gültige Theorie hatte vorhergesagt, daß statt der zwei scharf getrennten Strahlen eine gleichmäßig verteilte Wolke von Atomen hätte entstehen müssen. Zu erklären ist das Ergebnis des Versuchs, wenn man annimmt, daß die Silberatome selbst eine Art kleinen Magneten enthalten. Allerdings kann man diesen nicht, wie im Alltag, in jede beliebige Richtung drehen, sondern nur in zwei genau

entgegengesetzte Positionen bringen. Das ist die Richtungsquantelung. Veröffentlicht haben die beiden Physiker ihre Arbeit im Jahre 1922. Stern und Gerlach waren zu dieser Zeit beide als Dozenten an der Frankfurter Universität tätig. Wegen seiner jüdischen Herkunft emigrierte Stern im Jahre 1933 in die Vereinigten Staaten. Gerlach starb 1979 in München. Das Experiment der beiden war Grundlage für viele Anwendungen der heutigen Technik, wie Richard Ernst in seinem Vortrag darlegte. Die Radar- und Lasertechnik wären ohne die Entdeckung von Stern und Gerlach ebenso undenkbar wie die Atomuhr oder die Kernspintomographie in der Medizin.

Die Schwierigkeiten, mit denen Stern und Gerlach beim Experimentieren zu kämpfen hatten, drückte Gerlach übrigens durch eine Inschrift auf einem Aschenbecher aus, den er Stern zum Abschied aus Frankfurt schenkte: »Lichtstrahlen sind zu brechen, Atomstrahlen sind zum K...«

13.2.2002

Der seltsame Drall der Silberatome

Experiment von Stern und Gerlach in Feierstunde gewürdigt: Bestätigung der Quantentheorie

Als der junge Doktorand Wilhelm Schütz an einem kalten Februarmorgen des Jahres 1922 ins Physikalische Institut der Universität Frankfurt kam, fand er seinen Chef Walther Gerlach noch im Labor. Das Geräusch laufender Vakuumpumpen, ungefüllte Teetassen und der in der Luft hängende Zigarrenqualm deuteten auf eine durchwachte Nacht. Oft zerbarst im laufenden Experiment die evakuierte Glasröhre, durch die ein fein gebündelter Strahl von Silberatomen flog, und dann war eine stundenlange Messung umsonst gewesen. Doch am Morgen des 8. Februar fand Gerlach endlich den lang gesuchten Effekt. Der Silberstrahl hatte sich unter dem Einfluß eines Magnetfeldes in zwei Teilstrahlen gespalten. Glücklicherweise telegraphierte er an seinen Kollegen Otto Stern, mit dem er das Experiment zwei Jahre zuvor begonnen hatte: „Bohr hat doch recht!“ Das Experiment von Stern und Gerlach, das die beiden Forscher vor achtzig Jahren ausgeführt haben, gilt als eine der wichtigsten Stützen der Quantentheorie. Mit einer Gedenkfeier hat in der vergangenen Woche die Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt daran erinnert.

Was die beiden Physiker 1922 fanden, die „Richtungsquantelung“ im Magnetfeld, ist heute die Grundlage vieler Techniken wie der Kernspinresonanz-Spektroskopie, der Radar- oder Lasertechnik und der Atomuhren. Damals stand indes die reine Grundlagenforschung im Vordergrund. Man wollte das Spektrum von angeregtem Wasserstoff in einem Magnetfeld erklären. Man hatte Linien gefunden, die sich mit den herkömmlichen Theorien nicht erklären ließen. In dieser Situation schlug der in München beheimatete Theoretiker Arnold Sommerfeld vor, daß die im Atom umlaufenden Elektronen ein winziges magnetisches Moment erzeugen. In einem äußeren Magnetfeld, so seine damals umstrittene Behauptung, sei dieses Moment „quantisiert“, das heißt, es kann nur in zwei bestimmte Richtungen zeigen.

Ein Anhänger dieser These war der dänische Physiker Niels Bohr. Er hatte bereits 1913 in seinem berühmten Atommodell die Quantisierung der Elektronenbahnen vorgeschlagen. Otto Stern, der sich

1913 bei Albert Einstein in Zürich habilitierte, hatte zu dieser Zeit noch erklärt, er wolle den Hut nehmen, wenn sich diese Theorie als richtig erwies. Doch als Sommerfeld kurz nach dem Ersten Weltkrieg die Raumquantisierung vorschlug, hatte Stern seine Meinung offenbar geändert. Eigenen Aussagen zufolge kam ihm eines Morgens, als er im Bett liegend nachdachte, ein fast vergessenes Experiment des Franzosen Dunoyer wieder in den Sinn. Dieser hatte bereits 1911 gezeigt, daß Atome oder Moleküle in einer Hochvakuumkammer geraden Bahnen folgen. Der Vorteil eines solchen Teilchenstrahls besteht darin, daß die Atome darin frei beweglich sind. Ließe man einen solchen Strahl durch ein inhomogenes Magnetfeld fliegen, dann müßten Atome mit unterschiedlicher Ausrichtung des magnetischen Moments in unterschiedliche Richtungen abgelenkt werden.

Diese Idee in der von Inflation und Gerätemangel gekennzeichneten Nachkriegszeit zu verwirklichen erforderte von Stern und Gerlach fast ebensoviel Einfallsreichtum wie ihre Arbeit im Labor. Der Direktor des Physikalischen Instituts, Max Born, unterstützte das Vorhaben durch eine originelle Idee. Die Popularität der Relativitätstheorie Albert Einsteins nutzend, hielt er öffentliche Vorträge und unterstützte aus den Eintrittsgeldern Sterns und Gerlachs vielversprechendes Experiment. Auch Einstein selbst sandte Geld aus dem Fonds des Berliner Kaiser-Wilhelm-Instituts für Physik und der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft. Selbst aus Amerika kam Hilfe für das Frankfurter Experiment. Henry Goldman, ein Mitbegründer des New Yorker Bankhauses Goldman & Sachs, gedachte offenbar seiner hessischen Vorfahren, als er einen Scheck über 400 Dollar sandte. Schließlich beteiligten sich auch Frankfurter Bürger und Stiftungen, die acht Jahre zuvor an der Gründung der Universität mitgewirkt hatten, an der Finanzierung des Unternehmens.

