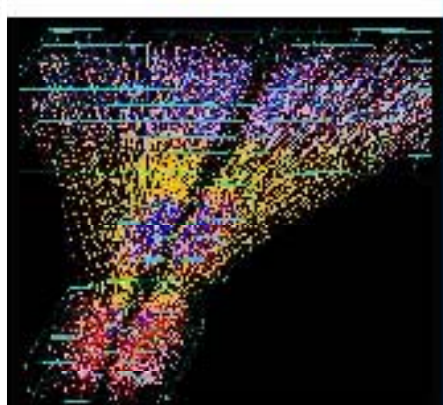
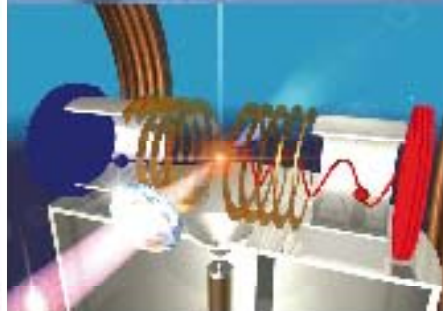
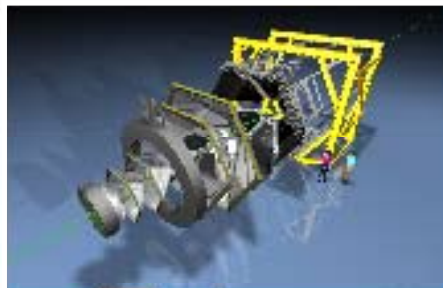
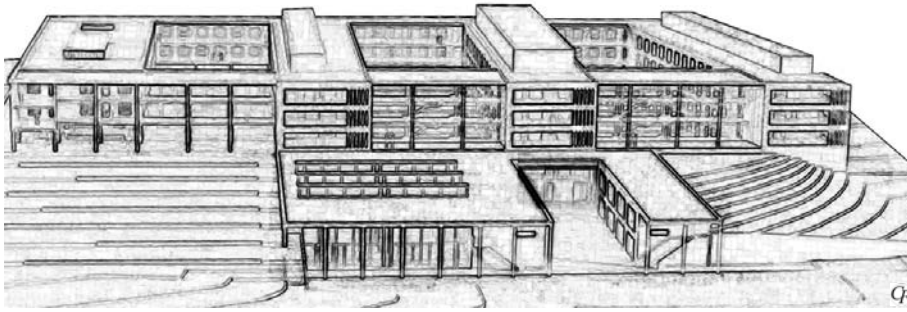


Institut für Kernphysik

Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main



Jahresbericht
2004/2005



Gebäude der Physik

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK

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

Jahresbericht

2004/2005

IKF-65

INHALTSVERZEICHNIS

Vorwort	5
Forschungsschwerpunkte	7
Arbeitsgruppen	9
Wissenschaftliche Arbeiten	
Kernphysik	11
Atomphysik	27
Materialforschung	63
Instrumentelle Entwicklungen	79
Dokumentation	109

VORWORT

Der letzte Jahresbericht erschien im Frühjahr 2004. Seitdem hat sich das Institut für Kernphysik wissenschaftlich, personell und räumlich in einmaliger Weise weiterentwickelt. Die Berufung von drei neuen Professoren hat sowohl die bisherigen Forschungsaktivitäten verstärkt als auch neue etabliert. Die Atomphysik wurde durch die „Helmholtz- Nachwuchsgruppe“ von Dr. Torsten Weber bereichert. Am anderen Ende der Energieskala hat Prof. Harald Appelshäuser die Nachfolge von Prof. Reinhard Stock angetreten. Damit ist die Kontinuität auf dem Gebiet der Schwerionenphysik bei der höchsten Energie (ab 2007 mit dem ALICE Detektor am LHC) gesichert. Prof. Appelshäuser hat die von JProf. Christoph Blume begonnene Konstruktion von Übergangsstrahlungsdetektormodulen für ALICE zu einem Gross- und Entwicklungsprojekt erweitert. Diese Aktivität ist ein wesentlicher Baustein für das im Entstehen befindliche Technologielabor, in dem in Zukunft nicht nur Vieldrahtkammer- sondern auch GEM-, Si-Pixel- und grossflächige Lawinendiodendetektoren für das FAIR Projekt bei der GSI entwickelt werden. Die Arbeitsgebiete von Prof. Joachim Stroth (Nachfolger von Prof. Klaus Bethge) haben die Struktur der elementaren (hadronischen) Materie und ihre Relevanz für die Astrophysik zum Thema und umfassen das Spektrum der Kernreaktionen im Energiebereich von MeV bis in den hochrelativistischen Bereich bei 30 GeV, der im FAIR Projekt der GSI erreicht werden wird. Konkrete Forschungsprogramme sind geplante Hochstrom-Neutron Kern Messungen mit FRANZ am IKF, und bei der GSI das R3B Experiment am UNILAC, HADES am SIS18, und in Zukunft CBM am SIS 100. Voraussetzung für die geplanten Experimente sind anspruchsvolle Neuentwicklungen auf dem Gebiet der Si-Detektoren (für CBM) und Prozesssteuerung (für FRANZ), die einen wesentlichen Teil der Kapazität des Technologielabor beanspruchen werden.

Die Wiederbesetzung der Professur Lynen gemeinsam mit der GSI vervollständigt die Riege der Hochschullehrer im IKF. Prof. Klaus Peters forscht auf dem Gebiet der Hadronenphysik mit zukünftigem Schwerpunkt auf Experimenten mit Antiprotonenstrahlen am PANDA Detektor bei FAIR. Dazu baut er im IKF eine Detektorentwicklungsgruppe auf, die LAAPDs (Large Area Avalanche Dioden) für den Einsatz in Kalorimetern entwickelt. Die drei erwähnten Detektorentwicklungsprojekte sollen zu einem Technologielabor zusammenwachsen, dass auch Perspektiven auf anderen Gebieten eröffnen wird. Die etablierten und neuen Arbeitsgruppen sind mit ihren Forschungsschwerpunkten auf den folgenden Seiten aufgeführt.

Der Umzug des Instituts für Kernphysik vom Rebstockgelände auf den naturwissenschaftlichen Campus Riedberg hat eine ausserordentliche Verbesserung der Arbeitsbedingungen mit sich gebracht. Neben den neuen, modern ausgestatteten Räumlichkeiten ist die Nähe zu den anderen Instituten des Fachbereichs und zu den Kolloquiums- und Vorlesungsveranstaltungen von unschätzbarem Wert. Das neue Gebäude bietet durch seine grosszügige und den Bedürfnissen eines naturwissenschaftlichen Betriebs Rechnung tragende Architektur ideale Arbeitsbedingungen und eröffnet völlig neue Möglichkeiten der Kommunikation zwischen den Gruppen aus allen Instituten des Fachbereichs. Diese ausserordentliche Standortqualität schlägt sich inzwischen auch im Urteil unserer

Studenten nieder. Ich möchte deshalb auch an dieser Stelle der hessischen Landesregierung, der Stadt Frankfurt, dem Präsidium und der Planungsabteilung der Goethe-Universität, dem Hessischen-Bau-Management und den Architekten dafür danken, dass sie den „Neubau der Physik“ so erfolgreich und eindrucksvoll realisiert haben.

In den vergangen zwei Jahren sind die Professoren Horst Schmidt-Böcking und Reinhard Stock in Pension gegangen. Beide haben die wissenschaftliche Arbeit und damit das Renommee des Instituts lange entscheidend geprägt. Dafür und für die Bereitschaft dem IKF auch in Zukunft mit Rat und Tat zur Seite zu stehen, danken wir ihnen herzlich. Weitere langjährige Mitarbeiter des Instituts sind in den wohlverdienten Ruhestand getreten oder in andere Betriebseinheiten der Universität gewechselt. Wir bedanken uns bei Herrn Dr. H. Baumann, Herrn C. Kazamias, Herrn Dr. H. Kreyling, Herrn M. Piscevic, Frau M. Reinhard, Frau K. Rotter, Frau J. Scheikowski, Frau P. Seyler-Dielmann, Frau E. Billig, Frau H. Rheinfels-Immans und Herrn W. Theisinger für die im Institut für Kernphysik langjährigen geleisteten Dienste.

Nach dem Umzug des Institutes wurden zwei der Beschleuniger, ein 2,5MV van de Graaff und eine EZR/RFQ wieder aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen. Die Infrastruktur des IKF wurde zudem ergänzt durch ein neues Ultrakurzzeitlabor, in dem ein in der Repetitionsrate und Leistung in Deutschland einmaliges Titan Saphir Verstärkersystem zur Verfügung steht.

Trotz des Umzugs und der daraus resultierenden zusätzlichen Belastungen und Einschränkungen wurde der Lehr- und Forschungsbetrieb in den Jahren 2004 und 2005 in vollem Umfang aufrecht erhalten, was sich in jeweils 16 Diplom-/Doktorarbeiten und über 130 wissenschaftliche Artikel- davon 22 in der Zeitschrift Physical Letters Review - niedergeschlagen hat.

Das IKF hat in den vergangenen beiden Jahren etwa 1.5 Mio Euro Drittmittel pro Jahr eingeworben. Wir danken den folgenden Geldgebern für die großzügige Unterstützung der Arbeiten des Instituts:

Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt
Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG)
Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF)
Europäische Gemeinschaft,
Deutscher Akademischer Austauschdienst
DLR, Bonn
Hermann Willkomm-Stiftung, Frankfurt
W.E. Heraeus-Stiftung, Hanau
Alexander von Humboldt-Stiftung, Bonn
Röntdek GmbH, Kelkheim



Prof. Herbert Ströbele
Geschäftsführender Direktor



Prof. Dr. Harald Appelhäuser



J Prof. Dr. Christoph Blume



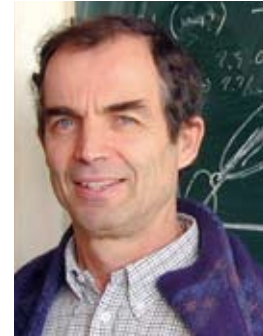
Prof. Dr. Reinhard Dörner



Prof. Dr. Klaus Peters



Prof. Dr. Joachim Stroth



Prof. Dr. Herbert Ströbele

FORSCHUNGSSCHWERPUNKTE

Die Erforschung extremer Formen starkwechselwirkender Materie (I) und die Atom- und Molekülphysik (II), sind die zentralen Forschungsgebiete des Institutes für Kernphysik der Universität Frankfurt.

I Stark Wechselwirkende Materie

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

II Atom- und Molekülphysik

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

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

ARBEITSGRUPPEN

I Stark Wechselwirkende Materie

Quark-Gluon Materie bei höchsten Energiedichten

Thematik: Untersuchung der Eigenschaften partonischer Materie bei höchsten Energiedichten Tomographie der dichten Phase mittels energetischer Partonen aus der frühesten Phase der Reaktion. Produktion von Hadronen am Phasenübergang und Einfluss des Chiralen Phasenübergangs auf die Hadrogenesis

Forschergruppe Prof. Appelshäuser, JProf. Blume

Facility: LHC , CERN, Genf

Einbindung: ALICE Kollaboration,

VI-Strongly Interacting Matter

Experimentierbeginn voraussichtlich 2007

Hadronische Materie bei höchsten Baryondichten

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

Forschergruppe: JProf. Blume, PD Gazdzicki,

Prof. R. Stock, Prof. Ströbele

Facility: SPS, CERN, Genf

Einbindung: NA49 Kollaboration,

VI-Strongly Interacting Matter

Datenaufnahme abgeschlossen

In-medium Hadroneneigenschaften

Thematik: Untersuchung von In-medium

Spektralfunktionen; Ursprung der Hadronenmassen;

Zustandsgleichung der Kernmaterie

Forschergruppe: Prof. Ströbele, Prof. Stroth

Facility: SIS-18 , GSI, Darmstadt

Einbindung: HADES Kollaboration,

VI-Strongly Interacting Matter

Fortlaufend

Kernmaterie mit extremem Isospin

Thematik: Struktur neutronenreicher/-armer Kerne;

Elektromagnetische Anregung von kollektive

Freiheitsgraden; Schalenabschlüsse bei extremem Isospin

Forschergruppe: Prof. Stroth

Facility: SIS-18 (100), GSI (FAIR), Darmstadt

Einbindung: LAND Kollaboration (später R3B), VISTARS

Experimentierbeginn 2005 (2010)

Resonanzmaterie bei höchsten Baryondichten

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

Forschergruppe: Prof. Appelshäuser, Prof. Stroth

Facility: SIS-300, FAIR, Darmstadt

Einbindung: CBM: Kollaboration,

VI-Strongly Interacting Matter

Experimentierbeginn 2013

Hadronenspektroskopie

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

Forschergruppe: Prof. Peters

Facility: SIS 300, FAIR, Darmstadt

Einbindung: PANDA Kollaboration

Experimentierbeginn 2013

II Atom- und Molekülphysik

Atom und Molekülphysik mit Ionenstrahlen

Thematik: Reaktionsdynamik in Ion-Atom/Molekülstößen auf allen relevanten Zeitskalen. Mit den Ionenstrahlanlagen des Stern-Gerlach-Zentrums werden Geschwindigkeiten von 20% der Bohrgeschwindigkeit im Wasserstoffatom bis zu deren 10-fachen abgedeckt, bei GSI stehen Ionenstrahlen bis zu relativistischen Geschwindigkeiten zur Verfügung.

Dadurch lassen sich Reaktionen von der Bildung von Quasimolekülen bis zur Fragmentation in einem virtuellen Attosekundenlichtblitz untersuchen. Hierbei wird jeweils die volle Fragmentation (alle Teilchen) mittel COLTRIMS Reaktionsmikroskopen abgebildet.

Spektroskopie hochgeladener Ionen

Forschergruppe: Prof. Dörner, Prof. Hagmann, Prof.

Stöhlker, Prof. Schmidt-Böcking

Facility: Stern-Gerlach-Zentrum, GSI FAIR

Einbindung: FAIR (GSI)

Fortlaufend

Lichtfeldgetriebene Quantendynamik

Thematik: Mit ultrakurzen (femtosekunden) und ultraintensiven ($>10^{14}$ W/cm²) Laserpulsen im Infraroten (TiSa Laser am Stern-Gerlach-Zentrum) und im VUV (FEL, DESY) kann elektronische und Kerndynamik in Atomen und Molekülen getrieben, untersucht und gezielt gesteuert werden.

Forschergruppe: Prof.: Dörner,

Nachwuchsgruppe T. Weber (IKF, DESY)

Facility: Stern Gerlach Zentrum, TTF DESY

Einbindung: VI-103 (Virtuelles Institut HGF),

Attoscond Science (NRC, Ottawa)

Fortlaufend

Einphotonenprozesse

Thematik: Elektronische Mehrteilchenübergänge in Atomen (Mehrfachionisation), Molekülen (Ionisation, Anregung, Fragmentation) und auf Oberflächen (zwei-Elektronenemission).

Die Reaktion des Systems wird durch koinzidente Spektroskopie aller Teilchen vollständig charakterisiert.

Forschergruppe: Prof. Dörner, Nachwuchsgruppe T. Weber (IKF, DESY)

Facility, ALS (LBNL Berkeley), HASYLAB, BESSY

Einbindung: COLTRIMS-collaboration @ ALS

Fortlaufend

KERNPHYSIK

Azimuthal angular emission patterns of K^+ and K^- from Au + Au at 1,5 AGeV	13
Dielectron production in C+C and pp collisions	14
Pion and Kaon production in A+A collisions at low SPS energies	17
Recent results from NA49 experiment	20
Multiplicity fluctuations in nuclear collisions at 158A GeV	22
Two-particle azimuthal correlations at high transverse momentum in Pb-Au at 158 AGeV/c	23
Leading hadron azimuthal correlations in ALICE central barrel	24
Quarkonia measurements with the central detectors of ALICE	25
Arbeitsgruppe Prof. Dr. K. Peters - Aktivitäten am IKF	26

Azimuthal angular emission patterns of K^+ and K^- from Au+Au at 1.5 AGeV

M. Płoskoń^a, E.Grosse^{f,g}, A.Förster^b, P.Koczoń^a, B.Kohlmeyer^d, S.Lang^b, L.Naumann^f, H.Oeschler^b,
W.Scheinast^f, A.Schmah^b, T.Schuck^c, E.Schwab^a, P.Senger^a, Y.Shin^c, H.Ströbele^c, C.Sturm^b,
F.Uhlig^b, A.Wagner^f, and W.Waluś^e

^aGSI; ^bTU Darmstadt; ^cUniv. Frankfurt; ^dUniv. Marburg; ^eUniv. Cracow; ^fFZ Rossendorf; ^gTU Dresden

Relativistic heavy-ion collisions provide an opportunity to study modifications of particles properties in the hot and dense nuclear medium. Especially strange mesons and their features are expected to be influenced by the in-medium meson-baryon potential. Theoretical calculations show that the superposition of the scalar and vector constituents leads to a small repulsive K^+N and a strong attractive K^-N potential.

Additionally, the interaction of kaons and antikaons with nuclear matter is different. The strangeness conservation law inhibits the absorption probability of K^+ as they contain an \bar{s} -quark. K^- , however, interacting with a nucleon are easy to be converted into a Λ or Σ and a pion. Moreover, the reverse process is the dominant production mechanism of K^- (*strangeness-exchange*) at SIS energies [1].

The azimuthal angular emission patterns of kaons are expected to be sensitive observables for their in-medium properties [2]. Previous observations have confirmed the influence of the repulsive force on K^+ emerging from the hot and dense phase of the collision. An enhanced out-of-plane emission of K^+ was observed in Au+Au reactions at 1.0 AGeV and 1.5 AGeV, and also in Ni+Ni at 1.93 AGeV [3, 4]. Recent measurements presented here confirm these results (see figure 1).

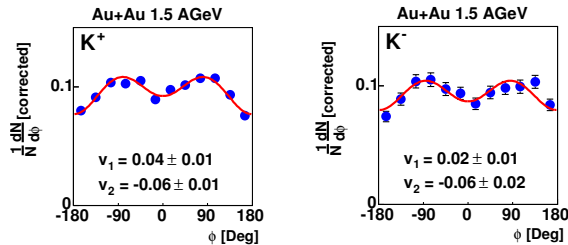


Figure 1: Azimuthal angular emission patterns of K^+ (left) and K^- (right) measured close to mid-rapidity ($0.25 < y/y_{beam} < 0.6$) with centrality selection $b > 6.4 fm$ and transverse momenta $0.2 < p_t < 0.8 GeV/c$.

Up to now the emission pattern of K^- was studied only in Ni+Ni collisions at 1.93 AGeV and it has been found to be very different than the one of K^+ [4]. The elliptic flow of K^- revealed a slight in-plane emission. In contrast to that, recent measurement of the emission pattern of K^- from non-central Au+Au at 1.5 AGeV collisions performed with the KaoS spectrometer [5] close to mid-rapidity shows an enhanced out-of-plane emission (fig. 1, right).

The predictions concerning K^- , however, suggest an almost isotropic emission pattern as a consequence of the attractive K^-N potential balancing large rescattering and absorption probability of K^- in the spectating fragments [6]. On the other hand, the observed in-plane flow of K^-

from Ni+Ni at 1.93 AGeV collisions has been explained with a scenario where the strangeness-exchange reaction ($\pi Y \leftrightarrow K^-N$, with $Y = \Lambda, \Sigma$) plays a crucial role in delaying the antikaon emission from the fireball, and thus minimizing their interaction with the spectators [1, 7].

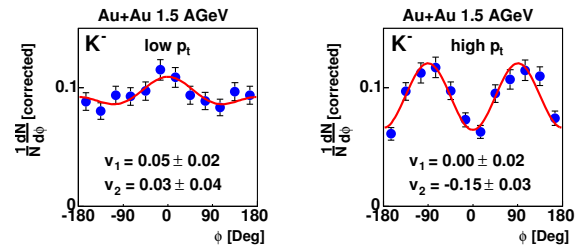


Figure 2: Azimuthal angular emission pattern of K^- mesons with low ($0.2 < p_t < 0.5 GeV/c$ - left) and high ($0.5 < p_t < 0.8 GeV/c$ - right) transverse momentum measured close to mid-rapidity ($0.25 < y/y_{beam} < 0.6$) with non-central events ($b > 6.4 fm$).

Analysis of the azimuthal emission pattern as a function of the transverse momentum has revealed that K^+ show the out-of-plane emission independent of the p_t , but this is not the case for K^- . The antikaons registered with $p_t < 0.5 GeV/c$ are preferentially emitted in the reaction plane and the particles with $p_t > 0.5 GeV/c$ show strong out-of-plane enhancement (see fig. 2). The emission patterns of K^- can be explained in terms of two competing phenomena: one of them is indeed the influence of the attractive K^-N potential, however, the second one originates from the strangeness-exchange process. If one relates the transverse momentum of the particle to its emission time it becomes clear that the low momenta K^- are mostly influenced by the strangeness-exchange mechanism being retarded and thus emitted preferentially in-plane (no spectator shadowing). On the other hand high $p_t K^-$ emerge early from the fireball with the spectators shadowing their flight path, causing an out-of-plane emission. It is very much required to verify this picture with detailed transport model calculations.

References

- [1] A. Förster, F. Uhlig et al., PRL **91** (2003) 152301.
- [2] G.Q.Li et al., Phys. Lett. B 381 (1996)
- [3] Y. Shin et al., PRL **81** (1998) 1576.
- [4] F. Uhlig, A. Förster et al., nucl-ex/0411021
- [5] P. Senger et al., NIM **A327** (1993) 393.
- [6] Z.S. Wang et al., Eur. Phys. J. A 5 (1999) 275
- [7] C. Hartnack et al. PRL 90 (2003) 102302.

Dielectron production in C+C and pp collisions

The HADES collaboration

1 Introduction

In 2004 the HADES collaboration concentrated on completing the first experimental proposal S262 focused on dielectron production in C+C and pp collisions. Two dedicated production runs using carbon and proton beams of 1 AGeV and 2.2 AGeV kinetic energy, respectively, were successfully conducted. Based on experiences gained in a first commissioning run using the liquid hydrogen target built at Orsay in late 2003, effective data taking in the proton production run was possible. Since 2004 the spectrometer is fully equipped with all detector sub-systems with the exception of two outermost drift chambers (MDCIV). The main goal of the pp production run is to experimentally determine the detection efficiency of electron pairs. To this end, η production in both a hadronic and a leptonic decay channel is studied. We like to note that the reaction $pp \rightarrow pp\eta$ can be determined unambiguously using the missing mass technique. Detailed information on the reconstruction efficiency for electron and positron tracks, an important ingredient in the analysis of dielectron production in heavy ion collisions, can be deduced.

In the second run in August 2004, dielectron production was measured in the C+C collisions at 1 AGeV. In this measurement, we took data for a system in which a substantial excess of electron pairs above the pion Dalitz region was found by the DLS collaboration [2]. The analysis of these data will permit a substantial assessment of the results published by the DLS collaboration. In the meantime, we continued construction of the last two missing drift chambers (MDCIV) in IPN Orsay. Both chambers will be completed by end of 2005. Moreover, substantial progress was achieved in the design of the new inner time-of-flight system, which is based on single cell RPC detector elements. This system will replace the preliminary TOFINO detector which does not provide sufficient granularity and is achieving moderate time resolution only.

2 Dielectron production in C+C collisions

In our previous status report [1] we presented preliminary results on dielectron production from C+C at 2 AGeV obtained in a commissioning run in 2001. Here, we show preliminary results obtained from the analysis of the high-statistics experiment performed in the end of 2002. The analysis procedure was similar to the one used for the first experiment and is described in [1, 3, 4]. The experimental set-up, however, was more advanced in the 2002 run as compared to the one realized in 2001. All six sectors were fully equipped with RICH, inner tracking chambers (MDCI/II) and time-of-flight/PreShower (META) detectors. In two sectors two outer tracking planes (MDCIII and MDCIV) were installed, for two additional sectors the third tracking plane was equipped. However, in the first instance, the data analysis concentrated on a symmetric six sector configuration not making use of detector information provided by the outer drift chambers. This allowed a

direct comparison to the results obtained in the 2001 commissioning run. The two sectors with complete tracking system were utilized for tracking studies focusing on the purity and efficiency of track reconstruction. This allowed to better estimate tracking errors of the low-resolution configuration.

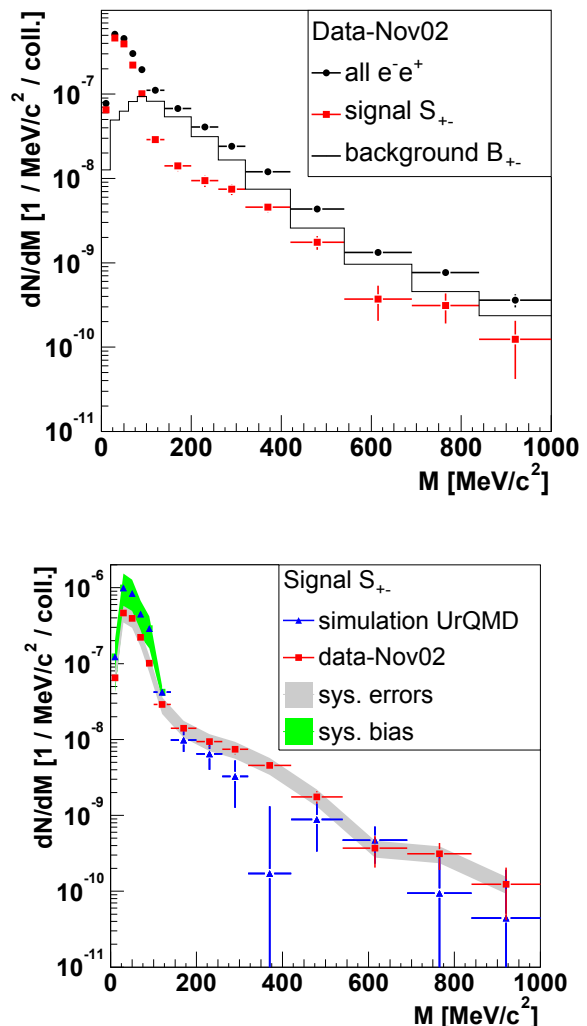


Figure 1: **Top:** Invariant-mass distributions of unlike-sign pairs (black symbols), combinatorial background (CB, solid histogram) and signal pairs (full red symbols) normalized to the number of LVL1 events from C+C collisions at 2 AGeV. **Bottom:** Signal (red points) after CB subtraction. The grey shaded area displays variations due to the pair cuts used in the analysis and the green shaded area depicts systematic bias (see text for more details). Blue symbols represent simulated signal based on events from the UrQMD transport code analyzed and normalized as the experimental data.

In the C+C experiments data acquisition is triggered by a first level trigger (LVL1) based on the hit multiplicity in the time-of-flight wall with a condition requiring 4 or

more charged particles in the acceptance. In the production run in 2002 the second level trigger (LVL2) was successfully used for the first time. It on-line selects events with at least one electron candidate inside the HADES acceptance by requiring correlated electron hits in the RICH and META detectors. With this trigger setting a pair efficiency of 92% was realized reducing at the same time the accepted event rate by a factor of 12. The recorded statistics of pairs could thus be increased by almost one order of magnitude as compared to the commissioning run in 2001. The LVL2 trigger bias was studied carefully by examination of electron distributions in events taken with and without positive LVL2 trigger. The later events were recorded applying a proper scale down to LVL1 triggered events. Besides overall scaling no significant effect was found [5].

For the analysis a total statistics of 6×10^7 LVL2, corresponding to more than 6×10^8 LVL1 events, was used. In the first stage of the analysis single electron tracks were reconstructed requiring charged tracks matched to a ring in the RICH detector as well as to a hit in the META detectors. The candidates are further cleaned by requiring a velocity $\beta \simeq 1$. From the identified single electron (and positron) tracks unlike and like-sign pair distributions were derived. Only those combinations were accepted, which contain separated tracks in all detectors, i.e. with no common hit in either the RICH, the inner MDC or the META detector. Furthermore, only tracks with an opening angle $\theta_{e^+e^-} > 9^\circ$ and with a good χ^2 from the track fitting in the inner MDCs were accepted as a valid pair. The χ^2 condition was found to represent a powerful tool to reject close pairs originating from external photon conversion and π^0 -Dalitz decays which account for most of the combinatorial background. Such pairs to a large extent do not appear as separated tracks in the inner drift chambers but rather constitute single track candidates. From detailed Monte-Carlo studies we have deduced that this cut rejects more than 90% of close pairs with opening angles $\theta_{e^+e^-} < 3^\circ$, still achieving an efficiency of 95% for single electron track reconstruction.

The upper panel in Fig. 1 shows the unlike-sign invariant mass distributions together with the corresponding combinatorial background. The combinatorial background N_{CB} was calculated from like-sign pairs N_{++} , N_{--} using the sum $N_{CB} = N_{++} + N_{--}$. We checked via Monte-Carlo calculations that this prescription describes our combinatorial background reasonably well. The signal pair distributions (red symbols) were obtained subtracting the combinatorial background from the unlike-sign distribution and by normalizing it to the number of accepted LVL1 triggers. The total pair statistics, after subtraction of combinatorial background and analysis cuts described above, amounts to $\sim 16k$. The data are neither corrected for the reconstruction efficiencies nor spectrometer geometrical acceptance.

The lower panel in Fig. 1 shows a comparison of the reconstructed dielectron invariant-mass distribution with simulations. In the simulation we used 1×10^8 events obtained from the UrQMD transport model (Version 1.3) which were transported through the spectrometer using GEANT and digitized applying realistic detector response

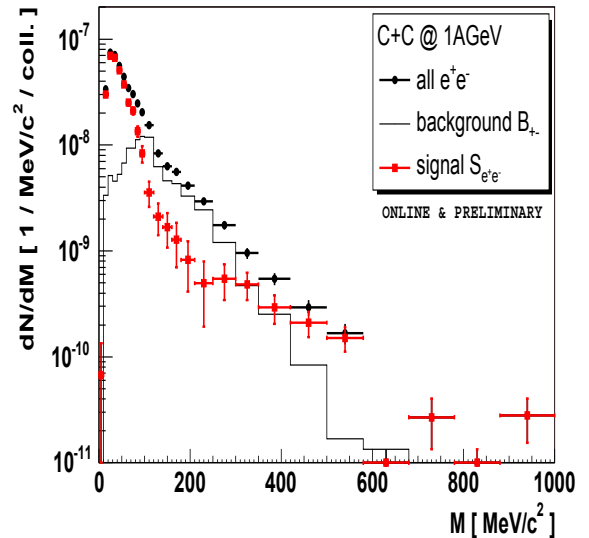


Figure 2: Invariant-mass distributions of unlike-sign pairs (black symbols), combinatorial background (solid histogram) and signal pairs (full red symbols) from C+C collisions at 1 AGeV.

functions. The data obtained in that way was processed through exactly the same analysis procedure as it was used for the experimental data. Finally, the simulation events were normalized to the number of UrQMD events passing the LVL1 trigger condition used for the real data. We would like to point out that the simulated spectra contain contributions from π^0 and η decay only. It is apparent that in the low-mass region (dominated by π^0 Dalitz pairs) the simulation overestimates the data but in the higher-mass region the simulation and data agree rather well. The presented results are fully consistent with our first analysis presented in the previous report [1]. The systematic errors of the comparison were studied in detail and are shown in Fig. 1 by two colored bands. The grey shaded area shows the variation of the experimental dielectron signal due to the effect of various selection criteria imposed on pair tracks. It was obtained by switching off one cut in the experimental data analysis but keeping the others active. As it can be seen, variations of the signal yield are rather small. However, a systematic difference between the simulation and the experimental data was found in the reaction of the pair yields to the analysis cuts at low invariant masses. Its magnitude (green shaded area) was obtained by comparing the relative reduction of the unlike sign and like sign pair yields due to the action of all cuts in the data and the simulation. In a perfect case these reductions should be identical. However, we observe a systematic difference (bias) which leads to smaller reduction of unlike sign and larger reduction for like sign pairs, and as a consequence larger signal yield, in the simulation. The reason for this difference is presently under investigation.

In order to complete the investigations of the C+C collision system another production run at 1 AGeV was performed in the end of 2004. The experimental set-up with full coverage in the outer MDCIII and four chambers in the

MDCIV layers were achieved as compared to the 2 AGeV run. Using the same trigger setting as for the previous run 9×10^7 LVL2 events, corresponding to almost 2×10^9 LVL1 events were accumulated. An online, and hence very preliminary, dielectron analysis was performed in parallel to the data taking using on-line detector calibration. Fig. 2 shows the invariant mass distributions of unlike-sign, combinatorial background and signal pairs normalized to the number of LVL1 triggers. A statistics equivalent to 5.4k signal pairs was obtained from the analysis of 75% of the collected statistics. It is expected that better detector calibration and analysis of all available data will further improve the pair statistics. Nevertheless, one may already conclude that the data quality is sufficient to determine a spectrum with experimental uncertainties substantially smaller than the current discrepancies between theoretical and experimental (DLS) results. Data analysis is in progress and the final spectra are expected in this year.

3 pp collisions at 2.2 A GeV

The main goal of the pp experiment was to collect data for pp elastic scattering to be used for tracking and alignment studies, and to identify exclusively reaction channels of the type $pp \rightarrow pp(\pi^0, \eta)$. The reaction channels with a single meson were selected as a means to verify the dielectron reconstruction efficiency needed for an absolute normalization of the C+C data. A proton beam with an intensity of 2×10^7 protons/s and a 5 cm long liquid hydrogen target was used in this experiment. Typical ratios of trigger rates for the full and empty target of 10 : 1 were achieved during data taking. We collected around 4×10^8 events with two main LVL1 trigger settings: (1) $MUL \geq 2$ in opposite META sectors for pp elastic scattering and (2) $MUL \geq 4$ in the META for exclusive meson identification. In the latter case we also used a LVL2 trigger setting as for C+C collisions to enhance events with electron pairs.

The prerequisite for the identification of a reaction channel with a single neutral meson is missing mass resolution. In order to achieve it, precise MDC calibration and detector alignment is mandatory. For this purpose several alignment procedures are being pursued. One is based on straight track reconstruction from runs without magnetic field and the second one uses the advantage of the pp elastic scattering kinematics. Fig. 3 shows the current state of the art of our tracking precision (status end of 2004). In the upper panel we present the angular correlation between two tracks using the relation $\tan(\theta_1) \times \tan(\theta_2) = 1/\gamma_{CM}^2$ reconstructed for the trigger type (1). The prominent peak indicating elastic pp events is centered around the expected $1/\gamma_{CM}^2 = 0.46$. The lower figure shows the total center of mass energy reconstructed from two tracks fulfilling the elastic scattering condition imposed on the polar ($\tan(\theta_1) \times \tan(\theta_2) \sim 1/\gamma_{CM}^2$ and the azimuthal angles (coplanarity). The width of the peak is equivalent to a mass resolution of 4% and is still a factor 2 lower than the one expected assuming ideal detector calibration and geometry. However, it is already sufficient for a single neutral meson channel identification and therefore processing of all collected data has been started.

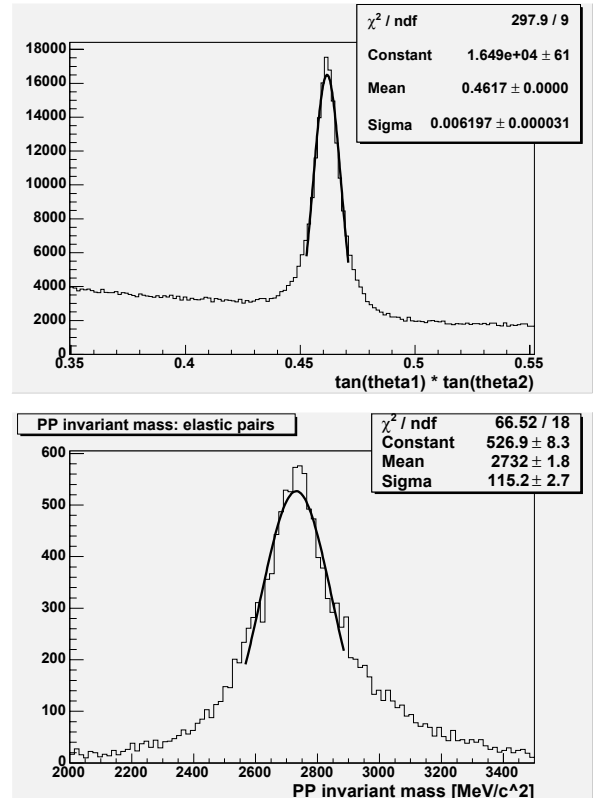


Figure 3: **Top:** Polar angular correlation of two tracks reconstructed in pp collisions at 2.2 GeV. A prominent peak centered at $\tan(\theta_1) \times \tan(\theta_2) = 0.46$ indicates elastic scattering events. **Bottom:** Invariant mass of two tracks fulfilling elastic scattering kinematics. The total center of mass energy is $E_{\text{cm}} = 2.767$ GeV.

The collaboration gratefully acknowledges the support by BMBF and GSI, GA CR 202/00/1668 and GA AS CR IAA1048304 (Czech Republic), KBN 5P03B 140 20 (Poland), INFN (Italy), CNRS/IN2P3 (France), MCYT FPA2000-2041- C02-02 and XUGA PGID T02PXIC20605PN (Spain), INTAS 03-51-3208 (EU).

References

- [1] Hades collaboration, GSI annual report 2003
- [2] R. J. Porter *et al.* [DLS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1229
- [3] P. Tlustý, J. Otwinowski for HADES collaboration, Proceedings of XLII International meeting on Nuclear Physics, Bormio 2004, Vol 120.
- [4] P. Salabura *et al.*, Nucl. Phys. A 749(2005) 150c
- [5] A. Toia, PHD thesis, University of Giessen, 2005

Pion and kaon production in A+A collisions at low SPS energies

C. Alt¹, C. Blume¹, P. Dinkelaker¹, D. Flierl¹, V. Friese², M. Gaździcki¹, C. Hoehne², S. Kniege¹, I. Kraus², M. Kliemant¹, B. Lungwitz¹, C. Meurer², M. Mitrovski¹, R. Renfordt¹, A. Richard¹, A. Sandoval², T. Schuster¹, R. Stock¹, C. Strabel¹, H. Ströbele¹, and the NA49 Collaboration

¹Fachbereich Physik der Universität Frankfurt ² GSI Darmstadt

The results from the NA49 energy scan programme at the SPS have revealed an anomalous behavior of the energy dependence of the $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ ratio in central Pb+Pb collisions [1] which is absent in p+p interactions. Here we report the results on charged kaon and pion production in central collisions at 20 and 30 A-GeV as well as their system size dependence at 40 A-GeV. The former data extend the energy range of the NA49 data to a region well below the observed structure. The latter studies the onset of the anomalous behavior by comparing particle ratios obtained in p+p, C+C, Si+Si, and minimum bias Pb+Pb collisions.

In order to identify kaons, an analysis of the energy loss dE/dx in the NA49 time projection chambers is performed. Raw K^+ and K^- yields were extracted from fits of the distributions of dE/dx and tof (where available) in narrow bins of momentum and transverse momentum. The yields at mid-rapidity are obtained using the combined dE/dx and tof information ($tof + dE/dx$ analysis).

To obtain the π^- yields, all negatively charged particles were binned in rapidity (calculated assuming the π^- -mass) and p_T . The contamination from K^- , \bar{p} and e^- from the interaction vertex as well as non-vertex hadrons originating from strange particle decays and secondary interactions was subtracted.

The resulting K^\pm and π^- yields were corrected for geometrical acceptance, losses due to in-flight decays, inefficiencies of the tracking algorithms and quality cuts. The details on the correction procedure can be found in [1].

Spectra of transverse mass $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ (m is the rest mass of the particle) for K^+ , K^- ($tof + dE/dx$ analysis) and π^- mesons produced near mid-rapidity in central Pb+Pb collisions (0-7.2%) at 20 and 30 A-GeV (Fig. 1 left) and in C+C, Si+Si, and Pb+Pb with different centrality selections (Fig. 1 right) are fitted by Eq. 1 in the range $0.2 \text{ GeV} < m_T - m < 0.7 \text{ GeV}$:

$$\frac{dn}{m_T dm_T dy} = C \cdot \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right). \quad (1)$$

The five centrality selected event samples were obtained from minimum bias Pb+Pb collisions on the basis of the energy deposited by the projectile spectator nucleons in the forward calorimeter [2]. The resulting fractions of the total inelastic cross-section are 0-5%, 5-12.5%, 12.5-23.5%, 23.5-33.5%, and 33.5-43.5%.