Von den ersten Versuchen bis zum Gelingen des Experiments vergingen zwei Jahre. Stern, der während dieser Zeit einen Ruf nach Rostock annahm, beteiligte sich während der Weihnachts- und Osterferien an den Untersuchungen. So kam es, daß er von

der entscheidenden Messung nur per Telegramm erfuhr. Was weder Stern noch Gerlach ahnten, war, daß sie ihren Erfolg dem glücklichen Zufall verdankten, mit Silberatomen experimentiert zu haben.

Das magnetische Moment wird nämlich nicht nur durch den Bahndrehimpuls d, sondern auch durch seinen Eigendrehimpuls oder Spin. Letzterer war der eigentliche Grund für die beobachtete Aufspaltung des Silberstrahls. Doch von der Existenz des Spins war damals noch nichts bekannt. Wäre nicht zufällig der Bahndrehimpuls des Silbers gleich null, dann hätten die beiden Experimentatoren keine Aufspaltung des Strahls gesehen. Sie hätten ihr Ergebnis dann letztlich als einen Widerspruch zur Quantentheorie deuten müssen. Erst Mitte der zwanziger Jahre, als die Quantentheorie ein solches mathematisches Fundament erhielt und die Niederländer George Uhlenbeck und Samuel Goudsmit den Elektronenspin entdeckten, ließen sich das Stern-Gerlach-Experiment theoretisch korrekt erklären.

Aufbauend auf der von ihm entwickelten Molekularstrahltechnik, gelang es Otto Stern, der ab 1923 Ordinarius in Hamburg war, Anfang der dreißiger Jahre erstmals auch das magnetische Moment des Protons zu messen. 1943 erhielt der 1933 in die Vereinigten Staaten emigrierte jüdische Physiker für seine bahnbrechenden Arbeiten den Nobelpreis für Physik. Stern gilt als geistiger Vater vieler weiterer Nobelpreisträger. Zwei von ihnen berichteten während der Frankfurter Gedenkfeier über ihre Arbeiten. Der amerikanische Chemiker Dudley Herschbach, der als junger Professor in Berkeley noch mit Stern zusammentraf, beschrieb, wie er mit Hilfe von Sterns Molekularstrahlmethode die Details chemischer Reaktionen studiert, indem er verschiedene Strahlen kreuzt. Ausgehend von Sterns Messung des Protonenspins, schlug Richard Ernst von der ETH Zürich eine Brücke zur modernen Kernspinresonanz-Spektroskopie. Dank der von Ernst vorgenommenen Weiterentwicklungen, für die er 1991 den Nobelpreis in Chemie erhielt, etablierte sich das Verfahren zur Strukturanalyse nicht nur in der Chemie, sondern auch in der Physik, der Biologie und der medizinischen Diagnostik. ANNE HARDY

Otto Stern und Walther Gerlach bändigten das Chaos der Atome

Vor 80 Jahren gelang an der Goethe-Universität ein Experiment, das richtungweisend für viele moderne Technologien war

Von Annik Aicher

Vor 80 Jahren glückte den Physikern Otto Stern und Walther Gerlach in Frankfurt ein Experiment, das als Wegbereiter vieler moderner Technologien gilt. Zum Jubiläum des Stern-Gerlach-Experiments gibt es am heutigen Mittwoch eine Gedenkfeier im Casino des IG Hochhauses

Frankfurt im Jahr 1922: Fußgänger bahnen sich an der Hauptwache ihren Weg zwischen Pferdegespannen, Automobilen und Straßenbahnen. Fern der großstädtischen Zill bieten Altkleiderhändler in der „Lappengasse“, wo heute die Kleinmarkthalle steht, gebrauchte Jacken, Mäntel und Hosen an, rund um den Römer stecken windschiefe Häuschen ihre Köpfe zusammen. Wohl kaum ein Frankfurter ahnt, an welchem bahnbrechenden Versuch derweil zwei junge Physiker in einem Gebäude an der Robert-Mayer-Straße arbeiten.

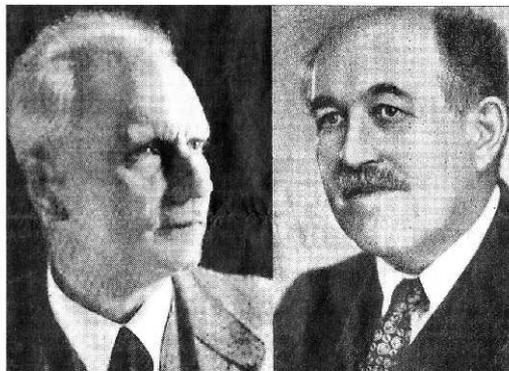
Otto Stern und Walther Gerlach, beide Anfang 30, haben in den Räumen des Physikalischen Vereins ihr Labor eingerichtet. Sie wollen nachweisen, dass Atome in einem Magnetfeld nicht chaotisch herumwirbeln, sondern sich exakt auf zwei Winkel einstellen. Dazu verdampfen sie in einem Ofen Silber, bündeln die austretenden Silberatome in einen feinen Strahl und lassen ihn durch ein Magnetfeld laufen. Die Atome treffen am Ende auf eine Photoschicht, die sich dort schwarz färbt, wo die feinen Silberteilchen sie berühren. Das Experiment ist schwierig und misslingt immer wieder, weil die selbstgebauten Vakuumpumpen aus Glas wegen der heißen Apparatur zerplatzen. Der Versuch, der sich vom Sommer 1921 bis zum Februar 1922 hinzieht, geht langsam ins Geld. Und das ist kurz nach dem Ersten Weltkrieg knapp. Außerdem schleicht sich die Inflation heran.

Max Born, der damalige Direktor des physikalischen Instituts der gerade mal acht Jahre alten Frankfurter Universität, organisiert die finanzielle Unterstützung des Versuchs. Stern und Gerlach haben

Glück, dass Frankfurt schon damals auf eine lange Tradition von privaten Stiftern zurückblicken kann. Am Projekt zeigt sich etwa die Vereinigung von Freunden und Förderern der Frankfurter Universität interessiert. Als Mäzen betätigt sich auch Henry Goldman aus den USA. Mit Frankfurt ist der Mitbegründer des New Yorker Bankhauses Goldman & Sachs wegen seines hessischen Opas persönlich verbunden. Vielleicht fällt deshalb Goldmans Spende besonders großzügig aus. Die 400

ser-Wilhelm-Instituts für Physik und der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft (heute Deutsche Forschungsgemeinschaft) abzurufen. Einstein hält den Versuch für überaus wichtig. Und er lag damit richtig: Das Stern-Gerlach-Experiment gilt heute als Wegbereiter vieler moderner Technologien.