The rapidity distributions dn/dy plotted in Fig. 2 were obtained by summing the measured m_T spectra and using the fitted exponential function (Eq. 1) to extrapolate to full m_T . For most bins the necessary correction is small ($\cong 5\%$). The rapidity spectra were parameterized by the sum of two Gaussian distributions placed symmetrically with respect to mid-rapidity. The results of the fits are in-

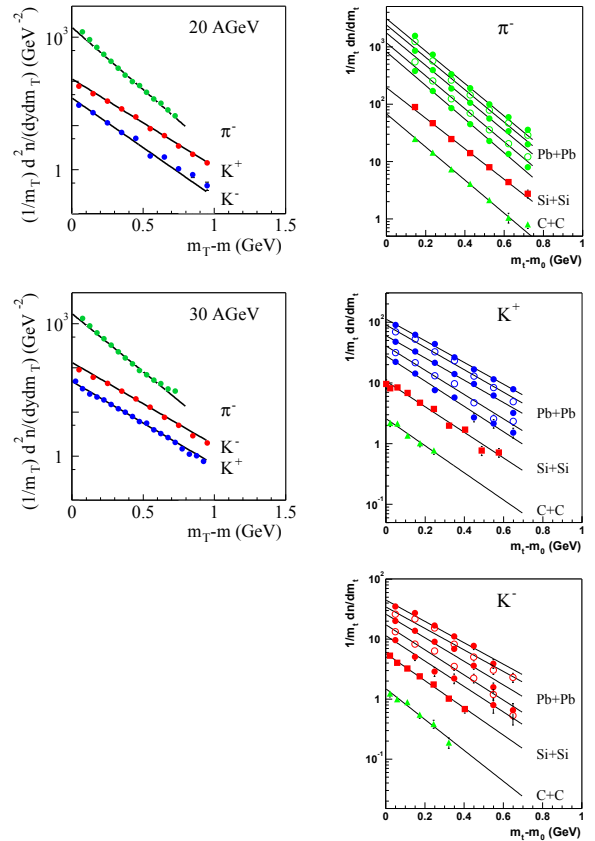


Figure 1: left: Transverse mass spectra of π^- , K^+ and K^- mesons produced at mid-rapidity ($|y| < 0.1$ for kaons in the $tof + dE/dx$ analysis, and $0 < y < 0.2$ for pions) for central Pb+Pb collisions at 20 and 30 A-GeV.

right: 40 A-GeV transverse mass spectra of π^- , K^+ , and K^- at midrapidity ($-0.5 < y < 0.5$) for C+C, Si+Si, and minimum bias Pb+Pb collisions.

dicated by the full lines in Fig. 2. The mean multiplicities were obtained by integration of the fitted curves.

Figure 3 shows the system size dependence of the $\langle \pi^- \rangle / \langle N_W \rangle$, $\langle K^+ \rangle / \langle N_W \rangle$, $\langle K^- \rangle / \langle N_W \rangle$, $\langle K^+ \rangle / \langle K^- \rangle$, $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$, and $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ ratios. $\langle N_W \rangle$ is the mean number of wounded nucleons calculated within a Glauber model. For p+p interactions no measurements of these ratios exist at this energy, therefore an interpolation of measurements at other energies is used [3]. To ease the comparison to the isospin symmetric light nuclei, the π yield in isospin averaged nucleon-nucleon interactions (N+N) was estimated as $\langle \pi^- \rangle_{(NN)} = 0.5 \cdot (\langle \pi^+ \rangle_{(pp)} + \langle \pi^- \rangle_{(pp)})$ and the ratios which use this yield are also shown in the figures.

The $\langle \pi^- \rangle / \langle N_W \rangle$ ratio shows a fast rise for the smaller

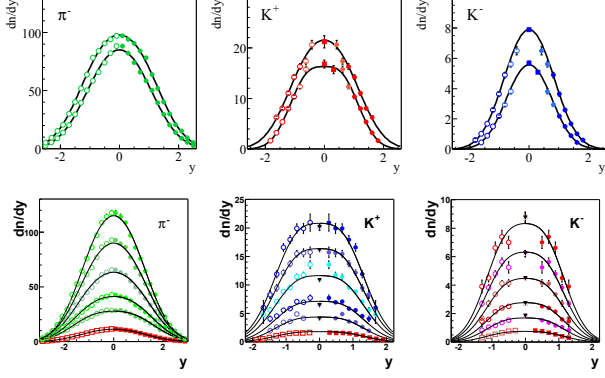


Figure 2: Top: Rapidity distributions of π^- , K^+ and K^- mesons produced in central Pb+Pb collisions at 20 and 30 A-GeV. For kaons squares and circles indicate the results of *tof* and *dE/dx* only analyzes, respectively. The closed symbols indicate measured points, open points are reflected with respect to mid-rapidity. The lines indicate double Gaussian fits to the spectra. The plotted errors, which are mostly smaller than the symbol size, are statistical only, the systematic errors are $\pm 5\%$. Bottom: rapidity spectra for Si+Si (squares) and the five centrality bins of minimum bias Pb+Pb collisions (circles) at 40 A-GeV beam energy. The triangles illustrate the mid-rapidity TOF measurements. The solid lines represent the fits described in the text.

systems and decreases slowly from there on to central Pb+Pb collisions. The $\langle K^+ \rangle / \langle N_W \rangle$ ratio rises fast with system size for the small systems. The value for central Si+Si reactions is slightly higher than the measurement for peripheral Pb+Pb collisions. The dependence on centrality seen in the minimum bias Pb+Pb data, on the other hand, is weak. A qualitatively similar behaviour is observed for the $\langle K^- \rangle / \langle N_W \rangle$ ratio.

The $\langle K^+ \rangle / \langle K^- \rangle$ ratio rises at small numbers of wounded nucleons with the system size and remains almost constant from peripheral to central Pb+Pb collisions. A similar behaviour is observed by the E802 Collaboration at AGS energies [4].

The $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ ratio is constructed by scaling the $\langle \pi^- \rangle$ yield with the π^+ / π^- ratio, as measured at mid-rapidity with the time-of-flight detectors. For the isospin symmetric systems C+C and Si+Si the ratio π^+ / π^- is unity. Again, a steep rise of the $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ ratio is observed for the small systems with the ratio in Si+Si collisions being higher than in peripheral Pb+Pb collisions. However, the centrality dependence of this ratio in minimum bias collisions is more pronounced than the one of the $\langle K^+ \rangle / \langle N_W \rangle$ ratio. The system size dependence of the $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ ratio resembles the one of the $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ ratio. The observed $\langle K^- \rangle / \langle \pi^- \rangle$ ratio in Si+Si collisions is close to the measurement in central Pb+Pb collisions.

The new results on π and K production at 20 and 30 A-GeV will now be discussed together with published measurements at lower (AGS) and higher (SPS, RHIC) energies. The dependence of basic hadron production prop-

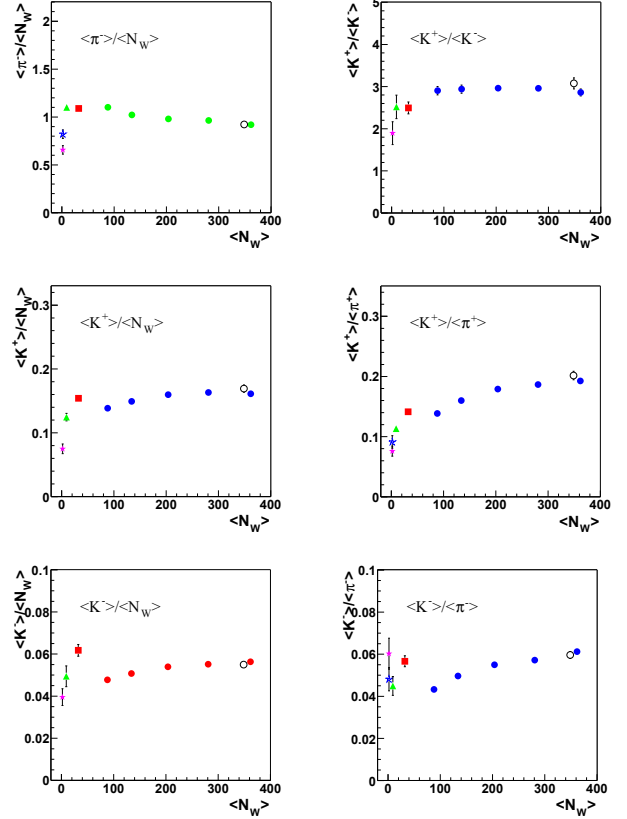


Figure 3: System size dependence of various ratios at 40 A-GeV. The p+p (full stars) and N+N (open stars) data points result from an interpolation of measurements at other energies (see text). C+C (triangles), Si+Si (squares), and minimum bias Pb+Pb (circles) are displayed at their corresponding $\langle N_W \rangle$.

erties on the collision energy, expressed by Fermi's measure F [5] ($F \equiv (\sqrt{s_{NN}} - 2m_N)^{3/4} / \sqrt{s_{NN}}^{1/4}$, where $\sqrt{s_{NN}}$ is the c.m.s. energy per nucleon–nucleon pair and m_N the rest mass of the nucleon) is plotted in Fig. 4 for central Pb+Pb (Au+Au) collisions and p+p(\bar{p}) interactions (see references in [6, 7]).

The top panel of the figure shows that the total number of pions ($\langle \pi \rangle = 1.5 \cdot (\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle)$) produced per wounded nucleon increases with energy as expected in both reactions. However, the rate of increase in nucleus–nucleus collisions becomes larger within the SPS energy range and then stays constant up to the RHIC domain. Below 40 A-GeV the ratio $\langle \pi \rangle / \langle N_W \rangle$ in A+A collisions is lower than in p+p interactions (pion suppression), while at higher energies $\langle \pi \rangle / \langle N_W \rangle$ is larger in A+A collisions than in p+p(\bar{p}) interactions (pion enhancement). The transition from pion suppression to pion enhancement (the “kink”) is demonstrated more clearly in the insert of Fig. 4, where the difference between $\langle \pi \rangle / \langle N_W \rangle$ for A+A collisions and the straight line parameterization of the p+p(\bar{p}) data is plotted as a function of F up to the highest SPS energy.

The energy dependence of the ratio $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ of the mean multiplicities of K^+ and π^+ mesons produced in

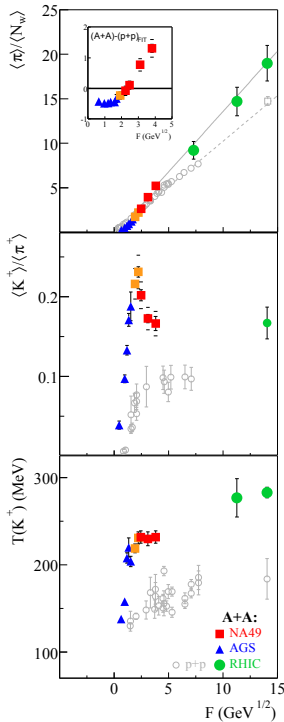


Figure 4: Energy dependence of the mean pion multiplicity per wounded nucleon, the $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ ratio and the inverse slope parameter T of the transverse mass spectra of K^+ mesons measured in central Pb+Pb (Au+Au) collisions (solid symbols) compared to results from p+p(\bar{p}) reactions (open dots). The changes in the SPS energy range (solid squares) suggest the onset of the deconfinement phase transition.

central Pb+Pb (Au+Au) collisions is plotted in the middle panel of Fig. 4. Following a fast rise from threshold, the ratio passes through a maximum (the “horn”) in the SPS range and then seems to settle to a lower plateau value at higher energies. Kaons are the lightest strange hadrons and $\langle K^+ \rangle$ counts for about half of all the anti-strange quarks produced in the collisions at AGS and SPS energies, the other half being contained in K^0 (isospin symmetry). Thus, the relative strangeness content of the produced matter passes through a sharp maximum at the SPS in nucleus–nucleus collisions. This feature is not visible in p+p(\bar{p}) reactions.

The energy dependence of the inverse slope parameter T of transverse mass spectra of K^+ mesons produced in central Pb+Pb (Au+Au) collisions is presented in the bottom panel of Fig. 4. The plateau at the SPS energies (the “step”) is preceded by a steep rise of T measured at the AGS and followed by a further increase indicated by the RHIC data. Although the scatter of data points is large, T appears to increase smoothly in p+p(\bar{p}) interactions [7].

The system size dependence of the yields of negatively charged pions and charged kaons are presented for C+C,

Si+Si, and minimum bias Pb+Pb collisions at 40 A·GeV beam energy. The nearly constant $\langle K^+ \rangle / \langle K^- \rangle$ ratio from C+C interactions up to central Pb+Pb collisions indicates that there are no significant changes in the respective production mechanisms of K^+ and K^- . The slow decrease of the $\langle \pi^- \rangle / \langle N_W \rangle$ ratio for centrality selected Pb+Pb collisions could be an effect of the increased pion absorption probability in the extended hot and dense nuclear matter of the larger systems.

The results on the $\langle K \rangle / \langle N_W \rangle$ and the $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ ratios suggest that the mean number of wounded nucleons $\langle N_W \rangle$ is not the appropriate scaling parameter for the system size dependence of the yields of charged kaons [8, 9].

New results on charged pion and kaon production in central Pb+Pb collisions at 20 and 30 A·GeV are presented and compared to measurements at lower and higher energies. A change of energy dependence is observed around 30 A· for the yields of pions and kaons as well as for the shape of the transverse mass spectra. Of the available model explanations [10, 11, 12, 13] a reaction scenario with the onset of deconfinement best reproduces the measurements.

References

- [1] S V Afanasiev et al., (NA49 Collaboration), Phys. Rev. **C66** (2002) 054902.
- [2] S. Afanasiev et al. (NA49 Collab.), Nucl. Instrum. Meth. **A430**, 210 (1999).
- [3] A M Rossi et al., Nuclear Physics **B84** (1975) 269.
- [4] Ahle et al., (E802), Phys. Rev. **C60** (1999) 044904.
- [5] E. Fermi, Prog. Theor. Phys. **5**, 570 (1950).
- [6] M. Gaździcki and D. Röhrich, Z. Phys. **C65**, 215 (1995); **C71**, 55 (1996) and references therein.
- [7] M. Kliemant, B. Lungwitz and M. Gaździcki, Phys. Rev. C **69**, 044903 (2004) [arXiv:hep-ex/0308002].
- [8] C Höhne for the NA49 Collaboration, Nucl. Phys. A715 (2003) 474c.
- [9] C Alt et al., (NA49 Collaboration), nucl-ex/0406031.
- [10] M. Gaździcki, M. I. Gorenstein, F. Grassi, Y. Hama, T. Kodama and O. . J. Socolowski, Braz. J. Phys. **34**, 322 (2004) [arXiv:hep-ph/0309192].
- [11] S. A. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **41**, 225 (1998) [arXiv:nucl-th/9803035].
- [12] H. Sorge, H. Stöcker and W. Greiner, Nucl. Phys. A **498** (1989) 567C.
- [13] W. Cassing, E. L. Bratkovskaya and S. Juchem, Nucl. Phys. A **674**, 249 (2000) [arXiv:nucl-th/0001024].

Recent results from the NA49 experiment

C. Alt¹, C. Blume¹, P. Dinkelaker¹, D. Flierl¹, V. Friese², M. Gaździcki¹, C. Höhne², S. Kniege¹, M. Kliemant¹, B. Lungwitz¹, M. Mitrovski¹, M. Otto¹, R. Renfordt¹, A. Sandoval², T. Schuster¹, R. Stock¹, C. Strabel¹, H. Ströbele¹, and the NA49 Collaboration

¹Fachbereich Physik der Universität Frankfurt, ²GSI Darmstadt

Energy dependence of hyperon production

One of the most interesting results from the NA49 energy scan program at the CERN SPS is an anomalous behaviour of the energy dependence of the $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ -ratio in central Pb+Pb reactions [1]. Also, results on the energy dependence of K^- , ϕ -, Λ -, $\bar{\Lambda}$ -, and Ω -production have been reported [2, 3, 8]. The question whether all strange particles exhibit rapid changes in their yield relative to pions and what is the physics origin of these observed changes [4, 5], is of particular interest.

In order to complete the picture, a systematic study of the Ξ -production as function of beam energy and system size has been started. Figure 1 shows a preliminary result for the Ξ^- - and Ξ^+ -yield at mid-rapidity for the beam energies 20A, 30A, 40A, 80A, and 158A GeV, compared to data at higher energies as measured by the STAR collaboration [6]. While the Ξ^+ -yield is strongly rising in the SPS energy regime, the Ξ^- -yield does not exhibit a very pronounced energy dependence over the depicted range of beam energies. With increasing beam energy Ξ^+ - and Ξ^- -yields are getting closer as the net-baryon density at mid-rapidity is approaching zero.

High- p_t spectra of identified particles

At RHIC energies an enhancement of the baryon/meson ratio above unity at higher p_t has been observed. This result was interpreted in terms of quark coalescence models, thereby implying that at these beam energies free quarks

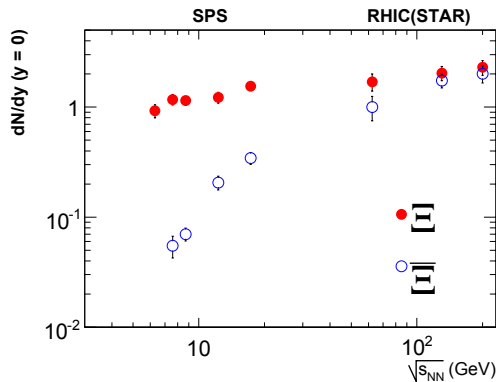


Figure 1: The Ξ^- and Ξ^+ yields at mid-rapidity, measured by NA49 and STAR as a function of $\sqrt{s_{NN}}$.

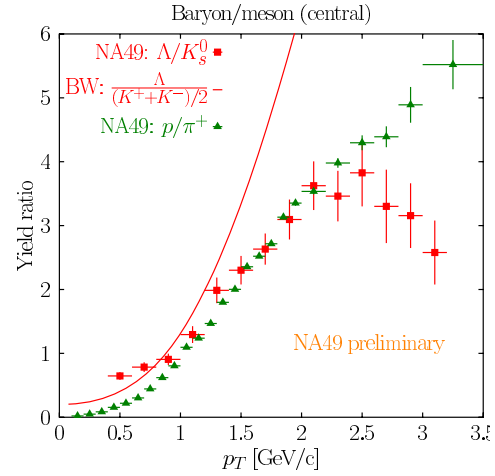


Figure 2: The baryon/meson ratio as a function of p_t . Shown are the Λ/K_s^0 - and the p/π^+ -ratio for central Pb+Pb collisions at 158A GeV (23.3% and 5% most central, respectively).

are the relevant degrees of freedom. A large statistics data set for central Pb+Pb reactions, taken by NA49 in 2000, allowed a similar study for top SPS energies [7]. As shown in Fig. 2 a similar rise of the baryon/meson ratio can also be observed here. The Λ/K_s^0 -ratio, as well as the p/π^+ -ratio, is steeply rising in the p_t -range of 1-2 GeV/c and cross unity around 1 GeV/c. While this behaviour is qualitatively the same for Λ/K_s^0 and p/π^+ below 2 GeV/c there is an indication for a different p_t -dependence above. Also shown in Fig. 2 is the expectation from a hydrodynamically inspired blast wave model (solid line), which, however, does not describe the data above $p_t = 1$ GeV/c.

System size dependence of 2-pion correlations

The extraction of radius parameters from two-particle correlation functions are a well established technique to obtain information about the particle emitting source in space and time. NA49 has analysed two-pion correlations in central Pb+Pb collisions at beam energies from 20A to 158A GeV [8]. Our results confirm that from AGS to RHIC energies the transverse size parameters of the pion emitting source vary little although the number of produced pions

increases by a factor of 20. This intriguing finding asks for more differential experimental data which may help to find a consistent interpretation of the extracted size parameters. In this spirit we have extended the two-pion correlation analysis to Pb+Pb collisions at different centralities. Minimum bias Pb+Pb events obtained at 40A and 158A GeV were divided into 6 centrality classes according to the energy carried by the projectile spectators as measured by our Veto calorimeter. Class 1 corresponds to the 5% fraction of the most central collisions. The other fractions are 5 to 12.5%, 12.5 to 23.5%, 23.5% to 33.5%, 33.5 to 43.5%, and $> 43.5\%$. Details of the analysis procedure can be found in [9]. The results are summarised in Fig. 3. It shows the variation of the three radius parameters R_{side} (upper), R_{out} (middle) and R_{long} (lower) with centrality the latter being quantified by the mean number of nucleons participating in the collision ($\langle N_{\text{part}} \rangle$). The dots represent the 40A GeV and the triangles the 158A GeV data. The R_{side} values are the same at both beam energies for all centralities. R_{out} has a close to linear dependence on centrality with a smaller slope for the 158A GeV than for the 40A GeV data. This results in a slightly lower value of R_{out} at 158A GeV than at 40A GeV in central collisions. R_{long} increases from 40A GeV to 158A GeV by roughly 15% at all centralities. All three functional dependences extrapolate to finite radius parameters ($R \approx 2$ fm) at $\langle N_{\text{part}} \rangle = 0$.

References

- [1] M. Gaździcki (for the NA49 collaboration), J. Phys. G **30** (2004), S701.
- [2] V. Friese et al. (for the NA49 collaboration), J. Phys. G **31** (2005), s911.
- [3] C. Blume et al. (for the NA49 collaboration), J. Phys. G **31** (2005), s685.
- [4] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, S. Wheaton, [arXiv:hep-ph/0510283].
- [5] M. Gaździcki and M.I. Gorenstein, Acta Phys. Polon. **B 30** (1999), 2705.
- [6] S. Salur et al. (for the STAR collaboration), [arXiv:nucl-ex/0509036].
- [7] A. Laszlo and T. Schuster (for the NA49 collaboration), [arXiv:nucl-ex/0510054].
- [8] C. Alt et al. (NA49 collaboration), GSI-Report 2004, NQMA-EXP-14.
- [9] C. Alt, Diplomarbeit 2005, Universität Frankfurt.

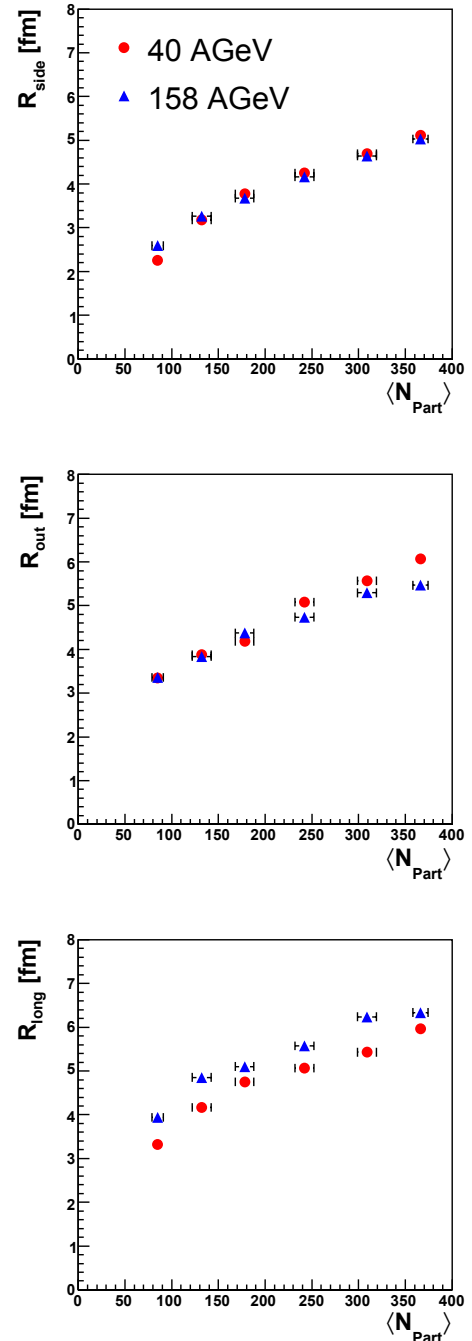


Figure 3: Radius parameters as function of number of participant nucleons as measured in minimum bias Pb+Pb collisions at 40A and 158A GeV.

Multiplicity fluctuations in nuclear collisions at 158A GeV

C. Alt¹, C. Blume¹, P. Dinkelaker¹, D. Flierl¹, V. Friese², M. Gaździcki¹, C. Höhne², S. Kniege¹, M. Kliemant¹, B. Lungwitz¹, M. Mitrovski¹, M. Otto¹, R. Renfordt¹, A. Sandoval², T. Schuster¹, R. Stock¹, C. Strabel¹, H. Ströbele¹ for the NA49 Collaboration and E. Bratkovskaya³ and M. Gorenstein³ for the HSD and UrQMD Collaboration

¹Fachbereich Physik der Universität Frankfurt, ²GSI Darmstadt, ³Frankfurt Institute for Advanced Studies

Multiplicity fluctuations in nuclear collisions are dominated by an event-by-event variation of the number of nucleons participating in a collision, N_P . This is caused by the fluctuations of the initial states of the colliding nuclei and probabilistic character of an interaction process. The fluctuations of N_P form usually a large and uninteresting background. In order to minimize its contribution NA49 at the CERN SPS selected samples of nuclear collisions with fixed numbers of projectile participants, N_P^{proj} [1].

This selection is possible due to measurement of the

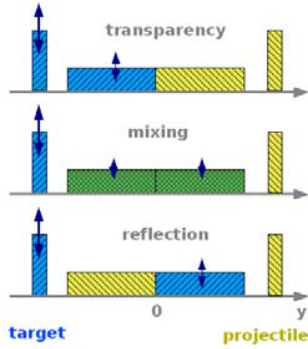


Figure 1: The sketch of the rapidity distributions of the particle production sources (horizontal rectangles) in nucleus-nucleus collisions resulting from the transparency, mixing and reflection models [2]. The spectator nucleons are indicated by the vertical rectangles. In collisions with the fixed number of projectile spectators only matter related to the target shows significant fluctuations (vertical arrows).

spectator energy in each individual collision by use of a forward calorimeter. However, even in the samples with $N_P^{proj} = const$ the number of target participants fluctuates considerably. Hence, an asymmetry between projectile and target participants is introduced. It was recently proposed [2] to use this difference to locate the final state flows related to the projectile and the target. Qualitatively, one expects large multiplicity fluctuations in the domain related to the target and small fluctuations in the domain related to the projectile. When both flows are mixed intermediate fluctuations are predicted. The whole procedure is presented in a graphical form in Fig. 1. Clearly, the fluctuations measured in the target momentum hemisphere are larger than those measured in the projectile hemisphere in transparency (T)-models. The opposite relation is predicted for reflection (R)-models, whereas for mixing (M)-models the fluctuations in the projectile and target hemispheres are

the same. The difference between these approaches are expected to be the largest for semi-peripheral collisions of heavy nuclei, where the relative fluctuations of N_P^{proj} reach a maximum. The NA49 results on scaled variance of mul-

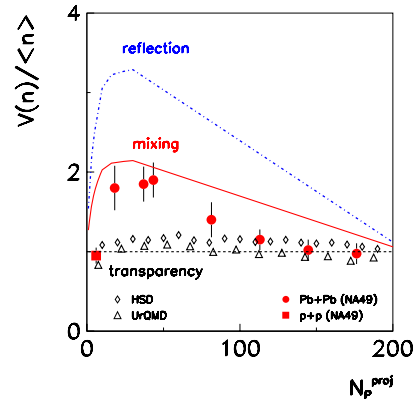


Figure 2: The dependence of the scaled variance of negatively charged particle multiplicity on N_P^{proj} measured in Pb+Pb (circles) and p+p (square) interactions at 158A GeV in comparison to models.

tiplicity fluctuations ($V(n)/\langle n \rangle \equiv (\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2)/\langle n \rangle$) in Pb+Pb and p+p interactions at 158A GeV are presented in Fig. 2. The measurements were performed for negatively charged hadrons in the projectile rapidity domain ($1.1 < y_{cm} < 2.6$). The scaled variance increases with decreasing number of projectile participants, N_P^{proj} . A comparison with the predictions for the T-, M- and R-models suggests a large degree of mixing of projectile and target flows, as expected in approaches assuming a significant thermalization of the matter at early stage of collisions.

The string-hadronic models, HSD and UrQMD, follow [3] the trend expected for the transparency scenario (see Fig. 2) and thus they under-predict the measured fluctuations for peripheral Pb+Pb collisions.

References

- [1] M. Rybczynski *et al.* [NA49 Collaboration], J. Phys. Conf. Ser. **5**, 74 (2005).
- [2] M. Gaździcki and M. Gorenstein, arXiv:hep-ph/0511058.
- [3] V. P. Konchakovski, S. Haussler, M. I. Gorenstein, E. L. Bratkovskaya, M. Bleicher and H. Stocker, arXiv:nucl-th/0511083.

Two-particle azimuthal correlations at high transverse momentum in Pb-Au at 158 AGeV/c

M. Płoskoń, S. Kniege and H. Appelshäuser for the CERES Collaboration,
Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt, Germany

Abstract

We present new results of two-particle azimuthal correlations at high transverse momentum emerging from the analysis of the year 2000 data set recorded with the CERES Time-Projection Chamber.

Introduction

It has been reported that a dense color charged medium created in nucleus-nucleus collisions would strongly enhance the energy loss of a hard-scattered parton and modify its fragmentation function, resulting in the suppression of high- p_t hadrons in the final state observed at RHIC [1, 2]. A statistical analysis of the azimuthal angular correlation with respect to a leading hadron is suitable to verify the jet and di-jet production and address the question of their in-medium modification [3]. Due to its full azimuthal coverage at mid-rapidity the CERES spectrometer at the CERN-SPS is ideally suited for angular correlation studies.

Experiment and data analysis

The present study of leading hadron azimuthal correlations is based on the analysis of 30 million Pb-Au events at 158 AGeV/c recorded with the CERES spectrometer at SPS in the year 2000. The momenta of the charged particles are determined by the curvatures of their tracks in the radial Time Projection Chamber (TPC). The detector acceptance is 2π in azimuth and 2.1 to 2.7 in pseudo-rapidity. Due to the limited two-track resolution a separation cut of $\Delta\theta > 10$ mrad has been applied.

For the analysis of leading hadron correlations, we follow a scheme presented by the PHENIX collaboration [3]. We select trigger particles in the range $2.5 \text{ GeV}/c < p_t^{\text{trigger}} < 4.0 \text{ GeV}/c$ and calculate the azimuthal angular difference $\Delta\phi^{\text{same}}$ with respect to associated particles with $1.0 \text{ GeV}/c < p_t^{\text{assoc.}} < 2.5 \text{ GeV}/c$ in the same event. The normalized yield $Y(\Delta\phi^{\text{same}})$ has been divided by the normalized yield $Y(\Delta\phi^{\text{mixed}})$ obtained from mixed event pairs to form a correlation function $C(\Delta\phi) = \frac{Y_{\text{same}}(\Delta\phi)}{Y_{\text{mixed}}(\Delta\phi)}$. Subtracting the 2-particle flow [4, 5] contribution from the correlation function (*Zero Yield at Minimum* method [3]), it is possible to reconstruct the conditional yield distribution of jet-associated particles per trigger given by:

$$\frac{1}{N_{\text{trig}}} \frac{dN^{AB}}{d\Delta\phi} = \frac{J(\Delta\phi)}{\int C(\Delta\phi') d(\Delta\phi')} \frac{N^{AB}}{N^A}, \quad (1)$$

where N^A is the number of triggers and N^{AB} the total number of AB pairs in the event sample. The conditional yields have been corrected for the single hadron efficiency.

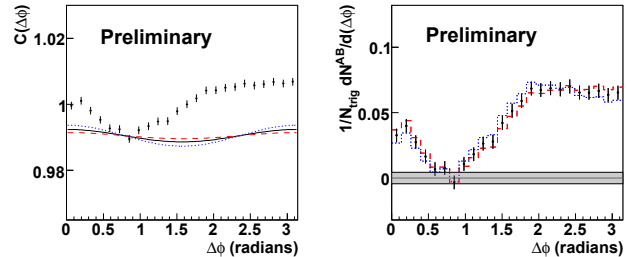


Figure 1: *Left:* Correlation function for 0–5% most central events. The full lines indicate flow contributions estimated with the ZYAM method. *Right:* Conditional yield of the jet-pair distributions (Eq. 1). The full, horizontal bands represent the systematic uncertainty resulting from the flow constant estimation by the ZYAM method. The dashed and dotted lines estimate the systematic uncertainties due to the statistical uncertainty of flow contribution.

Results and conclusions

The correlation function and conditional yield of the (di-)jet associated particles are shown in Fig. 1. It is observed that the away-side structure is rather a plateau, revealing the existence of a local minimum at π . This significant modification of the back-to-back structure is possibly caused by substantial re-interaction of the scattered partons in the medium. The present findings at top SPS energy show features which are qualitatively similar to results obtained by the PHENIX collaboration from Au+Au $\sqrt{s} = 200$ GeV at RHIC [3]. These observations had been discussed in the context of conical flow patterns emerging from supersonic partons in a thermalized colored medium [6, 7]. It is remarkable that such mechanisms may also be at work at SPS energies.

References

- [1] C. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 202301 (2002)
- [2] K. Adcox *et al.*, Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005)
- [3] S. S. Adler *et al.*, [arXiv:nucl-ex/0507004].
- [4] G. Agakichiev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 032301
- [5] J. Milosevic, [arXiv:nucl-ex/0510057].
- [6] H. Stöcker, Nucl. Phys. A **750** (2005) 121, [arXiv:nucl-th/0406018]. L. M. Satarov, H. Stoecker and I. N. Mishustin, Phys. Lett. B **627**, 64 (2005)
- [7] J. Casalderrey-Solana, E.V. Shuryak, and D. Teaney, (2004) [arXiv:hep-ph/0411315].

Leading hadron azimuthal correlations in ALICE central barrel

Mateusz Płoskoń and Harald Appelshäuser,
Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt, Germany

Abstract

Leading hadron azimuthal angular correlations in the ALICE central barrel are studied with the HIJING event generator employing scenarios with and without in-medium jet quenching. We investigate the potential of leading hadron correlation studies in the high multiplicity environment of a Pb-Pb collision at $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV in the central barrel of the ALICE detector.

Introduction

For the first time in heavy-ion collisions, *exclusive* jet reconstruction will be possible at LHC. This will allow for a detailed study of medium-induced modifications of the jet fragmentation, providing a sensitive probe to investigate the properties of the QGP produced at LHC.

On the other hand, most of our present knowledge about jet modification in heavy-ion collisions at SPS and RHIC [1] is based on *statistical* methods. These methods employ azimuthal correlations between a high- p_t leading hadron (the *trigger* particle) and other particles from the same event, selected in a lower p_t range (the *associated* particles). A significant suppression of moderate p_t associated particles on the away-side ($\Delta\phi \approx \pi$) has been observed in central Au-Au collisions, interpreted as a consequence of medium-induced energy loss of the leading parton in the dense partonic matter at RHIC.

HIJING Simulation

For the present investigation, central Pb-Pb HIJING events ($\sigma/\sigma_{\text{geo}} < 10\%$) at $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV have been studied. The HIJING events have been processed by a fast simulation, applying the acceptance filter of the ALICE central barrel $|\eta| < 0.9$ and a parametrized momentum resolution. We compare the results of HIJING event samples in quenched and unquenched mode. For each sample, $4 \cdot 10^5$ events have been generated.

Charged trigger particles with transverse momentum $8 < p_t^{\text{trig}} < 15$ GeV/c have been selected in the acceptance of the ALICE central barrel $|\eta| < 0.9$. Pairs are created with associated particles in the same acceptance and in a lower p_t -range and plotted as a function of their azimuthal separation $\Delta\phi$ (see Fig. 1). The choice of this range of p_t^{trig} allows a comparison to recent results from RHIC for which the same p_t^{trig} had been chosen [3].

In all investigated cases of $z_t = p_t^{\text{assoc}}/p_t^{\text{trig}}$, a considerable amount of combinatorial background is observed, even at the highest selection of p_t^{assoc} . The signal-to-background ratio S/B has been determined in $\pm 2\sigma$ win-

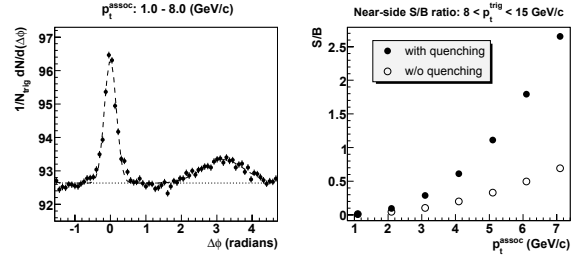


Figure 1: *Left:* Leading hadron azimuthal correlations in quenched central Pb-Pb HIJING events at $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV for $8 < p_t^{\text{trig}} < 15$ GeV/c and $1 < p_t^{\text{assoc}} < 8$ GeV/c. *Right:* Near-side signal-to-background ratio S/B in quenched and unquenched HIJING events as function of p_t^{assoc} for $8 < p_t^{\text{trig}} < 15$ GeV/c.

dows around the peaks, using the fit results for σ and the integral. The dependence on p_t^{assoc} of S/B at the near-side is shown in Fig. 1.

As expected, S/B improves with increasing p_t^{assoc} . In the quenched scenario, this improvement is much more pronounced than in the unquenched events, reflecting the softer p_t spectrum of the background in the quenched events.

The observed signal-to-background ratios are in contrast to preliminary results from central Au-Au collisions at RHIC, presented by STAR. At these energies and for the same choice of p_t^{trig} , the signal-to-background ratio at the near-side is close to unity for $3 < p_t^{\text{assoc}} < 4$ GeV/c. At $p_t^{\text{assoc}} > 6$ GeV/c, the STAR measurement is essentially free of combinatorial background [3]. This is expected from the much softer background spectrum at RHIC energies. We note, however, that the results of the present study rely strongly on the details of final-state interactions implemented in HIJING.

References

- [1] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Phys.Rev.Lett.88, 022301 (2002); C. Adler et al. (STAR Collaboration), Phys.Rev.Lett.89, 202301 (2002); S.S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys.Rev.Lett.91, 072301 (2003); J. Adams et al. (STAR Collaboration), Phys.Rev.Lett.91, 172302 (2003); C. Adler et al. (STAR Collaboration), Phys.Rev.Lett.90, 082302 (2003); G.Agakichiev et al. (CERES Collaboration), Phys.Rev.Lett.92, 032301 (2004). M. Ploskon et al. (CERES Collaboration), nucl-ex/0511043.
- [2] J. Adams et al. (STAR Collaboration), nucl-ex/0501016.
- [3] D. Magestro (STAR Collaboration), nucl-ex/0510002.

Quarkonia measurements with the central detectors of ALICE*

W. Sommer[†], H. Appelshäuser, C. Blume, M. Hartig, M. Kessenbrock,
M. Kliemant, S. Kniege, F. Kramer, M. Ploskon, R. Renfordt, D. Wegerle
for the ALICE-TRD collaboration,
Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt a.M., Germany

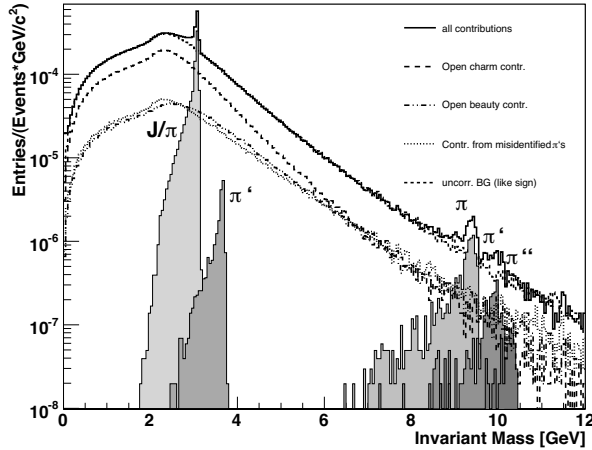


Figure 1: The invariant mass distribution of e^+e^- pairs corresponds to $2 \cdot 10^8$ events reflecting the expected statistics of one ALICE running year. The centrality was 10 % at a multiplicity of 3000. A p_t -cut on single electrons of 1 GeV/c was applied.