„Das Experiment ist die Basis dafür, dass man in der Natur präzise Eichgrößen gefunden hat“, sagt Horst Schmidt-Böcking, Prodekan des Fachbereichs Physik



Walther Gerlach (links) und Otto Stern mochten nicht an das Chaos der Atome glauben. Mit ihrem Experiment bereiteten sie vor genau 80 Jahren den Weg für moderne Technologien.

Dollar, die er den Physikern zukommen lässt, sind umgerechnet 1600 Goldmark Wert – was 20 Monatsgehältern eines Arbeiters entspricht. Zudem setzt sich Albert Einstein, der mit Stern befreundet ist, von Berlin aus für weitere Mittel ein. Ihm geht es, Geld vom Fonds des dortigen Kai-

ser-Wilhelm-Instituts für Physik und der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft (heute Deutsche Forschungsgemeinschaft) abzurufen. Einstein hält den Versuch für überaus wichtig. Und er lag damit richtig: Das Stern-Gerlach-Experiment gilt heute als Wegbereiter vieler moderner Technologien.

sind, basieren auf den Erkenntnissen des Stern-Gerlach-Experiments: Lasertechnik, Satelliten-Radar, Handys, Atomuhren oder der genaue Blick in den Körper mit der Kernspinresonanzmethode.

Endlich, in der Nacht vom 7. auf den 8. Februar 1922, gelingt der Versuch: Auf der Fotoschicht ist deutlich die Aufspaltung des Silberatomstrahls zu sehen. Die Wege von Otto Stern und Walther Gerlach werden sich allerdings bald nach dem erfolgreichen Ende ihres Experiments trennen. Gerlach geht 1925 nach Tübingen und lehrt später an der Universität München Experimentalphysik. Im Zweiten Weltkrieg arbeitet er in Berlin für die Nazifizierung und ist ab 1944 für das geheime deutsche Uranprojekt zuständig. Nach Krieg und Internierung lehrt er in Bonn, später in München, wo er mit 90 Jahren stirbt.

Stern, der aus einer wohlhabenden jüdischen Familie stammt, war nach seiner Promotion in physikalischer Chemie Assistent bei Albert Einstein und habilitierte sich bei ihm 1913. Stern erhält 1922 einen Ruf an die Universität Rostock, schon ein Jahr später an die Universität Hamburg. Er ist dort Direktor am Institut für physikalische Chemie, bis ihm 1933 seine Entlassung durch die Nazis droht. Stern reicht seinen Rücktritt ein und geht auf Einladung des Carnegie-Institutes of Technology in die USA. 1943 erhält er den Nobelpreis für Physik. 1969 stirbt er 81-jährig in Berkeley, Kalifornien. Von seiner Familie hat außer ihm nur seine Schwester den Holocaust in Deutschland überlebt.

Die Stern-Gerlach-Gedenkfeier am heutigen Mittwoch, 6. Februar, beginnt um 15 Uhr im Hösrsaal des Casinos des IG-Farben-Hauses, Grüneburgplatz 1. Organisatoren sind die Fachbereiche Physik und Chemie sowie die Vereinigung der Freunde und Förderer der Johann Wolfgang Goethe-Universität, der Physikalischen Vereinigung Frankfurt und der Fördervereine für physikalische Grundlagenforschung. Die Veranstaltung endet gegen 18.15 Uhr.

6.2.2002

Fragen stellen und Widersprüche entdecken

Der preisgekrönte Wissenschaftler und Lokalpolitiker Horst Schmidt-Böcking pflegt den weltweiten Gedankenaustausch

Von Annik Aicher

Er ist ein preisgekrönter Wissenschaftler und engagierter Lokalpolitiker: Horst Schmidt-Böcking lehrt am Institut für Kernphysik, erhielt 1991 den Max-Planck-Forschungspreis und vergangenes Jahr die Laureatus-Professur des „Frankfurter Fördervereins für Physikalische Grundlagenforschung“. In Kelkheim sitzt er für die SPD im Stadtparlament.

Das Klischee des Physikers, der tiefremd im stillen Kämmerlein vor sich hin forscht, will auf Horst Schmidt-Böcking nicht passen. Gerade erst war der Professor der Frankfurter Universität bei einer Atomphysiktagung in Riezern im Kleinalpertsal, danach zu Forschungszwecken in San Francisco unterwegs. Seinem gebräunten Teint sieht man die kalifornische Sonne noch an. „Physiker reisen viel, wenn sie internationale Kooperationen haben“, meint der Wissenschaftler.

Gruppenarbeit und weltweiter Gedan-

kenaustausch sind für den lebhaften 63-Jährigen besonders wichtig. Mit rund 50 Institutionen und Einrichtungen im In- und Ausland arbeitet das Institut für Kernphysik zusammen. „Sehr, sehr eng“ sind die Beziehungen auch zur Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt. Ionenstrahlen setzt die GSI etwa bei der Behandlung von Hirntumoren ein. Punktgenau wird dabei der Tumor bestrahlt, ohne dass das gesunde Gewebe geschädigt wird.

Die Studierenden ermuntert Schmidt-Böcking, während des Studiums auch ins Ausland zu gehen: „Die Forschung ist international, die jungen Leute müssen da eingebunden werden.“ Viele Nachwuchsphysiker schreiben deshalb ihre Diplomarbeit in Berkeley, Kalifornien. Der Doktorand Matthias Weckenbrock zum Beispiel, aus der Arbeitsgruppe der Professoren Horst Schmidt-Böcking und Reinhard Dörner, will bald wieder nach Kanada reisen. Er hat sich auf Laserphysik spezialisiert und freut sich aufs Experimentieren an

der Universität Ottawa. „Physikalisch kann ich dort eine ganze Menge profitieren“, meint Matthias Weckenbrock, „die Leute sind sehr fit auf ihrem Gebiet und haben das technische Equipment.“ Wie etwa einen hochenergetischen Photonenstrahler, den es in Frankfurt nicht gibt.

Die Begeisterung für die Physik hat sich bei Horst Schmidt-Böcking schon früh entwickelt. Seine Lieblingsfächer auf dem Gymnasium in Siegen waren Mathe und Physik. Seinem charismatischen Physiklehrer sei es zu verdanken, dass von 21 Schülern vier die Laufbahn des Hochschullehrers für Physik eingeschlagen haben. Das Studium führte Schmidt-Böcking erst nach Würzburg, dann nach Heidelberg, wo er promoviert hat. 1974 stieg er als Hochschuldozent an der Frankfurter Uni in die Atomphysik ein, vier Jahre später schloss er seine Habilitation ab. 1980 arbeitete er noch zwei Jahre im Hahn-Meitner-Institut in Berlin, bis er sich schließlich als Professor am Institut für Kernphysik für Lehre und Forschung einsetzte. Insgesamt

drei Jahre verbrachte der Wissenschaftler in den USA, Japan und China. Zu seinen wichtigsten Aufgaben zählt Schmidt-Böcking „Fragen stellen und Widersprüche entdecken“.

Das kann er auch im Stadtparlament in Kelkheim, in dem er seit zwei Jahren die Reihen der Sozialdemokraten verstärkt. Nicht nur in der Forschung will er etwas bewirken, sondern auch im täglichen Leben. Deshalb engagiert sich der Wissenschaftler seit Anfang der siebziger Jahre in der SPD. Störend findet er allerdings, dass die Mühlen der Politik so langsam mahlen: „Als Naturwissenschaftler ist man da ungeeignet“, meint er, „wir wollen in kürzester Zeit Lösungen haben.“ In der Politik schleppten sich dagegen Entscheidungen häufig lange hin. Einen Ausgleich zu so viel Kopfarbeit findet der 63-Jährige als Hobby-Handwerker. „Ich hab' ein Leben lang an Häusern gebaut“, meint er.

„Wenn Sie jemanden brauchen, der markt- oder Heizungen installiert – sagen Sie Bescheid!“

Frontalcrash der rasenden Gold-Ionen

Mit Beschleunigern untersuchen Darmstädter Forscher die Grundbausteine der Materie / Wechselwirkung bestimmt das Teilchengewicht

25.6.2002

DARMSTADT. „Wir nennen es den Cave.“ Joachim Stroth steht am Eingang der in meterdicke Betonmauern eingepackten Halle. Das Innere der „Höhle“ präsentiert sich als schwer durchschaubares Gewirr aus Kabeln, Leiterplatten, Signalprozessoren. Was aussieht wie der Maschinenraum eines Sternkreuzers, ist eines der modernsten Kernforschungslabors in Europa. Hades heißt das Experiment, das Stroth seit rund acht Jahren bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt betreut. Doch auch wenn das Labor an das Reich der Unterwelt erinnert, steht Hades für „High Acceptance D-Electron Spectrometer“, also einen Detektor für eine besondere Art von Atomkernzerfall.

Die GSI-Forscher interessieren sich für nichts Geringeres als das Gewicht der Materie oder die Frage: „Warum wiegt ein Hamburger ein Viertelpfund?“ Bei vorangegangenen Experimenten ist es gelungen, das Gewicht der Quarks, also der Grundbausteine, aus denen fast alles im Universum besteht, zu bestimmen. Nur treten Quarks nie allein auf. Normalerweise bilden drei Quarks ein Proton oder Neutron. Protonen und Neutronen bilden wiederum die Atomkerne. Auch das Gewicht der Protonen und Neutronen, die zu den Hadronen gehören, ist bekannt. Eigentlich sollte die Rechnung sehr einfach sein. Drei Quarks bilden ein Proton. Also müßte jedes Quark ein Drittel des Protons wiegen. Doch die Rechnung geht nicht auf. Die Quarks sind viel zu leicht. Wissenschaftler schätzen, daß ihr Gewicht nur wenige Prozent der Gesamtmasse der Hadronen ausmacht. Ein bisher unbekannter Prozeß im Inneren der Atomkerne scheint für das Übergewicht der Hadronen verantwortlich zu sein.

Bei der GSI werden nun die Hadronen auf die Waage gelegt. Der Aufwand, den die Darmstädter Wissenschaftler zur Lösung des Rätsels treiben, ist enorm. Mit einer Protonenkanone oder wissenschaftlich präziser einem Teilchenbeschleuniger katapultieren sie Goldatomkerne fast bis auf Lichtgeschwindigkeit. Schließlich kollidieren die Kerne frontal miteinander. In einem „Feuerball“ aus Hunderten verschiedener Bruchstücke entstehen zahlreiche neue Teilchen, darunter auch sogenannte Rho-Mesonen. Das sind Hadronen, die aus zwei Quarks bestehen. Viele der Teilchen existieren nur eine Milliardstel Sekunde lang oder weniger. Die Bruchstücke rasen anschließend mit großer Geschwindigkeit durch den Hades-Detektor. In diesem Teilchenschauer die gesuchten Elementarteilchen zu finden gleicht der Suche nach der sprichwörtlichen Stecknadel im Heuhaufen. Mit 27 000 Einzeldetektoren suchen die GSI-Forscher nach Elektronenpaaren. Ganz selten, bei 10 000 Kollisionen nur ein

einziges Mal, wandelt sich das Rho-Meson nämlich in einer Kette von Zerfallsprozessen in das gesuchte Elektronenpaar um.