With the unprecedented energies of 5.5 TeV in PbPb collisions, available at the LHC, detailed measurements of the various heavy-quarkonia states in heavy ion collisions will be possible for the first time. The ALICE detector will be able to measure quarkonia in the dimuon and dielectron channel in different kinematical regions. These simulation studies investigate the physics capabilities of quarkonia measurements with the inner tracking system (ITS), the time projection chamber (TPC) and the transition radiation detector (TRD) covering a rapidity range from -0.9 to 0.9.

The presented simulations are based on calculations for quarkonia rates within the Color Evaporation model [Acc03]. The expected cross sections for the various quarkonia states are calculated for pp-collisions at $\sqrt{s}=5.5$ TeV. From these cross sections the PbPb-cross sections are calculated using N_{coll} scaling obtained by Glauber model calculations. In addition nuclear shadowing is included using the EKS98 parametrisation.

Due to the cross sections for the rare quarkonia states detailed simulations cannot be performed with today's computer facilities in an acceptable amount of time. For this reason a fast simulator was developed. It consists of three modules: A generator, a detector parametrisation and the analysis. The quarkonia states are generated according to

the calculated rates and to the kinematical distributions obtained by scaling the distributions measured by the CDF experiment. In addition two main sources of background electrons are considered: electrons coming from charm and bottom decays are simulated using the CDF scaled distributions and background due to misidentified pions is simulated by a parametrised HIJING generator tuned to the multiplicity of $dN/dy_{ch}=3000$.

The detector response is then evaluated using parametrisations describing detection probability, momentum resolution and particle identification. The parametrisations were obtained using microscopic simulations of HIJING events with embedded electrons. For a detailed description of the parametrisation see [Gro05].

As can be seen from Fig. 1 and the values from Tab. 1 the J/Ψ and the Υ are detectable with good signal to background ratio and significance. The higher mass states are clearly distinguishable from the background, however the accumulated statistics was not sufficient to give quantitative values. A Gaussian fit to the observed peaks gives a width of 33 MeV for the J/Ψ and 90 MeV for the Υ . Given this resolution the distinction of the different Υ -states will be possible.

For more results and a more detailed description of the performed studies see [PPRVII].

Table 1: Expected signals (S), signal to background ratio (S/B) and significance (SGN) corresponding to $2 \cdot 10^8$ events.

Particle	S	S/B	SGN
J/Ψ	120.000	1.4	260
Υ	1.250	1.6	28
Υ'	470	0.6	13.1

References

- [Gro05] J.F. Grosse-Oetringhaus, *Determination of the Physics Performance of the ALICE Central Barrel using a Distributed GRID Computing Environment*, Diploma thesis, Institut für Kernphysik, Münster, 2005
- [Acc03] A. Accardi *et al.*, arXiv:hep-ph/0308248.
- [PPRVII] ALICE PPR Volume II, CERN/LHCC 2005-030, 2005

* Work supported by BMBF

[†] sommer@ikf.uni-frankfurt.de

Arbeitsgruppe Prof. Dr. Klaus J. Peters - Aktivitäten am IKF

Klaus Peters, Andrea Wilms, Klaus Götzen, Helena Nowak



Postdoc: Dr. Klaus Götzen, Gruppenleitung: Prof. Dr. Klaus Johannes Peters, Labor-Leitung: Dr. Andrea Wilms, Doktorandin: Dipl.-Phys. Helena Nowak

Seit August 2005 ist am Institut für Kernphysik Frankfurt eine neue Gruppe mit angegliedertem Labor beheimatet.

Die Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Klaus J. Peters, der Anfang 2005 an die Universität Frankfurt berufen wurde, führt Aktivitäten innerhalb der BES II/III- und der PANDA-Kollaboration durch. Das BES II-Experiment am IHEP (Peking) hat seine Datennahme bereits abgeschlossen, wodurch sich die Arbeiten im Rahmen dieses Experimentes auf die Datenanalyse konzentrieren. Das PANDA-Experiment an der GSI Darmstadt ist eines der größten Zukunftsprojekte Deutschlands auf dem Gebiet der Hadronen- und Kernphysik und befindet sich derzeit in der Entwicklungsphase. Im Folgenden werden die Forschungsschwerpunkte und Ziele der neuen Arbeitsgruppe vorgestellt.

Geplante Aktivitäten am IKF

Die Schwerpunkte der Arbeitsgruppe liegen sowohl auf dem Hardware-, als auch auf dem Software-Sektor. Die Arbeiten der Gruppe gliedern sich wie folgt:

- I. Entwicklung, Test und Charakterisierung von Avalanche Photodioden (APDs) zur Auslese elektromagnetischer Kalorimeter (EMC) im Rahmen des PANDA-Experiments.
- II. Test verschiedener Szintillator-Materialien für das PANDA-EMC
- III. Konzipierung, Entwicklung, und Testmessungen für den Cherenkov-Detektor (DIRC) des PANDA-Experiments.
- IV. Implementierung der Fast-Simulation für den PANDA-Detektor (Core-Computing).
- V. Datenanalyse, der an BES II/III (IHEP, Peking) aufgezeichneten Daten (Charmonium- und Light Quark-Spektroskopie).

Zur Durchführung der Punkte I und II wurde das APD-Labor Frankfurt eingerichtet und wird zurzeit weiter ausgebaut. Hierbei liegen die Schwerpunkte der Laborarbeiten auf der Messung der internen APD-Verstärkung, der Kapazität, des internen Widerstands der einzelnen Dioden, sowie deren Excess Noise Factors. Für die nach der Entwicklungs- und Testphase der APDs vorgesehenen Massentests (hierbei handelt es sich ein Kontingent von ca. 44.000 Stück) werden Testprozeduren und problemspezifische Teststände konzipiert und im APD-Labor zum Einsatz gebracht. Zur Bestimmung der Strahlenhärte der APDs werden zahlreiche Messungen an Beschleunigern im Rahmen einer internationalen Zusammenarbeit durchgeführt.

Diverse Testmessungen unterschiedlichster Szintillator-Materialien werden hinsichtlich der Lichtausbeute, Linearität, etc. ebenfalls im APD-Labor durchgeführt.

Der Beitrag der Arbeitsgruppe zur Konzipierung des Cherenkov-Detektors DIRC von PANDA (Punkt III) gliedert sich in folgende Schwerpunkte:

Es werden in enger Zusammenarbeit mit der GSI Materialtests für diesen Subdetektor durchgeführt. Außerdem werden Messaufbauten zur Qualitätskontrolle (z.B. Messung der Reflexionskoeffizienten der internen Totalreflexion) für die optionalen Radiatoren an der GSI entwickelt.

Der zweite Schwerpunkt der Arbeiten innerhalb der DIRC-Detektorgruppe liegt im Bereich der Auslese des Cherenkov-Lichtes. Eine Option hierfür stellen APDs dar, die im Geiger-Mode (d.h. die Betriebsspannung dieses APD-Typs liegt oberhalb der Durchbruchsspannung) operieren. Besonders hervorzuheben ist hierbei deren Verwendung zum Nachweis einzelner Photonen (single photon detection). Zum Test und zur Charakterisierung dieser APDs soll in absehbarer Zukunft eine Erweiterung des bestehenden APD-Labors erfolgen.

Innerhalb der Entwicklungsphase eines komplexen Detektors spielt die Simulation einzelner Detektorkomponenten, sowie wichtiger physikalischer Fragestellungen eine entscheidende Rolle. Um die Anforderungen an die einzelnen Subdetektoren bezüglich deren Geometrien, Messgenauigkeiten und Nachweiseffizienzen zu ermitteln, ist eine Simulation erforderlich, in der Änderungen verschiedener Detektorparameter einfach und effizient zu realisieren sind. Am IKF werden signifikante Beiträge zur Entwicklung dieser so genannten Fast-Simulation (Punkt IV) geleistet.

Analog zum PANDA-Experiment ist auch bei dem am BEPC-Beschleuniger des IHEP stattfindenden BES-Experiment die Untersuchung von Charmonium und Open-Charm Schwerpunkt des physikalischen Messprogramms (Punkt V). Die am IKF durchgeführte Datenanalyse basiert hierbei auf Messdaten des bereits abgeschlossenen BES II-Experiments. Für zukünftige Aktivitäten im Rahmen des BES III-Experimentes ist eine Analyse der aufgezeichneten Daten vorgesehen. Dieses Experiment wird seinen Messbetrieb im Jahre 2007 aufnehmen.

Atomphysik

Helmholz-Hochschul-Nachwuchsgruppe VH-NG-107 - Eine neue Arbeitsgruppe stellt sich vor	29
Radiative Electron Capture to the Continuum Cusp (RECC) in 90AMeV $U^{88+} + N_2$	31
A Radiation Microscope with Toroidal Sectors	32
Umbauten und Neuerungen des XXL-Coltrimsaufbaus am 2,5 MeV-Van-de Graaff-Beschleunigers	33
Longitudinal Momentum Distributions in Simultaneous Ionization of Target and Projectile in 3.6AMeV $Ne^{3+} + Ar$ Collisions	35
Simultaneous Electron Capture to Bound Continuum States in 90AMeV $U^{88+} + N_2$ Collisions	36
Complete Double Differential Cross Section for Low Energy Electron Emission in Solids Induced by Sift heavy ion Impact	37
Interatomic Coulombic Decay und andere Doppelionisationsmechanismen	38
Photodoppelionisation von H_2 - Eine Analogie zum Doppelspalt	40
Photoionisation und Doppelanregung in H_2 und D_2	43
K-Schalen Photoanregung und Ionisation von Kaliumatomen	45
Elektronenkorrelation in Supraleitern	48
Atomic and Molecular Ion Emission from Solid Surfaces by Binary Impact	49
Transferionisation in schnellen Ion-Atom-Stößen-experimentelle Untersuchung des Heliumgrundzustande	50
Elektroneneinfang in Protonen aus D_2 -Molekülen	51
Pump-Probe Experimente zur Ionisation von diatomaren Molekülen H_2, D_2, N_2 in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen	55
Orientierungseffekte bei der Doppelionisation von N_2 und O_2 in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen	56
Aufbau des Laserlaboratoriums und Ionisation von Helium in Ultrakurzen zirkularpolarisierten Laserpulsen	57
Erzeugung verschiedener Cluster in einer einfachen Überschallgasexpansion	58
Erzeugung von mikroskopischen, flüssigen 4He / und H_2 -Jets	60
A Study Vacuum Expansion of Solid Helium-4	61

Helmholtz-Hochschul-Nachwuchsgruppe VH-NG-107

„Many Particle Momentum Spectroscopy with Synchrotron and FEL Radiation“

Eine neue Arbeitsgruppe stellt sich vor

Thorsten Weber, Wenbin Li, Katharina Kreidi, Dominique Akoury

Abstract

Seit September 2005 wirkt die neu gegründete Helmholtz-Hochschul-Nachwuchsgruppe am Institut für Kernphysik Frankfurt. Diese Arbeitsgruppe basiert auf einer Kooperation des DESY/Hamburg (Helmholtz-Zentrum) und der Johann-Wolfgang-Goethe Universität (Hochschulpartner) gefördert durch den Impuls und Vernetzungsfond der Helmholtz-Gemeinschaft. Im Folgenden werden die Idee und Art der Förderung sowie Forschungsschwerpunkte der jungen Nachwuchsgruppe vorgestellt.

Die Helmholtz-Nachwuchsgruppe:

Grundgedanke der Förderung vom Typ A (Helmholtz-Hochschul-Nachwuchsgruppe nach www.helmholtz.de):

Diese Art der Förderung setzt voraus, dass bereits zu Beginn der Laufzeit eine enge nachweisbare Verbindung des Nachwuchsgruppenleiters mit einer Hochschule besteht. Die gemeinsame Helmholtz-Hochschul-Nachwuchsgruppe soll an Schnittstellen von Forschungs- oder Kompetenzfeldern Profilspitzen setzen, die beiden beteiligten Einrichtungen (Helmholtz-Zentrum und Hochschule) einen Zuwachs an wissenschaftlichem Renommee bringen: Konkret muss die Thematik der Gruppe in ein Helmholtz-Programm und gleichzeitig in die Schwerpunktsetzung der Hochschule bzw. Fakultät passen. Es wird begrüßt, wenn der Leiter der Helmholtz-Hochschul-Nachwuchsgruppe zusätzlich gemeinsam als Juniorprofessor berufen wird.

Auch in Fällen, in denen die Berufung auf eine Juniorprofessor keine Option darstellt, soll der Leiter der gemeinsamen Nachwuchsgruppe gemeinsam durch Helmholtz-Zentrum und Hochschule bestellt werden und die gleichen Rechte und Pflichten wie Juniorprofessor nach Maßgabe der Landeshochschulgesetze erhalten (Personal und Budgetverantwortung, Führen von Doktoranden zur Promotion, Übernahme von Lehrverpflichtungen ≤ 4 SWS, Zugang zu allen notwendigen Ressourcen/Infrastruktur).

Die Auswahl der Kandidaten erfolgt nach folgenden Gesichtspunkten:

- Exzellenz des vorgeschlagenen Arbeitsprogramms: Innovationsgehalt, Relevanz; Struktur und Durchführbarkeit;
- Qualität des Kandidaten: Lebenslauf, Publikationen, Auszeichnungen und weiteres;
- Formale Qualität des Antrages;
- Bei Helmholtz-Hochschul-Nachwuchsgruppen: Eindeutig erkennbare Synergieeffekte durch Zusammenarbeit zwischen Zentrum und Partnerhochschule.

Es werden die besten Kandidaten unabhängig von Themen oder Zentren ausgewählt.

Um frühe wissenschaftliche Selbständigkeit zu gewähren und ihm die Möglichkeit zu geben, sich für eine Hochschulkarriere zu qualifizieren, wird der Kandidat von Seiten der Hochschule in die Forschung und Lehre der Universität integriert. Er wird in beiderseitigem Einvernehmen mit Lehraufgaben i.H.v. maximal vier Semesterwochenstunden betraut. Die Universität nimmt nicht durch dienstliche Anordnungen Einfluss auf die selbstständige Bearbeitung des genannten Forschungsvorhabens. Der Kandidat erhält die Personal- und Budgetverantwortung für die Nachwuchsgruppe sowie das Recht, Doktorand(inn)en zur Promotion zu führen. Die Nachwuchsgruppe erhält Zugang zu allen erforderlichen Ressourcen und die Möglichkeit der Nutzung der Infrastruktur der Universität.

Die Nachwuchsgruppe kann an der Hochschule oder in einem Helmholtz-Zentrum oder an beiden Institutionen angesiedelt sein. Sie soll aber definierte Leistungen in beiden Partneereinrichtungen erbringen, gemäß dem genehmigten Arbeitsprogramm. In dem Fall der hier beschriebenen Arbeitsgruppe wird sich das Team zu etwa gleichen Teilen (jedoch nacheinander) an beiden Institutionen ansiedeln. Die Startphase (2 Jahre) soll unter Benutzung der bereitgestellten Infrastruktur an der Hochschule vollzogen werden.

Physikalischer Hintergrund:

Die neue Arbeitsgruppe wird die Dynamik von einfachen atomaren und molekularen Vielteilchensystemen mit Hilfe von Synchrotronstrahlung, Laser- und (X)FEL-Feldern in Kombination mit einem modernen Vielteilchenabbildungssystem (COLTRIMS) untersuchen. Die Idee ist es die verschränkte Bewegung von freien oder auch gebundenen Teilchen abzubilden – oder in anderen Worten, die Frage zu beantworten: Welche Parameter beeinflussen die kollektive Bewegung von einfachen Vielteilchensystemen? Im Blickpunkt der Untersuchungen stehen: Ionisationsmecha-

nismen, Symmetrieeffekte, Anfangszustände (z.B. Vibrationszustände, Abstandsverteilungen, Compton-Profil, Korrelationseffekte), Diffraktion, Vielteilchendynamik und der Einfluss von quantenmechanischen Auswahlregeln.

Die geplanten Aktivitäten der Arbeitsgruppe gliedern sich in die 3 folgenden Grundpfeiler:

- I. Untersuchung der Elektronenkorrelation und Compton-Streuung in fundamentalen Systemen (He, H₂) mit einzelnen, hochenergetischen Photonen (DESY/Hamburg oder ALS/Berkeley) sowie mehreren Photonen (VUV-FEL, Kurzzeit-Laserpulse).
- II. Vielteilchenkoinzidenzmessungen an komplexeren Systemen wie etwa Clustern, Festkörperoberflächen, Supraleitern.
- III. Zeitaufgelöste Untersuchung von chemischen Reaktionen durch Fragmentationsprozesse (in 'pump-and-probe' Experimenten) am FEL oder Synchrotron.

Für die Punkte I und II wurde bereits ein Messzeitantrag vom Typ 2 (Laufzeit = 3 Jahre) am HASYLAB/DESY eingereicht und positiv bewertet. Die ersten Experimente an der Synchrotronstrahlungsanlage DORIS beginnen im Sommer 2006.

Gründung und Personelle Struktur der Arbeitsgruppe (Stand Oktober 2005):

Die Nachwuchsgruppe wird sich seriell an der Hochschule und dem Helmholtz-Zentrum ansiedeln. Die Startphase (ca. 2 Jahre) soll unter Benutzung der bereitgestellten Infrastruktur an der Hochschule vollzogen werden. In dieser Zeit soll eine Arbeitsgruppe von ca. 5 bis 7 Mitarbeitern gegründet werden. Dabei werden 4 Mitarbeiter (Leiter, 2 Postdocs und eine Doktorandin) zu je 50 % vom Impuls und Vernetzungsfond (HGF) und dem DESY finanziert. Es sollen zusätzlich ein bis zwei Diplomanden an der Hochschule Frankfurt angeworben und betreut werden; dies soll unter anderem durch Halten von Spezialvorlesungen realisiert werden. Die Helmholtz-Nachwuchsgruppe wird durch den Hochschulpartner (Gruppe Prof. Dr. R. Dörner/Uni-Frankfurt) im Hinblick auf Personal und Infrastruktur tatkräftig unterstützt. Für die Mitglieder der Nachwuchsgruppe soll das Erlangen von Diplom, Promotion und Habilitation ermöglicht werden.

Die Gründung der Nachwuchsgruppe erfolgte mit einer einmonatigen Verzögerung zum 1. September 2005. Eine Evaluation ist von DESY-Seite nach 3 Jahren vorgesehen. Die personelle Struktur gestaltet sich zurzeit wie folgt:

Mitglieder der Helmholtz-Hochschul-Nachwuchsgruppe:

Leiter:	Dr. Thorsten Weber	J.W.-Goethe Universität Frankfurt
Postdoc:	Dr. Wenbin Li	DESY/HASYLAB
Doktorandin:	Dipl. Phys Katharina Kreidi	J.W.-Goethe Universität Frankfurt
Diplomandin:	Cand. Phys Dominique Akoury	J.W.-Goethe Universität Frankfurt + UC-Berkeley (mehrmonatiger Aufenthalt am LBNL geplant)

Zeitplan der projektierten Experimente:

	Year 1	Year 2	Year 3	Year 4	Year 5
I.) ee-correlation					
non-s ²	[Bar]				
Compton-scattering	[Bar]				
molecules fixed in space		[Bar]	XUVI [Bar]	[Bar]	FEL [Bar]
II.) complex targets		[Bar]			
III.) pump-probe				[Bar]	

* : each time-bar = 25 % simulation + construction + setting-up, 10 % preparation + beamtime, 65 % analysis + publication

Partner: DESY Hamburg (Helmholtz-Zentrum) + Uni-Frankfurt (Hochschulpartner)

DESY Hamburg, Notkestraße 85, 22607 Hamburg, Ansprechpartner: Prof. Dr. J. Schneider
 JWG Universität Frankfurt, Institut für Kernphysik, Max-von-Laue Straße 1, 60438 Frankfurt a.M., Ansprechpartner: Prof. Dr. R. Dörner
 Gruppenleiter: Dr. Th. Weber

Kontakt: weber@atom.uni-frankfurt.de
 Siehe auch: www.atom.uni-frankfurt.de/HHNG

Radiative Electron Capture to the Continuum Cusp (RECC)

in 90AMeV $U^{88+} + N_2$

M. Nofal^{1,3}, S. Hagmann^{2,3}, Th. Stöhlker³, Ch. Kozhuharov³, X. Wang⁴, A. Gumberidze³, U. Spillmann³, R. Reuschl³, S. Heß³, S. Trotsenko³, D. Banas³, F. Bosch³, D. Liesen³, D. Jakubassa⁵, R. Moshhammer¹, J. Ullrich¹, R. Dörner², M. Steck³, P. Beller³, K. Beckert³, B. Franczak³,
¹Max Planck Inst. f. Kernphysik, Heidelberg, ²Institut f. Kernphysik, Univ. Frankfurt, ³GSI-Darmstadt, ⁴Fudan University, Shanghai, ⁵Mathematisches Institut, LMU-München

Electron transfers from bound states of a target atom into continuum states of a highly charged projectile still represent a major challenge for ab initio theoretical treatments almost over the entire velocity range due to the very large momentum transfer $|\Delta p_e| \approx |v_{proj.}|$ involved/1/. At high collision velocities above $v_e \approx 40a.u.$ the radiative electron capture to continuum (RECC) increasingly competes with the non radiative capture (ECC). It is of basic interest to compare the nature of both processes as the RECC comprises the additional radiative degree of freedom. Moreover, the RECC process as seen in the projectile frame – a quasifree electron from the target is decelerated from velocity v_{proj} to $v \approx 0$ while emitting a photon of energy $E_x = (\gamma - 1)mc^2$ – is the kinematic inverse of the electron nucleus bremsstrahlung at the short wavelength limit (SWL). Interestingly, the inverse kinematic where the electron is detected with $v_e \approx v_{proj}$ offers the only configuration to investigate total differential cross sections (TDCS) at the SWL of electron nucleus Bremsstrahlung; this has never been accomplished in the standard configuration as it implies detecting an electron of zero energy. As a first step towards measuring TDCS we have studied forward electron emission in 90AMeV $U^{88+} + N_2$ and measured coincidences between cusp electrons around $v_e \approx v_{proj}$ and x rays.