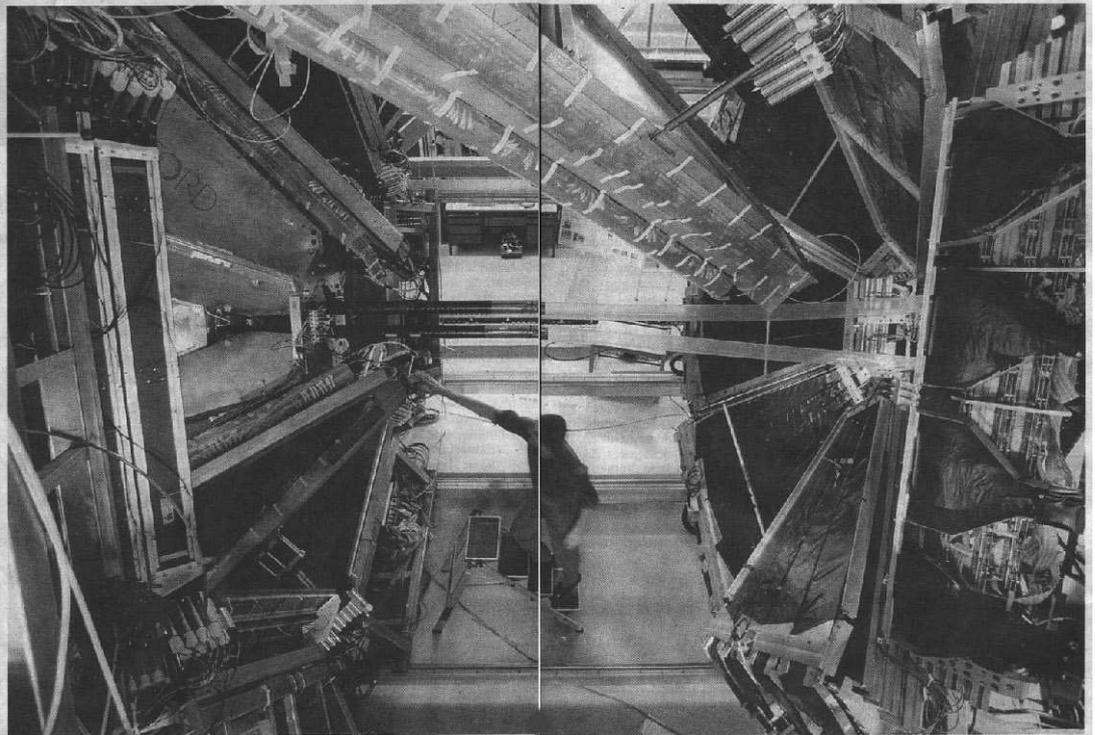
Das Rho-Meson selbst ist extrem kurzlebig. Es zerfällt, bevor es von irgendeinem Detektor aufgefangen werden kann. Doch Impuls und Energie der Elektronen weisen klar auf das Ursprungsteilchen hin. Die Daten sind so aussagekräftig, daß sich damit das Meson genau „wiegen“ läßt. Das Ergebnis ist eindeutig: Im Inneren des Mesons steigt die Masse der Quarks beinahe um das Vierzigfache. Wahrscheinlich ist die Wechselwirkung der Quarks untereinander

für die Gewichtszunahme verantwortlich. Die meisten der 140 am Hades-Experiment beteiligten Wissenschaftler kommen von den umliegenden Hochschulen in Darmstadt, Frankfurt und Gießen. Schließlich ist die GSI durch die Zusammenarbeit der Universitäten im Rhein-Main-Gebiet entstanden. Aber viele Forscher stammen auch aus dem europäischen Ausland, aus Frankreich, Rußland oder Spanien. Für Studenten und Doktoranden bietet Hades eine einzigartige Gelegenheit, Erfahrungen in einem internationalen Großprojekt zu sammeln. Peter Zumbruch, Doktorand an

der Technischen Universität Darmstadt, hat ein System entwickelt, um die Elektronik im Hades-Detektor genau einzumessen. Von Softwareprogrammierung und Elektronik habe er eigentlich keine Ahnung gehabt, bekennt der angehende Kernphysiker. „Das habe ich alles hier gelernt.“ Jaroslav Bielik ist erst vor vier Jahren für seine Promotion nach Darmstadt gekommen. In Prag hatte er zuvor Kernphysik und im norwegischen Bergen theoretische Physik studiert. „Ich halte vorher schon viel über die GSI gehört. Ich war ziemlich beeindruckt.“ Jetzt schreibt Bielik Simula-

tionsprogramme für das Rechenzentrum der GSI. Auch in der freien Wirtschaft sind die jungen Kernphysiker gefragt. Banken nutzen ihre Talente für die Berechnung von Aktienkursen. Auch Joachim Stroth kennt die Berufschancen seiner Mitarbeiter. „Wenn sich jemand hier mit Oracle-Datenbanken beschäftigt hat, hat er keine Schwierigkeiten, in der Industrie einen Job zu bekommen.“ Doch in der Bevölkerung stoßen die GSI-Physiker noch auf Vorurteile: „Viele glauben immer noch, wir bauen Atombomben oder Kernkraftwerke.“

PETER JANSEN



Spurensucher: In sogenannten Driftkammern wird der Weg der Teilchen durch den Detektor genau aufgezeichnet.

Foto Falk Orth

Frankfurter Allgemeine

Aus der Campus Seite in der Frankfurter-Rundschau vom 22.05.02

Was macht die Atome so kontaktfreudig?

Das Uni-Institut für Kernphysik am Rebstock muss dem Bau von Wohnungen und Büros weichen: Umzug zum Riedberg

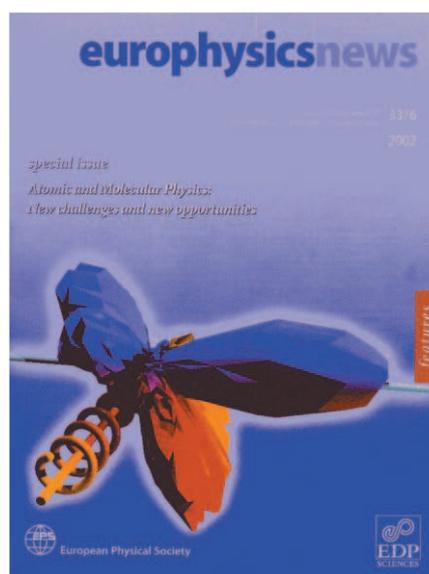
Von Annik Aicher

Auf dem Rebstockgelände entsteht ein neuer Stadtteil mit 2000 Wohnungen und Bürogebäuden. Am heutigen Mittwoch ist Baubeginn. Bis Ende 2004 muss auch die Goethe-Universität ihr Institut für Kernphysik räumen und auf den naturwissenschaftlichen Campus am Riedberg verlagern.