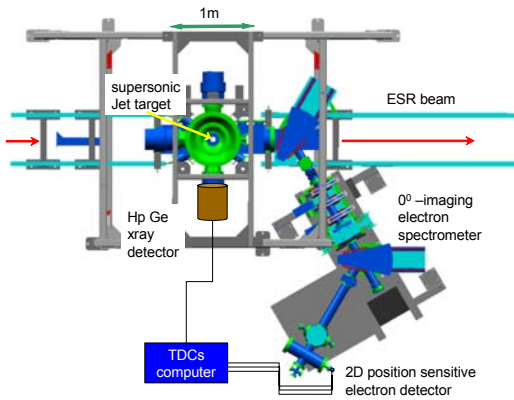


Figure 1: Imaging forward electron spectrometer in the jet target zone of the ESR

Electrons were analyzed with the imaging forward electron spectrometer in the ESR and x rays were detected with a HpGe detector at 90° with respect to the beam axis (see Fig.1). In the coincident x ray spectra (Fig.2) we observe for the very first time nearly exclusively photons from the short wavelength limit of electron nucleus bremsstrahlung, corroborating identification of the coincident electrons as RECC cusp. We found a strong asymmetry of the coincident RECC electron cusp distribution which is skewed towards the

high energy side of the electron spectrum (Fig.3), as predicted by theory/2/

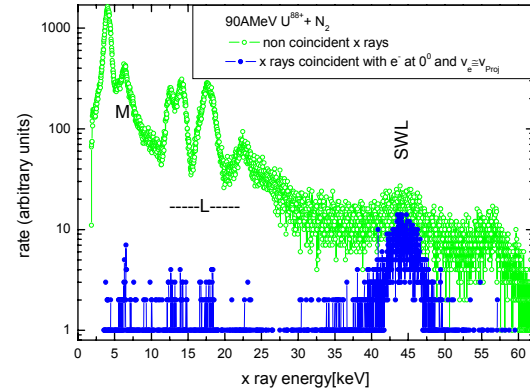


Fig.2 X ray spectrum coincident with forward electrons with $v_e \approx v_{proj.}$; the SWL of bremsstrahlung is indicated. For comparison a random x ray spectrum is shown.

This asymmetry is opposite to the one found for the non-radiative electron capture to the continuum ECC/2/. The electron decelerates in the projectile frame from $\epsilon' = (\gamma - 1)mc^2$ to $\epsilon' \approx 0$ during photon emission. This means that the electron bounces back with subsequent forward emission in the laboratory frame/2/.

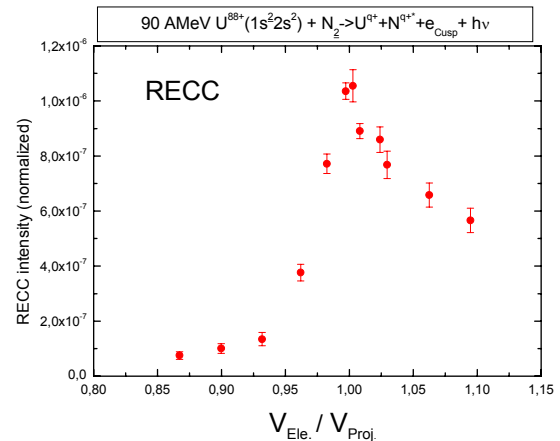


Figure 3: Radiative electron capture to continuum cusp in 90AMeV $U^{88+} + N_2$ collisions. The relative probability for electron-photon coincidences is given as function of electron velocity normalized to the projectile velocity.

Referenzen:

1. J. Burgdörfer, Lecture Notes in Physics Vol. **213**(1984),32, Springer Verlag, Berlin
2. D.Jakubassa, J.Phys.**B36** (2003)1971

A Reaction Microscope with Toroidal Sectors

X. Wang^{1,3}, S. Hagmann², Y. Zou¹

¹ Fudan University, Shanghai, China

²Institut für Kernphysik University Frankfurt; ³GSI, Darmstadt, Germany

Reaction Microscopes have established themselves as superbly suited for kinematically complete measurements of single and multiple ionization, transfer and excitation processes in the categories of ion-atom and electron-ion collisions [1]. They are utilised in a) dynamics of multiple ionization of atomic and molecular targets for very strong perturbations, b) kinematically complete cross sections for the fundamental process (e, 2e) for ions [2] and c) kinematically complete study of the short wavelength limit of the electron nucleus Bremsstrahlung. They permit to detect simultaneously the momentum vectors of all collision partners, e.g. of all electrons emitted and, too, of recoiling target ions with large solid angle close to 4π and momentum resolutions about 0.01 a.u. Moreover, in combination with an imaging forward electron spectrometer they cover a large range of momentum transfer q from small q for (outer shell) target ionization to large q for (inner shell) target and projectile ionization and electron capture. In the linear geometry the large area 2D position sensitive detectors for electrons and recoil ions are close to the beam axis. However, when a large dynamic range of cross sections is to be measured in a storage ring environment, one must remove the detectors from the immediate vicinity of the coasting beam in order to enable dispersion of unwanted high yields of recoil ions of low charge states and to reduce exposure of detectors to background. The attempt to preserve symmetry as much as possible in view of the wanted variability of parameters leads us to study a toroidal geometry for the low energy electron branch of a reaction microscope.

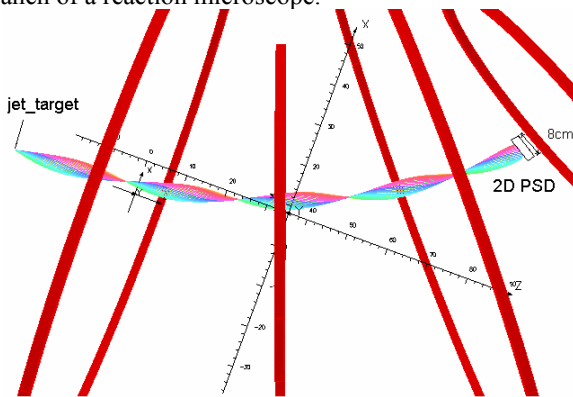


Fig.1 Helical trajectories of electrons in a section of a toroidal field generated by a configuration of 5 coils

Here we describe here simulation calculations of a magnetic toroidal sector with 2D position sensitive detector for electrons using OPERA. Trajectories of electrons of the same longitudinal and transverse energy are shown below in Fig.1. A toroidal magnetic B field differs from the solenoidal field in that B is not a constant over the cross section, i.e., in

the inner part of the toroidal sector the B field is higher than the outer part $B(r)=\mu_0 I N/2\pi r$.

In a linear (conventional) reaction microscope, the helical motion frequency ω is independent of the azimuthal angle around the field axis. However, in the new toroidal geometry, as the B-field depends on the azimuth about the axis, the cyclotron frequency now as well is related to the azimuth of emission $\omega=qB(r)/m$.

Additionally, also the distance traveled along the outer part is longer than the corresponding distance along the inner part of the toroidal sector, thus the time of flight also is related to the azimuth of emission.

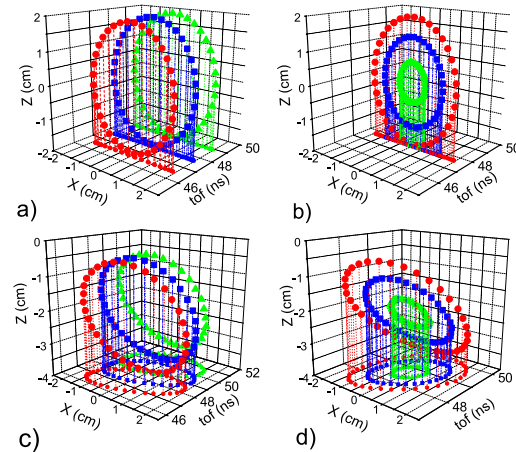


Fig.2 Transverse position and time of flight of electrons in the detector plane. In the left column the transverse electron energy is 10 eV, triangle, square and circle correspond to 210, 200 and 190 eV extraction voltage. In the right column the extraction voltage is 200V and transverse energies of 1, 5 and 10 eV are chosen

In a conventional reaction microscope, the longitudinal momentum (corresponding to the extraction energy) is determined by the time of flight (see Fig.2 b) while the transverse momentum (corresponding to the perpendicular energy) is determined by the radius or the position on the detector (see Fig.2 a). However, with toroidal magnetic field the position is coupled with the time of flight (see Fig.2 c and d), the circles in (momentum-time) space evolves into an ellipse (Fig.2 c,d), but still this configuration conserves the symmetry almost entirely. A prototype for a toroidal sector will be tested using Unilac beams in X4

Referenzen:

- [1] J. Ulrrich et al Rep. Prog. Phys. **66**(2003) 1463
- [2] H. Kollmus et al. PRL**88**(2002)103202

Umbauten und Neuerungen des XXL-Coltrimsaufbaus am 2,5 MeV-Van-de Graaff-Beschleunigers

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

Nach dem Umzug des Instituts auf den Campus Riedberg wurden am XXL-Coltrimsaufbau einige Veränderungen vorgenommen, die zukünftige Messergebnisse verbessern und die Möglichkeiten der zu vermessenden Reaktionen erweitern sollen.

Das Herzstück dieser Apparatur ist das Spektrometer, das prinzipiell aus einem Absaugfeld und jeweils einer Driftstrecke für Elektronen und Rückstoßionen besteht. Das Absaugfeld dient zum einen zur Separation der aus der Reaktion entstandenen Elektronen und Rückstoßionen und zur Projektion der Teilchen auf den jeweiligen ortsauflösenden Detektor. Bei der Konzeption des Spektrometers wurde eine orts- und zeitfokussierende Geometrie gewählt, mit der man Elektronen und Rückstoßionen aus Ion-Atom-Stößen mit einer Impulsauflösung von ca. 0,2 a.u. oder genauer vermessen kann [1]. Hierbei ist die Absaugstrecke der Ionen 26,5 cm und die der Elektronen 20 cm lang, die Länge der Driftstrecke der Ionen beträgt 116 cm und die der Elektronen 40 cm. Die üblichen Feldstärken des Absaugfeldes betragen 5–10 V/cm.

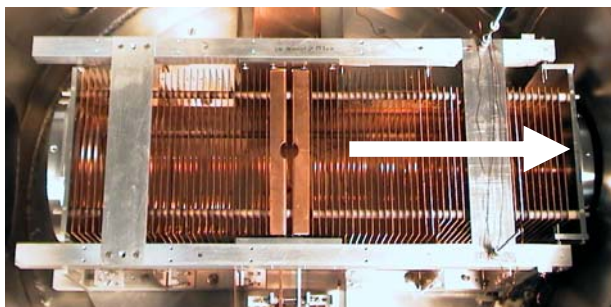


Abb. 1: Bild des bisherigen Spektrometers. Auf der linken Seite ist die Absaugstrecke der Elektronen, auf der rechten Seite die Absaugstrecke der Rückstoßionen zu erkennen. Der Pfeil zeigt den Teil der Absaugstrecke, der durch die neue Konstruktion problemlos entfernt werden kann. An diese Stelle kann der Detektor montiert werden.

Für aktuelle Projekte ist es notwendig, auch zweiatomige Moleküle als Target in Stoßexperimenten zu verwenden [2,3]. Insbesondere Messungen, in denen die Stellung der Molekülachse zum Zeitpunkt der Reaktion ermittelt werden soll, fordern die Untersuchungen von Reaktionskanälen mit anschließender Dissoziation des Moleküls. Das Rückstoßion bzw. die Rückstoßionen sind in diesem Fall ein bzw. beide Fragmente des Moleküls. Die Impulse, die die Fragmente aus der Dissoziation erhalten, liegen im Bereich zwischen 50 a.u. und 60 a.u.

und sind damit sehr viel größer als die Impulse aus den Stößen. Damit diese Fragmente dennoch auf den Detektor treffen, muss bei gegebener Spektrometergeometrie eine sehr viel höhere Absaugspannung angelegt werden, was eine erhebliche Verschlechterung der Impulsauflösung zur Folge hat. Aus diesem Grund wurde das bisherige Spektrometer modifiziert: Die quadratischen Kupferfeldringe, zwischen denen die Widerstände montiert sind, waren bisher alle auf vier gleich langen Keramikstäben aufgefädelt. Die Neuerung besteht nun zum einen darin, die Auffädung auf die vier Keramikstangen so zu unterteilen, dass man einen großen Teil der Absaugstrecke (20 cm) der Rückstoßionen schnell entfernen kann, ohne das komplette Spektrometer zu demontieren. Zum anderen wurde eine Möglichkeit gefunden, bei Bedarf an dessen Stelle den Rückstoßionendetektor (80 mm x 80 mm) zu befestigen. Dies hat den großen Vorteil, dass zur Vermessung von Molekülreaktionen das Spektrometer schnell umgebaut und der Detektor sehr nahe an die Reaktionszone montiert werden kann, was auch für diese Reaktionen nur ein Absaugfeld von einigen Volt pro cm notwendig macht und dadurch auch hier eine gute Auflösung erreicht wird.

Eine weitere Verbesserung stellt die Verlängerung des Projektilstrahlrohres dar. Vor dem Umzug des Instituts war die Flugstrecke des Projektils aufgrund der räumlichen Gegebenheiten auf etwa 3 m begrenzt. Durch den Einsatz eines elektrostatischen Quadropoldubletts war es aber auch zu diesem Zeitpunkt möglich, bei 300 keV Streuwinkelauflösungen des Projektils von ca. 0,1 mrad zu erreichen [2,3]. Nach dem Umzug des Instituts konnte die Flugstrecke um weitere 1,5 m verlängert werden, was die Streuwinkelaufklärung ebenfalls um einen Faktor 1,5 verbesserte.

Als Neuerung ist der Einbau und Test einer hexagonalen ortsauflösenden Delay-Line-Anode für den Elektronendetektor zu nennen. Bei der bisherigen Anode handelte es sich um eine quadratische ortsauflösende Delay-Line-Anode. Dadurch wird es in Zukunft möglich sein, Stoßreaktion, in denen 2 Elektronen entstehen, vollständig zu vermessen. Prinzipiell können damit Reaktionen mit vier Teilchen im Endzustand untersucht werden.

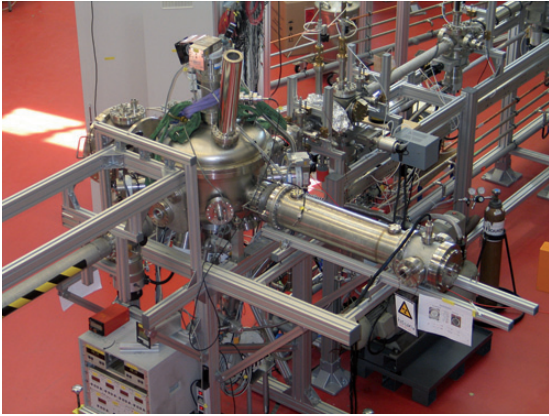


Abb. 2: XXL-Coltrimsaufbau am Beschleuniger in der neuen Experimentierhalle. An der Seite ist eine zusätzliche Kammer für den neuen Elektronendetektor zu sehen.

Die Pulsereinheit im Strahlengang des Projektils ist als eine weitere Neuerung anzusehen. Der Projektilstrahl wird gepulst, indem er durch ein elektrisches Wechselfeld, das senkrecht zur Ausbreitungsrichtung steht, über eine Blende gewedelt wird. Das Wechselfeld wird durch zwei Kondensatorplatten realisiert, an denen eine Rechteckspannung von +/- 80 V anliegt

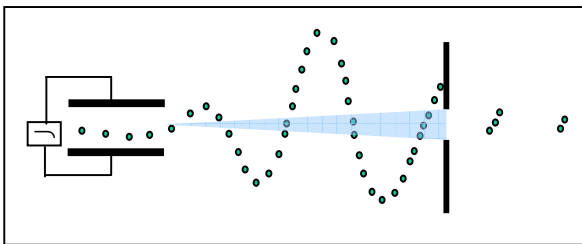


Abb. 3: Schematische Darstellung der Funktion der Pulsereinheit. Es handelt sich hierbei um eine Momentaufnahme. Der Projektilstrahl wird mit Hilfe eines Wechselfeldes über eine Blende gewedelt. Dadurch können nur einige Projektile die Blende passieren. Man erhält einen gepulsten Strahl.

Die Frequenz dieser Rechteckspannung lässt sich zwischen 0,5-2 MHz regeln. Die Pulsereinheit ist für Projektile mit 100 keV bis 500 keV bzw. Geschwindigkeiten zwischen 4,4 mm/ns und 9,8 mm/ns geeignet. Die Durchflugzeit der Projektile sollte größer sein als die Anstiegsflanke, die etwa 20 ns beträgt. Die Wahl des Plattenabstands hängt von der Divergenz und der Ablenkung des Strahls ab. Eine Länge von 40 cm für die Kondensatorplatten und ein Plattenabstand von 7 mm bietet hier eine gute Lösung dar.

Insgesamt war darauf zu achten, dass die Pulsereinheit eine zeitfokussierende Geometrie besitzt: Die Randfelder der Kondensatorplatten sorgen dafür, dass die Projektile zusätzlich beschleunigt werden und an kinetischer Energie gewinnen. Auf der anderen Seite müssen Projektile, die sich aufgrund der Strahlausdehnung

außerhalb der Strahlachse bewegen, eine bestimmte Ablenkung erfahren, um trotzdem noch die Blende passieren zu können. Diese Projektile fliegen je nach Lage und Polung des Kondensators um eine bestimmte Zeit früher oder später durch den Kondensator. Damit die Flugzeitänderung durch die Randfelder und die notwendige Zeitverschiebung, um die richtige Ablenkung zur Strahlachse zu erhalten, gleich sind, d.h. beide Effekte sich aufheben, muss folgende Bedingung erfüllt sein [4]:

$$\frac{U_{\text{Puls}}}{U_{\text{Beschleunigung}}} = \frac{d}{s},$$

wobei U_{Puls} die Spannung des Pulsers, $U_{\text{Beschleunigung}}$ die Beschleunigungsspannung der Projektile, d der Abstand der Platten und s die Driftstrecke nach dem Puls und damit den Abstand des eigentlichen Zeitfokus darstellt. Setzt man oben genannte Größen in die Gleichung ein, so erhält man für den Zeitfokus einen Abstand von über 10 Metern. Der Projektildetektor ist etwa 10 Meter von der Pulsereinheit entfernt. Dadurch erhält man eine ausreichende Fokussierung. Durch die Pulsereinheit können nun auch Reaktionen vermessen werden, in denen das Projektil keine Umladung erfährt.