Etwas unwirtlich scheint der Ort nahe dem Rebstockbad. Straßen führen ins Nichts, karge, aufgewühlte Erdfelder breiten sich aus. Absperrgitter versperren die Durchfahrt. Die Frankfurter Skyline versinkt fern im Dunst und nur das Brummen von Lastwagen und Betonmischmaschinen ist zu hören. Doch plötzlich taucht wie ein Ortsschild eine gelbe Tafel auf, die dem einsamen Fußgänger bestätigt, dass er auf dem richtigen Weg ist. „Institut für Kernphysik“ steht dort in schwarzen Buchstaben. Dem weißen Hauptgebäude und seinen Nebengebäude aus fahlgelbem Backstein sieht man die Entstehungszeit in den 50er Jahren an: 1956 gegründet, siedelte sich das Institut ein Jahr später auf dem Rebstockgelände an. Heute arbeiten hier rund 160 Studierende, Angestellte und Wissenschaftler im Bereich der Atom- und Kernphysik. Und anscheinend gibt es einige Missverständnisse darüber, mit was sie sich dabei genau beschäftigen. „Viele denken, dass Atomphysik etwas mit Kernreaktoren und Atombomben zu tun hat“, sagt Horst Schmidt-Böcking, der in den frühen 70er Jahren als Dozent ans Institut kam. Kraftwerke und Bomben wird der Besucher auf dem Gelände aber vergeblich suchen. „Wir wollen verstehen, was Atome in die Lage versetzt, mit anderen Atomen in Kontakt zu treten“, erklärt der Professor. Er hat auch ein Beispiel parat: „Wenn Sie in den Messturm oben ein Loch hinein bohren und dann Elektrizität, Briefe, Wasser und sonstiges hineinkippen würden, dann würde nach einer Stunde das Chaos ausbrechen.“ Nicht so beim Menschen: Beim Essen steckt dieser auch eine Unmenge verschiedener Atomverbindungen, Moleküle, in den Mund. „Und alle kommen auf geheimnisvolle Weise am richtigen Platz an“, sagt Schmidt-Böcking. Und dieses Geheimnis der präzisen Verbindungen von Atomen, das wollen die Forscher lüften. Um einen Einblick in die Kleinst-Welt der Atome zu bekommen, bedienen sich die Kernphysiker spezieller Hilfsmittel. Schmidt-Böcking zeigt die Apparaturen vor Ort. Mit einem altersschwachen Aufzug - zum Modernisieren fehlte der Uni bislang das Geld - geht es ins Kellergeschoss. Auf einigen Türen warnen Schilder vor Radioaktivität. Ein Grund zur Sorge bestehe nicht, beruhigt der Wissenschaftler. Die Strahlung sei derzeit abgeschaltet. Im Raum hinter der Tür rattert ein verkabeltes Gerät aus Edelstahl. Ein Spezialmikroskop, mit dem man eine Milliarde mal feiner als mit dem herkömmlichen Lichtmikroskop sehen kann. In einem anderen Raum steht ein meterhoher blauer Metalltank. Ein Beschleuniger, der elektrisch geladene Teilchen in rasende Bewegung versetzt und eine Spannung von sieben Millionen Volt erzeugt. Die Teilchen werden in Strahlen durch Rohre geleitet und zum weiteren Experimentieren eingesetzt. In einem anderen Gebäude machen Studierende in einer großen Halle Versuche. Unzählige Stahlrohre, Riesen-Mikroskope, Kabel und Monitore ballen sich dort. Während ihres Studiums widmen sich die angehenden Physiker in kleinen Gruppen unterschiedlichen Experimenten. Markus Schöffler (24) baut gerade mit der gleichaltrigen Jasmin Tietze an einem Mikroskop, um Molekülfragmente zu untersuchen. „Hier lernen die Studierenden, sich zuzutrauen, Probleme selbst zu lösen“, erläutert Schmidt-Böcking, warum das praktische Arbeiten so wichtig ist. Bis zum Herbst 2004 wird das Institut allerdings seine gewohnten Räume verlassen müssen. Auf einer 27 Hektar großen Fläche des Rebstockgeländes plant die Stadt Frankfurt einen neuen Stadtteil. 2000 Wohnungen für 4500 Menschen sollen entstehen, sowie Gewerbeimmobilien für etwa 5000 Arbeitsplätze. Derzeit werden die ersten großen Straßen angelegt, wird die Straßenbahnlinie 16 ausgebaut. Erste Wohngebäude und ein Bürohaus sollen bald folgen. Im neuen Domizil am Niederurseler Hang wird das Institut für Kernphysik dann weniger Platz als vorher haben. Doch das sei nicht tragisch, meint Schmidt-Böcking. Dafür werde alles moderner und freundlicher werden. Als großen Pluspunkt sieht er die neue Cafeteria, die seither als kommunikativer Treffpunkt gefehlt habe. Ein solcher Ort sei wichtig. Denn: „Erfolg hat man in der Forschung nur durch Gedankenaustausch.“

In der November-Dezember 2002 Ausgabe von Europhysics News wurden "Highlights" der Europäischen Atom- Molekül- und Optischen Physik zusammengestellt. Die Arbeiten der IKF Gruppen zur Weiterentwicklung und vielfältigen Anwendung der COLTRIMS Technik fanden sich hier auf der Titelseite.

<http://www.europhysicsnews.com/us/html/EPNsommaireMois.html>



IKF- Adressen, Lageplan

Postanschrift:

Institut für Kernphysik
August-Euler-Straße 6
D-60486 Frankfurt am Main

Internet:

<http://www.ikf.physik.uni-frankfurt.de>

Geschäftsführender Direktor:

Prof. Dr. Herbert Ströbele

Fax:

049 (0) 69 798 2 42 12

Sekretariat:

049 (0) 69 798 2 42 02

Pforte:

049 (0) 69 798 2 42 38

Prof. Dr. Christoph. Blume

Tel.: 049 (0) 69 798 2 42 80 blume@ikf.uni-frankfurt.de

Prof. Dr. Reinhard Dörner

Tel.: 049 (0) 69 798 2 42 18 doerner@hsb.uni-frankfurt.de

Prof. Dr. Thomas Elze

Tel.: 049 (0) 69 798 2 42 65 elze@ikf.uni-frankfurt.de

Prof. Dr. Walter Henning

Tel.: 049 (0) 6159 71 26 48 w.f.henning@gsi.de

Prof. Dr. Ulrich Lynen

Tel.: 049 (0) 6159 71 27 63 u.lynen@gsi.de

Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking

Tel.: 049 (0) 69 798 242 52 schmidt@hsb.uni-frankfurt.de

Prof. Dr. Reinhard Stock

Tel.: 049 (0) 69 798 242 40 stock@ikf.uni-frankfurt.de

Prof. Dr. Herbert Ströbele

Tel.: 049 (0) 69 798 242 59 stroebele@ikf.uni-frankfurt.de

em. Prof. Dr. Klaus Bethge

Tel.: 049 (0) 69 798 242 42 bethge@ikf.uni-frankfurt.de

i.R. Karl-Ontjes Groeneveld

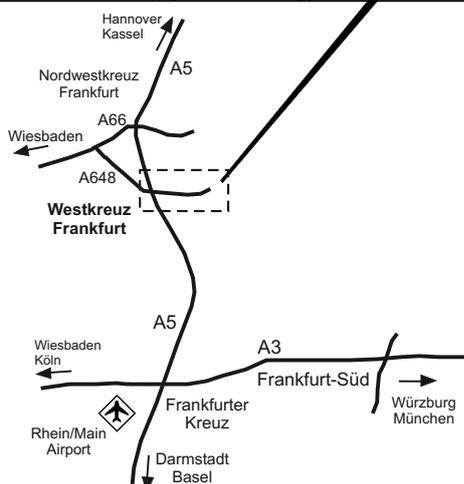
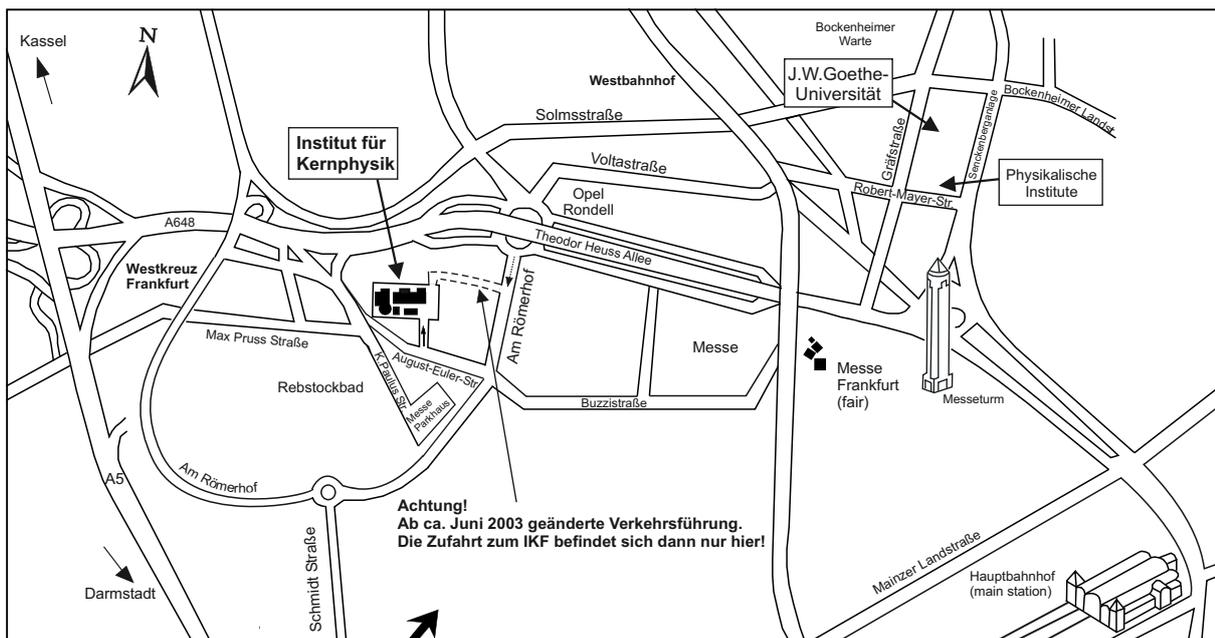
Tel.: 049 (0) 69 798 242 51 groeneveld@em.uni-frankfurt.de

i.R. Prof. Dr. Friedel Rauch

Tel.: 049 (0) 69 798 242 71 f.rauch@em.uni-frankfurt.de

em. Prof. Dr. Erwin Schopper

Tel.: 049 (0) 69 798 242 72 schopper@vff@uni-frankfurt.de



Aufgrund der Bauarbeiten auf dem Rebstockgelände, kann es zu Verkehrsänderungen kommen.