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

[2] Jasmin Titze, *Untersuchung des Elektronentransfers in p-D2-Stößen*, Diplomarbeit 2004

[3] Jasmin Titze, *Elektroneneinfang in Protonen aus D2-Molekülen*, IKF-Jahresbericht 2004

[4] Lothar Schmidt, *Effekte molekularer Symmetrien in der Elektronenemission bei langsamen He²⁺-He-Stößen: Eine vollständige kinetische Untersuchung*, Dissertation 2000

Longitudinal Momentum Distributions in Simultaneous Ionization of Target and Projectile in 3.6 A MeV $\text{Ne}^{3+} + \text{Ar}$ Collisions

M. Nofal^{1,3}, S. Hagmann^{2,3}, Ch. Kozhuharov³, R. Moshhammer¹, N. Lineva³, X. Wang⁴

¹Max Planck Inst. f. Kernphysik, Heidelberg, ²Institut f. Kernphysik, Univ. Frankfurt, ³GSI-Darmstadt, ⁴Fudan University, Shanghai

Ionization of target atoms by ion impact represents a suitable test ground for the many particle problem which is not fully understood up to this date. Recoil-Ion Momentum Spectroscopy (RIMS) has been developed to provide an efficient and precise experimental tool to explore the correlated dynamics of collision induced atomic many-particle reactions in kinematically complete experiments by measuring all the momentum components (and thus angle and energy) of all involved particles in coincidence [1] with nearly 4π detection efficiency. In the present work we present our preliminary experimental results obtained with a reaction microscope (see Fig.1) for the single ionization of Argon in 3.6 A MeV $\text{Ne}^{3+} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ne}^{4+} + \text{Ar}^{1+} + 2e^-$ collisions.

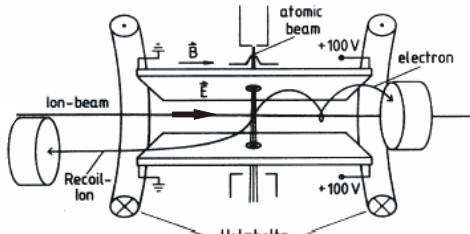


Fig. 1: Experimental setup [1]

Recoil ions and electrons are extracted along the beam axis in a solenoidal magnetic guiding field to 2D position sensitive detectors on opposite sides of the target zone. We have measured coincidences between singly ionized projectiles ($\text{Ne}^{3+} \rightarrow \text{Ne}^{4+}$), recoil ions, and target- and projectile-electrons. The time of flight of electrons and recoils ions, respectively and thus the longitudinal momentum components are calculated from the coincident time spectra between electrons/recoil ions and charge-changed projectiles Ne^{4+} . Fig. 2 shows the sum of the low energy electron and recoil ion longitudinal momentum. Using momentum conservation it follows that recoil and low energy electron longitudinal momentum change is compensated by the momentum change of projectile and projectile-electron: $\Delta P_{R||} + \Delta P_{e||} = -(\Delta P_{p||} + \Delta P_{e-proj})$. The half width measured is 0.6 a.u. and thus 3 times larger than found for pure single target ionization (SI) at the same collision velocity [2]. The difference is attributed mostly to the larger momentum spread of the Ar compared to a He supersonic jet target.

Fig. 3 shows the longitudinal momentum distributions for Ar^{1+} recoil ions and low energy electrons ionized out of the target during simultaneous single ionization of the projectile. The low energy electron emission is not nearly isotropic as expected for the present small perturbation with a Sommerfeld parameter $q_{proj}/v_{proj}=0.25$ but unexpectedly exhibits the same strong forward asymmetry for low energy electron emission as observed for pure SI in strong perturbation by the 3.6 A MeV Ni^{24+} projectile (with a Sommerfeld parameter $q/v=2$) resulting in atomic dissociation

[2]. Moreover, the half width of the electron distribution is clearly larger than that of the corresponding recoil distribution and appears to mirror the momentum fraction inferred for the projectile electron. We argue that the condition of simultaneous projectile and target ionization emphasizes the small impact parameter region so that for $q/v=0.25$ the electron nucleus (e-N) and the electron-electron (e-e) channel both contribute with similar strength to the simultaneous projectile and target ionization. The analysis of disentangling the (e-N) and (e-e) channels to identify these 3- and 4-body channels [1] is still ongoing.

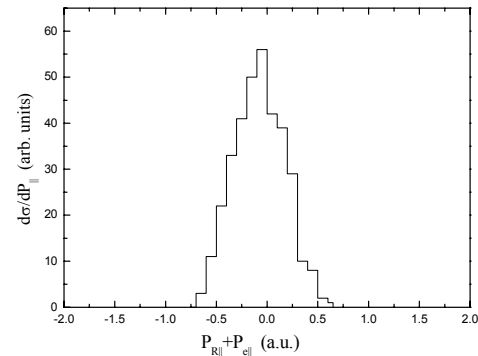


Fig. 2 The sum of the electron and recoil ion longitudinal momentum

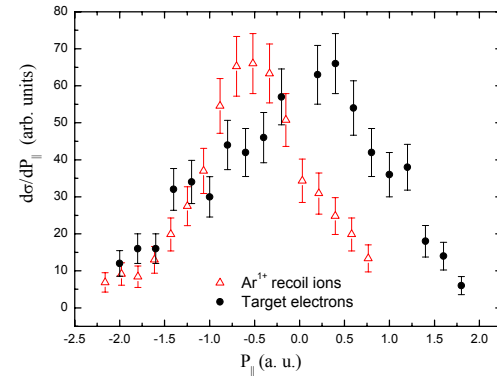


Fig.3: Longitudinal momentum distributions ($d\sigma/dP_{||}$) for Ar^{1+} recoil ions, and target electrons

Referenzen:

[1] J. Ullrich et al., Rep. Prog. Phys. **66**(2003) 1463

[2] R. Moshhammer et al, Phys. Rev. Lett. **73**(1994) 3371

Simultaneous Electron Capture to Bound and Continuum States in 90AMeV $U^{88+} + N_2$ Collisions

M. Nofal^{1,3}, S. Hagmann^{2,3}, Th. Stöhlker³, Ch. Kozhuharov³, X. Wang⁴, A. Gumberidze³, U. Spillmann³, R. Reuschl³, S. Heß³, S. Trotsenko³, D. Banas³, F. Bosch³, D. Liesen³, D. Jakubassa⁵, J. Ullrich¹, R. Moshhammer¹, R. Dörner², M. Steck³, P. Beller³, K. Beckert³, B. Franczak³,
¹Max Planck Inst. f. Kernphysik, Heidelberg, ²Institut f. Kernphysik, Univ. Frankfurt, ³GSI-Darmstadt, ⁴Fudan University, Shanghai, ⁵Mathematisches Institut, LMU-München

Electron transfer processes in relativistic ion-atom collisions have been at the center of attention in ion collision dynamics for a variety of reasons: a) they are a basic ingredient in relativistic ion accelerator design/1,2/, b) the large recombination energy of highly charged ions (HCI) contributes to both, extended multiple ionization of target atoms, even of strongly non-sequential character, and population of otherwise non accessible, even "custom made", multiply excited configurations. Moreover, ab initio theories for single and multiple electron capture/3/ are in dire need of data for critical tests. Theories have up to now widely failed to describe the intrinsic many-electron processes in the capture channel/5/. This may partially be attributed to a peculiarity of the electron capture to continuum, as it is characterized by large momentum transfers/4/ and thus is mostly not in the realm of first order perturbation theories. We have begun a study of the non-radiative electron capture to continuum (ECC) in the relativistic domain with 90 AMeV $U^{88+}(1s^2 2s^2) + N_2 \rightarrow U^{87+}(1s^2 2s^2 2p) + \{N^{q+*}\} + e_{Cusp}$, where at least two active electrons are involved. Using the imaging forward electron spectrometer in the ESR target zone we have measured electrons emitted into a narrow cone around the projectile axis with $\mathbf{v}_e \approx \mathbf{v}_{proj}$ in coincidence with the down charged projectile $U^{87+}(1s^2 2s^2 2p)$ i.e. a projectile asymptotically having captured one electron into the 2p shell and one electron into its continuum.

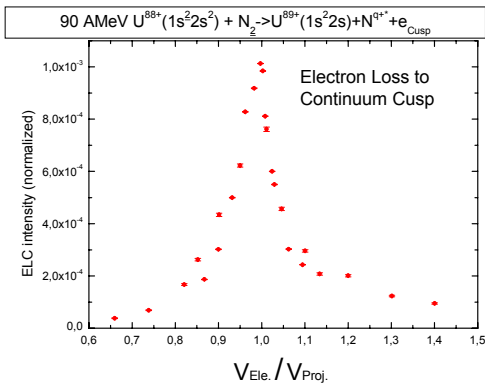


Fig.1 Electron loss to continuum(ELC) cusp for forward emitted electrons coincident with projectile after single electron loss.

For comparison we have measured simultaneously coincidences between electrons emitted into a narrow cone around the projectile axis with $\mathbf{v}_e \approx \mathbf{v}_{proj}$ and projectiles which experienced a single electron loss. The resulting electron loss to continuum cusp exhibits a nearly symmetric line shape in agreement with theory/4/ (Fig.1). Contrary to the ELC cusp we observe in the electron continuum spectrum coincident with capture to a projectile bound state a cusp line shape

skewed towards the low-energy side which points towards a non-radiative ECC process/6/ as the active mechanism (fig.2).

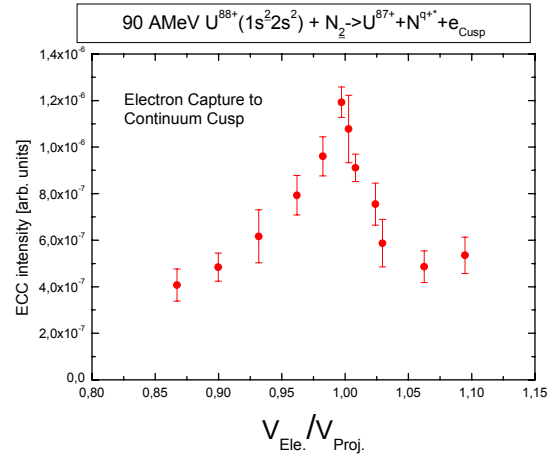


Figure 2: Non radiative electron capture to continuum cusp coincident with bound state capture

On the other hand, double capture processes as $U^{88+}(1s^2 2s^2) + N_2 \rightarrow U^{86+}(1s^2 2s^2 n l n' l') + \{N^{q+*}\}$ with subsequent autoionization via electron and/or photoemission to $U^{87+}(1s^2 2s^2 2p) + \{N^{q+*}\} + e_{Cusp} + h\nu$ may also contribute as the asymptotic final state for the pure bound state and the continuum plus bound state capture reactions are identical. However, the asymmetric line shape of the observed cusp disproves such a double capture process as dominant channel and supports identification as simultaneous continuum and bound state capture. Calculations of a non-radiative ECC simultaneous with bound state capture are in progress.

Referenzen:

1. H. Gould et al, Phys. Rev. Lett.**52**(1984)180
2. P. Thieberger et al, IEEE Tran. Nuc. Sci. **32**(1985)1767
3. W. Meyerhof et al, Phys. Rev. **A32**(1985)3291
4. J. Burgdörfer, Lect. Notes in Physics Vol**213**(1984),32 Springer Verlag, Berlin
5. A. Skutlartz et al., J. Phys.**B21**(1988)3609
6. D. Jakubassa , J. Phys.**B36**(2003)1971

Complete Double Differential Cross Sections for Low Energy Electron Emission in Solids Induced by Swift heavy ion Impact

N. Lineva¹, S. Hagmann^{1,2}, C. Kozhuharov¹

¹GSI, Darmstadt, Germany; ²Institut f. Kernphysik, Univ. Frankfurt

The knowledge of double differential cross sections $d^2\sigma/d\Omega dv$ (DDCS) for electron emission after passage of swift heavy ions through condensed matter is an ingredient of the conformal modeling of the radiotherapy plans with ¹²C-ions at GSI [1]. The currently used experimental input data of electron production and transport are provided by gas-phase collision experiments that do not include any solid-state effects. The latter can play an important role, especially for the emission of low-energy electrons, crucial for the biologically critical inner part (<10nm) of the ion tracks. The electron production at low energies $E \leq 1\text{keV}$ is, thus, of great experimental interest.

For the measurement of the DDCS for electron emission, we use a toroidal electrostatic electron spectrometer (fig.1), installed in X3 at UNILAC. Its rotational symmetry allows us to measure DDCS in the entire range from 0° to 360° . It is set to a moderate energy resolution $\Delta E/E=2\%$, the angular resolution amounts to 1.5° .

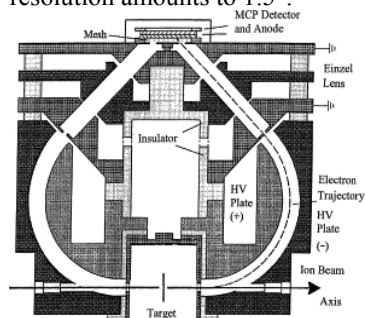


Fig.1 Cross section of the electrostatic toroidal electron energy analyzer

Highly collimated ion beams traverse a target foil oriented under 70° with respect to the ion beam axis and are integrated in a Faraday cup for normalization purposes.

However, the mean free path for low energy electrons is smaller than the thickness of the foil and decreases with decreasing electron energy. Even in the thinnest technically feasible for GSI target laboratory 100 atomic layers carbon and gold foils electrons undergo numerous elastic and inelastic collisions before leaving the target (see fig.2a). The fixed energy and nearly isotropic emission make Auger electrons suitable as a messenger of transport properties from tracks in solid state targets. Auger electrons emitted after the deexcitation of vacancies created through the heavy ion impact ionization have to pass a definite length in the solid state target to the surface that depend on the emission angle and depth of creation in the target (fig. 2b). Energy shift, the broadening, and the attenuation of Auger electron peaks due to secondary interactions are the objective of these studies to derive transport characteristics of electrons in condensed matter.

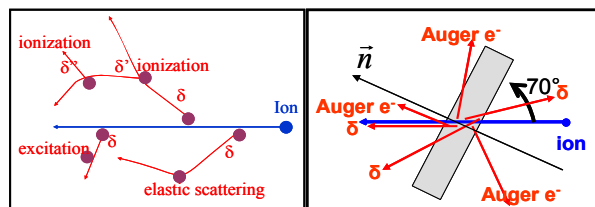


Fig.2(a,b) Emission and transport of electrons in condensed matter

A first experiment with C^{2+} and a thin carbon target was performed. Fig.2 shows a radial velocity distribution $d^2\sigma/d\Omega dv$ of electrons emitted in collisions of C^{2+} -projectiles with a carbon foil (thickness $4.5\mu\text{g}/\text{cm}^2$). The radius reflects the electron velocity in atomic units. Indicated are angular position of the target axis (T)-(T) and the position of four bridges in the cylinder aperture (O) positioned in the target zone of the spectrometer.

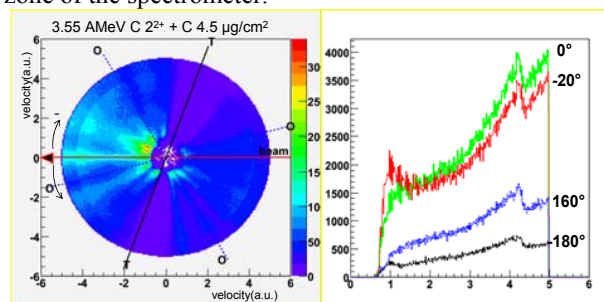


Fig.3a Radial velocity distribution of electrons emitted in collisions of 3.55AMeV C^{2+} with a carbon foil

3b Electron yields as a function of velocity for different direction of emission with respect to the beam axis

Fig. 3a shows the angular and energy dependencies of the intensity of continuum and Auger electrons that leave the carbon foil in forward and backward directions. As expected, an increased intensity at the normal to the target surface direction is observed, since electrons emitted in this direction have to travel the shortest length inside the target. In fig. 3b yields of the electrons as a function of the velocity for four different emission angles are presented. The Auger electron peaks are clearly visible at a velocity of 4.2 a.u. . The data are being currently analyzed.

A wide range of targets will be used in order to assess the influence of free electrons etc. on low energy electron emission. To derive a reliable scaling of DDCS, a sequence of projectiles with a range of Z between C up to U and energy between 3.6 and 15 AMeV from the UNILAC will be used.

Referenzen:

[1] M.Kraemer and G.Kraft Adv. Space Res. Vol.14, No. 10, pp.(10)151-(10)159, 1994

“Interatomic Coulombic Decay” und andere Doppelionisationsmechanismen

T. Jahnke¹, A. Czasch¹, M. Schöffler¹, S. Schößler¹, A. Knapp¹, M. Kász¹, J. Titze¹, C. Wimmer¹, K. Kreidi¹, R. E. Grisenti¹, A. Staudte¹, O. Jagutzki¹, U. Hergenhahn², H. Schmidt-Böcking¹, und R. Dörner¹

¹Institut für Kernphysik, JWG Universität, Max-von-Laue-Str. 1, Frankfurt/M

²Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM association, Boltzmannstr. 2, Garching

Ist ein Atom angeregt, so kann es in der Regel seine Anregungsenergie durch ein gewöhnliches Photon abstrahlen. Dies ist schon seit langem bekannt. Etwas jünger - aber immerhin auch fast einhundert Jahre alt - ist die Erkenntnis, dass das Atom diese Energie auch durch das Aussenden eines seiner Elektronen abgeben kann. Dieser Sachverhalt trägt mit „Auger-Zerfall“ den Namen seines Entdeckers und man weiß, dass sich seine Eigenschaften nicht dramatisch ändern, wenn sich das betrachtete Atom in der näheren Umgebung eines anderen Atoms aufhält. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, dass diese Annahme in manchen Fällen falsch ist. Vor nunmehr fast 10 Jahren wurde von der Heidelberger Forschungsgruppe um L. Cederbaum vorhergesagt, dass in Clustern etwas anderes passieren kann [1].

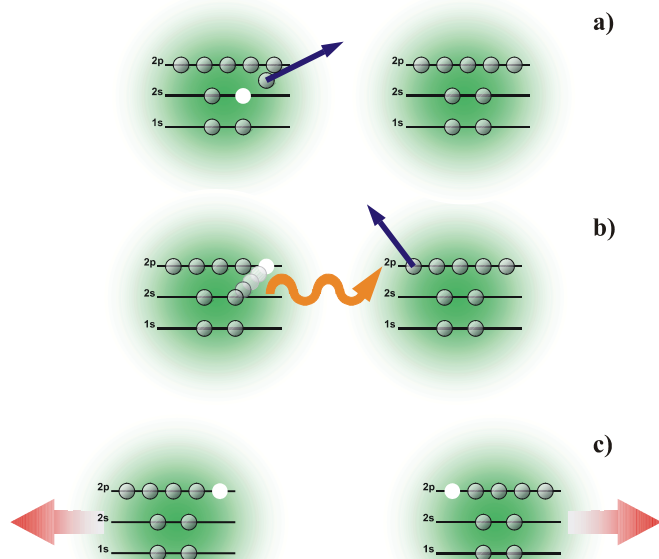


Abbildung 1: ICD (b) nach 2s-Ionisation des Dimers (a). Nach dem IC-Zerfall fragmentiert das Dimer in einer Coulomb-Explosion (c).

Für die meisten Atome und damit auch für das in dieser Arbeit untersuchte Element Neon gilt, dass der oben erwähnte Auger-Zerfall verboten ist, sobald die elektronische Anregung als Vakanz in einer der mittleren Schalen des Atoms vorliegt: Die im Atom vorhandene potentielle Energie ist in diesem Fall nicht ausreichend, um ein weiteres Elektron aus dem atomaren Potential herauszulösen; das Atom ist gezwungen sich strahlend abzuregen. Befindet sich allerdings das angeregte Atom in der Umgebung eines anderen Atoms, so zeigen die Vorhersagen und auch die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit, dass der Fluoreszenz-Zerfall umgangen wird: Im angeregten Atom füllt zunächst ein

Elektron einer äußeren Schale die Vakanz. Die hierbei freiwerdende Energie wird daraufhin in Form eines virtuellen Photons an das *benachbarte* Atom übertragen und löst aus diesem atomaren Nachbar ein Elektron aus einer äußeren Schale heraus (Abb. 1).