Autorenindex

A			
Adamczewski, J.	62	Flierl, D.	13, 18
Adler, C.	18	Förster, A.	16, 17
Ahrenholz, E.	32	Foucar, L.	32
ALICE	58, 59, 60, 61	Frankenfeld, U.	60, 61
Alt, C.	13	Franzke, B.	50
Alt, H. Ch.	56	Friese, V.	13
Al-Turany, M.	62	Fritzsche, S.	42, 43
Amend, W.	59, 70	G	
Arnold, W.	32	Gabriel, A.	62
Augustinski, G.	60, 61	Garabatos, C.	60, 61
Aumann, T.	21	Gass, W.	68, 69
B		Gazdzicki, M.	13
Banas, D.	41, 44, 46	Geckle, U.	51
Balsler, M.	32	Geissel, H.	21
Bart, W.	50	Glatz, J.	50
Baumann, H.	51, 54	Grisenti, E.	27
Baumgarten, R.	63, 68	Groeneveld, K. O.	24, 26
Bednarz, G.	44	Gröning, L.	50
Beller, P.	48	Grosse, E.	16, 17
Berger, J.	18	Gruber, W.	51
Bertini, D.	62	Grünschloß, A.	21
Bethge, K.	54	Gumberidze, A.	41, 44, 46, 50
Beyer, H. F.	44	H	
Bhardway, V. R.	37, 38	Hagmann, S.	41, 44, 46, 48, 50
Bialas, N.	59, 70	Hattaß, M.	29, 67
Biri, S.	39, 53	Hehner, J.	60, 61
Blume, C.	13	Hellström, M.	21
Borchardt, G.	51	Hohn, O.	32, 63
Boretzky, K.	21	Horvat, V.	47
Bosch, F.	41, 44, 48, 50	I	
Böttcher, I.	16, 17	Ilievski, S.	21
Bramm, R.	13	Ivanov, M.	60, 61
Braun-Munzinger	60, 61	Iwasa, N.	21
Bräuning-Demian, A.	50, 60, 66	J	
Bruns, M.	51	Jagutzki, O.	22, 30, 32, 34, 50, 67
Buncic, P.	13	Jahnke, T.	28, 29, 36, 66, 67
C		Jalowy, T.	24, 26, 67
Cai, X.	44	Jones, K. L.	21
Christ, T.	62	K	
Cocke, C. L.	30, 32, 34	Kammer, S.	34, 37, 38, 65
Corkum, P.	37, 38	KaoS	16, 17
Cortina, D.	21	Kász, M.	27
Czasch, A.	29, 30, 67	Kheifets, A.	30
D		Khiem, L. H.	21
Dahl, L.	50	Kirschner, J.	67
Datta Pramanik, U.	21	Klepper, O.	44
Daes, H.	60, 61	Knapp, A.	34
De Fanis, A.	32	Kniese, S.	13
Deveaux, S.	30	Koczon, P.	16, 17
Diez Muino, R.	32	Köhler, E.	59, 70
Dietel, T.	18	Kohlmeyer, B.	16, 17
Dilfer, W.	63, 68	Kölichhaus, J.	69
Dinkelaker, P.	13	Kolleger, T.	13, 18
Ditroi, F.	53	Kozhuharov, C.	41, 44, 46, 48, 50
Dörner, R.	22, 23, 28, 29, 30, 32, 34, 36, 37, 38, 48, 65, 66, 67	Krämer, A.	50
DuBois, R. D.	50	Kratz, J. V.	21
Düring, W.	69	Kraus, I.	13
E		Krings, Th.	41
Elze, Th. W.	21	Kulesa, R.	21
Emling, H.	21	L	
Engel, S.	68, 69	Laczko, G.	46
F		Landers, A. L.	30, 34
Farenzena, L. S.	26	Lang, S.	16, 17
Feagin, J.	30, 34	Lange, J. S.	18
Fiess, J.	60, 61	Leifels, Y.	21
		Leistenschneider, A.	21
		Liesen, D.	44

Lubkiewicz, E.	21	Schüßler, E.	58, 70
M		Schütze, M.	54
Ma, X.	41, 44	Schwab, Th.	58
Mann, R.	46, 48, 50	Schwab, E.	16, 17
Markert, J.	62	Senger, P.	16, 17
Menzel, M.	16, 17	Seyler-Dielmann, P.	71
Meurer, C.	13	Shin, Y.	16, 17
Meuter, W.	58, 59, 70	Shirkov, G.	39
Meyer, J. D.	53, 56, 57, 63	Sierpovski, D.	41, 44
Mironov, V.	39	Silveira da, E. F.	24, 26
Mischke, A.	13	Simon, H.	21
Mitrovski, M.	13	Smorlarski, M.	37, 38, 65
Mokler, P. H.	44	Spiller, P.	48
Moshhammer, R.	48	Spillmann, U.	41, 46, 50
Müller, I.	63	Stachura, Z.	41, 44
Müntz, C.	62	STAR	18
Münzenberg, G.	21	Staudte, A.	37, 38, 65
N		Steck, M.	44, 48
Naumann, L.	16, 17	Steiner, R.	48
Nickles, J.	34	Stelzer, H.	60, 61
Nociforo, C.	21	Stiebing, K. E.	23, 39, 53, 63
Nolden, F.	48	Stock, R.	13, 18, 58, 59, 60, 61
Notfal, M.	48	Ströbele, H.	13, 16, 17, 62
O		Struck, C.	18
Odenweller, M.	66	Stöhlker, Th.	41, 42, 43, 44, 46, 47, 48, 50
Oeschler, H.	16, 17	Sturm, C.	16, 17
Olson, R. E.	47, 50	Sümmerer, K.	21
Orsic Muthig, A.	41, 46, 50	Surzhykov, A.	42, 43
Osipov, T.	30, 32, 34	T	
P		Tachenov, S.	41, 42, 46, 50
Palit, R.	21	Theisinger, W.	69
Petrie, M.	57	Titze, J.	22, 29
Pietraszko, J.	62	Toennies, J. P.	27
Ploskon, M.	16, 17	Toleikis, S.	44
Pohlmann, S.	69	Trummel, M.	23
Prior, M. H.	30, 32, 34	U	
Protic, D.	41	Uhlig, F.	16, 17
P		Ullmann-Pfleger	50
Radomski, S.	13	Ullrich, J.	48
Rayner, D.	37, 38	Urban, M.	70
Reiter, P.	21	V	
Renfordt, R.	13, 58, 59, 60, 61	Voss, S.	29
Richter, S.	50	Vranic, D.	60, 61
Riemann, H.	56	W	
Rippert, Y.	69	Wagner, A.	21
Rösch, J.	34	Walter, M.	30, 34
Rothard, H.	48	Walus, W.	16, 17, 21
Rudolphi, M.	51	Warczak, A.	41, 44
Rüschmann, G.	59, 70	Watson, R. L.	47
S		Weber, Th.	30, 32, 34, 67
Sandoval, A.	13	Weckenbrock, M.	32, 37, 38, 65
Sann, H.	13, 60, 61	Wetzler, A.	13
Santos, A. C. F.	50	Wiechula, J.	60, 61
Scheidenberger, C.	21	Wiedemann, B.	56, 57
Scheikowski, J.	71	Wilms, D.	50
Scheinast, W.	16, 17	Wimmer, C.	23, 29
Schempp, A.	63	Winkler, C.	67
Schmah, A.	16, 17	Wojcik, T.	62
Schmidt, H.	51, 60, 61	Y	
Schmidt, H. R.	60, 61	Yoo, I. K.	13
Schmidt, L.	22, 23, 28, 32, 34, 39, 63	Young, T.	32
Schmidt-Böcking, H.	22, 23, 24, 26, 28, 29, 30, 32, 34, 36, 39, 48, 63, 66, 67	Z	
Schneider, K.	63, 68	Zaharakis, K. E.	47
Schöffler, M.	22, 28, 32, 34, 67	Zanger, E.	58, 59
Schössler, S.	29, 34, 66, 67	Zaraneck, J.	13
Schuck, T.	16, 17	Ziel, P.	63, 68, 70
		Zschau, H.E.	54