Dieser Prozess trägt den Namen „Interatomic Coulombic Decay“ (ICD), und er wurde nach der 2s-Photoionisation eines Neondimers mit Hilfe von Multikoinzidenzimpulsspektroskopie (COLTRIMS) [2] im Rahmen dieser Arbeit eindeutig nachgewiesen und untersucht. Der Nachweis der Existenz des Effekts erfolgte dadurch, dass die Summe der Energien der Photofragmente und im Speziellen des ICD-Elektrons und der beiden im Zerfall entstehenden Ne⁺-Ionen eine Konstante ist. Durch die koinzidente Messung der Impulse der im Zerfall entstehenden Teilchen konnte hierdurch ICD eindeutig identifiziert werden. Die Übereinstimmung der gemessenen Energiespektren mit aktuellen theoretischen Vorhersagen ist exzellent [3,4].

Dadurch dass das Dimer nach dem IC-Zerfall in einer Coulomb-Explosion fragmentiert, konnten des Weiteren Untersuchungen, wie sie in den letzten Jahren an einfachen Molekülen durchgeführt wurden [5-7], auch am Neondimer erfolgen: durch die Messung der Ausbreitungsrichtung der ionischen Fragmente des Dimers nach der Coulomb-Explosion wird die räumliche Ausrichtung des Dimers zum Zeitpunkt der Photoionisation bestimmt. Die gemessenen Impulse der emittierten Elektronen können dadurch im Bezug zur Dimerachse dargestellt werden. In dieser Arbeit werden somit Messungen der Winkelverteilung der 2s-Photoelektronen und des ICD-Elektrons im laborfesten und auch dimerfesten Bezugssystem vorgestellt und mit vorhandenen theoretischen Vorhersagen verglichen. Die Winkelverteilung des Photoelektrons ähnelt stark der Verteilung, die man nach der Photoionisation eines einzelnen Neonatoms erhält und hat somit fast reinen Dipolcharakter (Abb.2). Die Präsenz des zweiten Atoms des Dimers verursacht nur leichte Modulationen (s. Abb. 2b), so dass auch die Änderung der Ausrichtung der Dimerachse im Bezug zur Polarisationsrichtung des linear polarisierten Lichtes nur geringe Auswirkungen hat.

Durch die koinzidente Messung aller vier nach der Photoionisation entstehenden Teilchen konnte außerdem ein weiterer Doppelionisationsmechanismus des Dimers nachgewiesen werden: Ähnlich wie in einzelnen Atomen gibt es auch in Clustern den “TS1”-Prozess [8]. Hierbei wird zunächst ein 2p-Elektron aus dem einen Atom des Dimers herausgelöst. Es streut dann an einem 2p-Elektron des *anderen* Atoms, das hierdurch ionisiert wird. Diese etwas andere Form des TS1 im Cluster ist also genau wie ICD ein

interatomarer Vorgang. Die Summe der Energien der beiden in diesem Prozess entstehenden Elektronen einen hat festen Wert von $h\nu - 2 \cdot \text{IP}(2p) - \text{KER}$, so dass dieser Prozess hierdurch im Experiment gefunden werden konnte. Die gemessenen Zwischenwinkel zwischen den beiden Elektronen zeigen des Weiteren genau die für zwei sich abstoßende Teilchen gleicher Energie typische Verteilung einer Gauss-Kurve mit einem Maximum bei 180° (Abb. 2).

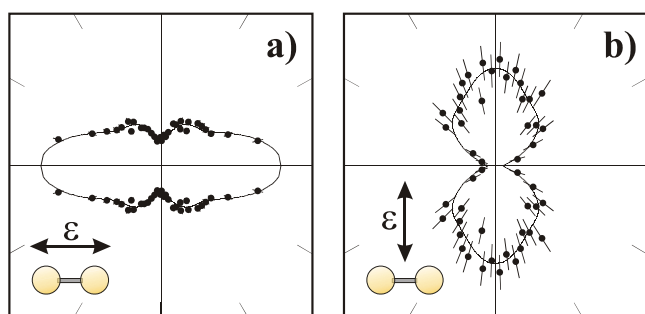


Abbildung 2: Winkelverteilung des 2s-Photoelektrons im dimerfesten Koordinatensystem. a) Dimerachse ist parallel zu Polarisationsrichtung des Lichts ausgerichtet, b) Dimerachse steht senkrecht.

Da im Falle von interatomarem TS1 die Potentialkurve der Coulomb-Explosion direkt aus dem Grundzustand populierte wird, konnte im Rahmen der „Reflexion Approximation“ die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Abstände der beiden Dimeratome experimentell visualisiert werden. Das Betragsquadrat des Kernanteils der Dimergrundzustandswellenfunktion wurde somit direkt vermessen (Abb. 4).

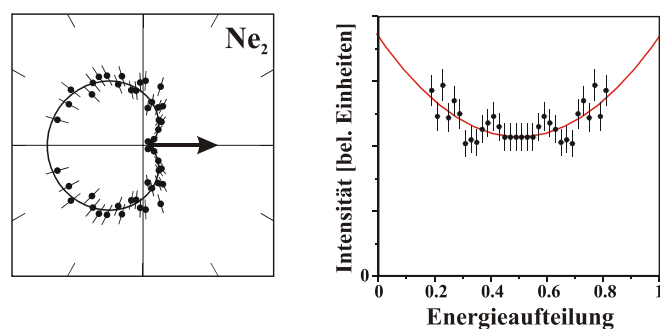


Abbildung 3: Energieaufteilung (rechts) der beiden durch TS1 freigesetzten Elektronen und ihr Relativwinkel (links).

Die Messungen wurden bei drei verschiedenen Photonenenergien durchgeführt, um die Ergebnisse weiter abzusichern und robuster gegen eventuelle systematische Fehler zu machen. Da kein isotonenreines Neongas im Experiment eingesetzt wurde, konnten genauso Ionisations- und ICD-Ereignisse von isotopischen Dimeren ($^{20}\text{Ne}^{22}\text{Ne}$) beobachtet und ausgewertet werden. Die gemessenen Spektren sind innerhalb der Messtoleranzen identisch zu denen von $^{20}\text{Ne}_2$.

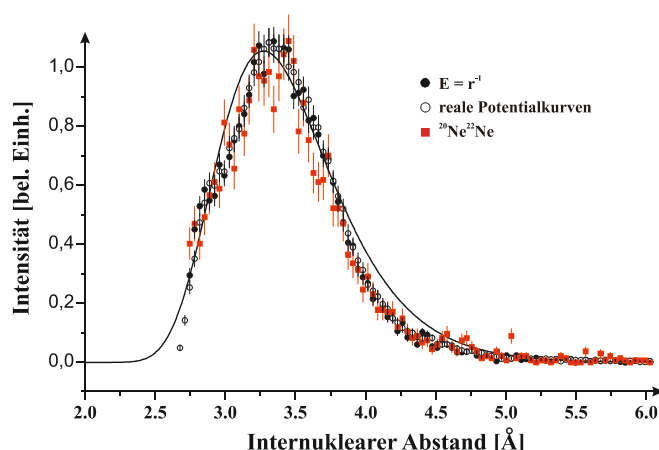


Abbildung 4: Das Betragsquadrat des Vibrationsanteils der Grundzustandswellenfunktion des Dimers.

Referenzen:

- [1] L. S. Cederbaum, J. Zobeley, and F. Tarantelli. Phys. Rev. Lett., 79:4778, 1997.
- [2] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshhammer, and H. Schmidt-Böcking. Physics Reports, 330:96–192, 2000.
- [3] S. Scheit, V. Averbukh, H.-D. Meyer, N. Moiseyev, R. Santra, T. Sommerfeld, J. Zobeley, and L. S. Cederbaum J. Chem. Phys., 121:8393, 2004.
- [4] T. Jahnke, A. Czasch, M. S. Schöffler, S. Schössler, A. Knapp, M. Kász, J. Titze, C. Wimmer, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, U. Hergenhan, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner. Phys. Rev. Lett., 93:163401, 2004.
- [5] T. Weber, O. Jagutzki, M. Hattass, A. Staudte, A. Nauert, L. Schmidt, M.H. Prior, A.L. Landers, A. Bräuning-Demian, H. Bräuning, C.L. Cocke, T. Osipov, I. Ali, R. Diez Muino, D. Rolles, F.J. Garcia de Abajo, C.S. Fadley, M.A. Van Hove, A. Cassimi, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner. J. Phys., B34:3669, 2001.
- [6] A.L. Landers, Th. Weber, I. Ali, A. Cassimi, M. Hattass, O. Jagutzki, A. Nauert, T. Osipov, A. Staudte, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, and R. Dörner. Phys. Rev. Lett., 87:013002, 2001.
- [7] 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. Diez Muino, D. Rolles, F. J. Garcia 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, and R. Dörner. Phys. Rev. Lett., 88:073002, 2002.
- [8] J. Samson. Phys. Rev. Lett., 65:2861, 1990.

Photodoppelionisation von H₂ – Eine Analogie zum Doppelspalt

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

Mit einer COLTRIMS-Apparatur wurde im März 2004 in Berkeley die Photodoppelionisation des H₂-Moleküls untersucht. Diese wurde mit zirkular polarisiertem Licht durchgeführt. Dabei sollte nach Anzeichen von Doppelspaltinterferenzen in den Photoelektronenwinkelverteilungen gesucht werden.

Die Erscheinungen im klassischen Doppelspaltexperiment basieren auf der Interferenz der nach dem Huygenschen Prinzip gebeugten ebenen Wellen. In Analogie dazu stellen nun im molekularen System die beiden Kerne die Emissionszentren der Elektronenwelle dar. Die Interferenzerscheinung wird dabei durch die von beiden Kernen gleichzeitig emittierte Elektronenwelle hervorgerufen.

Die Photodoppelionisation des H₂-Moleküls wurde mit einer Photonenenergie von 240 eV durchgeführt, um eine Wellenlänge der ionisierten Elektronen in der Größenordnung des Gleichgewichtsabstands der Kerne von 1.4 a.u. zu erreichen. Zur Erzeugung des Interferenzeffektes hätte eigentlich die Einfachionisation des Moleküls ausgereicht, da die Welle eines Elektrons *gleichzeitig* von beiden Protonen ausläuft. Es wurde trotzdem die Doppelionisation durchgeführt, da so die Ionen in Koinzidenz gemessen werden können und die Impulserhaltung in der Coulomb-Explosion des Moleküls zur Identifikation von H₂-Ionisationsereignissen verwendet werden kann. Weitere Vorteile sind die Beobachtung der Elektronenkorrelation für verschiedene Energieaufteilungen der Elektronen, sowie die Möglichkeit der Bestimmung des internuklearen Abstandes aus der kinetischen Energie der Ionen (KER).

Zunächst wurde die Winkelverteilung der Photoelektronen für eine extrem asymmetrische Energieaufteilung untersucht. Die Lage und Größe der Interferenzmaxima und -minima in der Elektronenwinkelverteilung wurde dann mit der im klassischen Doppelspaltexperiment auftretenden Interferenzstruktur verglichen. Es konnte gezeigt werden, dass das Interferenzminimum sich wie im Falle des klassischen Doppelspalt unter einem Winkel von ca. 52° relativ zur Spalt- bzw. Molekülachse befindet [Abb.1]. Die Größenverhältnisse von Haupt- zu Nebenmaximum wichen dagegen von den klassischen Erwartungen ab. Während beim Doppelspalt das Hauptmaximum bei 90° relativ zur Spaltachse liegt, lag in diesem Experiment das ausgeprägteste Maximum unter 0°, d.h. entlang der Molekülachse.

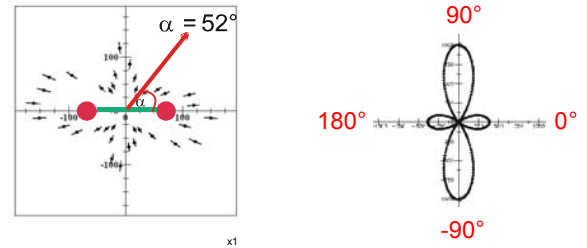


Abb.1: a) Polarplot des Zwischenwinkels von Elektron und Molekülachse in der Polarisationsebene. Die Molekülachse steht hier horizontal ($\phi_{x1} = 0^\circ, 180^\circ$), der aus der Bedingung des klassischen Doppelspalt ausgerechnete Winkel α für das Auftreten eines Interferenzminimums ist eingezeichnet. Die Energie des langsamen Elektrons beträgt 0 eV bis 5 eV, über den gesamten Bereich des KER wurde integriert, der polare Öffnungswinkel zur Polarisationsebene beträgt für die Molekülachse und für das schnelle Elektron 20° , über alle Winkel des langsamen Elektrons wurde integriert.

b) Interferenzstruktur des klassischen Doppelspalt für eine Energie von 190 eV und einen Spaltabstand von 1.2 a.u.

Die experimentellen Ergebnisse wurden deshalb mit weiteren Theorien verglichen [Abb.2]. Die Theorie von Cherepkov und Semenov, welche die Einfachionisation des Wasserstoffmoleküls für zirkular polarisiertes Licht behandelt, berechnet die Elektronenwinkelverteilung durch die Hinzunahme der Streuung der Photoelektronenwelle am benachbarten Proton. Die Berücksichtigung dieses Effektes führt zu einer deutlich besseren Beschreibung der Daten.

Da es sich in diesem Experiment um die Doppelionisation des Moleküls handelt, auch für Fälle bei denen einem Elektron nahezu keine kinetische Energie zukommt, muss die Wechselwirkung zwischen allen Fragmenten, insbesondere zwischen den Elektronen berücksichtigt werden. Die 5C-Theorie [Wal00] berücksichtigt die Coulomb-Wechselwirkung zwischen allen Fragmenten des Wasserstoffmoleküls. Die Wechselwirkung zwischen den Ionen kann allerdings im Rahmen der Born-Oppenheimer-Näherung vernachlässigt werden. Der 5C-Rechnung zeigt, wie die experimentellen Daten, verstärkte Maxima entlang der Molekülachse, jedoch ist hier die Änderung des Größenverhältnisses zu extrem im Vergleich zu den experimentellen Daten. Um die experimentell gefundene Elektronenwinkelverteilung zu rekonstruieren, dürfen dennoch anscheinend weder Streueffekte noch die Coulomb-Wechselwirkung der Fragmente vernachlässigt werden.

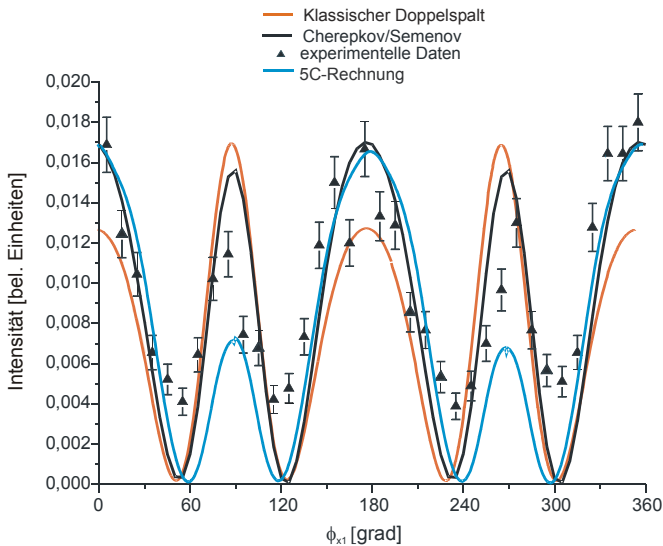


Abb.2: Darstellung zum Vergleich der theoretischen Modelle mit den experimentellen Daten. Die Kurve des klassischen Doppelspalt basiert auf einer Energie von 190 eV und einem Spaltabstand von 1,4 a.u. (rote Kurve). Die Rechnung von Cherepkov für die Einfachionisation des H_2 -Moleküls bei zirkular polarisiertem Licht wurde für eine Elektronenenergie von 190 eV durchgeführt, über den KER wurde integriert (schwarze Kurve). Die 5C-Rechnung von Michael Walter für die Doppelionisation des H_2 -Moleküls basiert auf einer Energie des schnellen Elektrons von 185 eV, das langsame Elektron hat dabei eine Energie von 5 eV. Auch hier wurde über den KER integriert (blaue Kurve). Die Kurve der experimentellen Daten beruht auf einer gesamten kinetischen Energie der Elektronen von 190 eV. Für das langsame Elektron wurde dabei über einen Energiebereich von 0 bis 5 eV integriert.

Die Polarwinkel Θ_{Mol} der Molekülachse sowie Θ_{e1} und Θ_{e2} der Elektronen sind entsprechend Abb. 1.

In den experimentellen Daten lässt sich außerdem die Abhängigkeit zwischen der Größe der Interferenzmaxima und der kinetischen Energie der Ionen (KER).

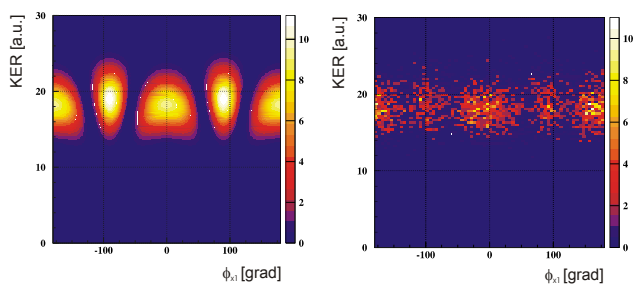


Abb. 3: Darstellung des Emissionswinkels ϕ_{x1} des schnellen Elektrons relativ zur Molekülachse in Abhängigkeit des KER (in a.u.). Verglichen werden hier die erwartete Verteilung des klassischen Doppelspalt (a)

mit den experimentellen Daten (b). In a) wurde eine feste Energie des schnellen Elektrons von 190 eV gewählt, der Spaltabstand R , hier repräsentiert durch den KER, wurde entsprechend variiert. In b) wurde über eine Energie des langsamen Elektrons von 0 eV bis 5 eV integriert, die Bedingungen für $\Theta_{Mol} > \Theta_{e1}$ und Θ_{e2} sind entsprechend denen in Abbildung 1.

In Abb. 3 b) ist der Emissionswinkel des schnellen Elektrons gegen den KER aufgetragen. Betrachtet man nun Schnitte aus diesem Spektrum, d.h. die Winkelverteilung des schnellen Elektrons für verschiedene Wertebereiche des KER, so lassen sich unterschiedliche Größenverhältnisse der Interferenzmaxima erkennen [Abb.4]. Aus diesen kann man auf den internuklearen Abstand der Kerne zum Zeitpunkt der Doppelionisation schließen

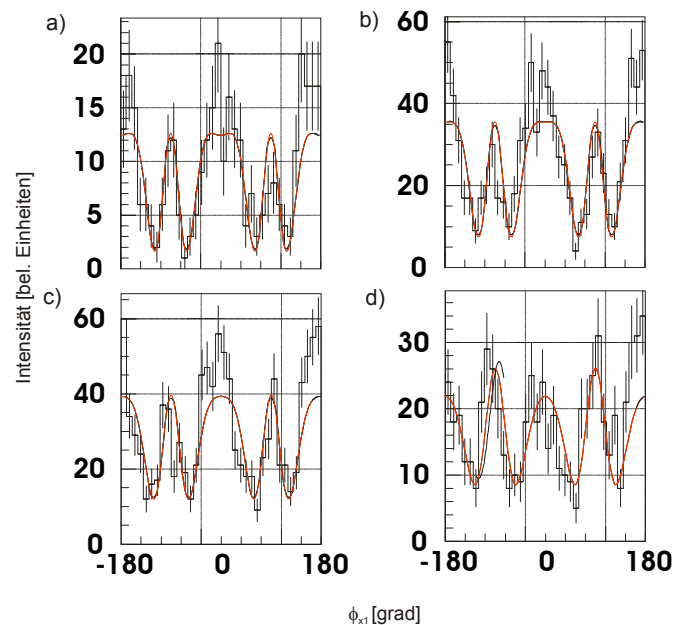


Abb. 4: Die Elektronenwinkelverteilung (ϕ_{x1}) für verschiedenen Bereiche des KER. Der Fit (durchgezogene rote Linie) wurde für einen Impuls $k = 3,74$ a.u. gemacht. In den experimentellen Daten (schwarze Datenpunkte mit Fehlerbalken) wurde über eine Energie des langsamen Elektrons von 0 bis 5 eV integriert, die Winkel $\Theta_{Mol} > \Theta_{e1}$ und Θ_{e2} sind wie in Abb. 5.7 gewählt. R_{Fit} bezeichnet den aus dem Fit errechneten Abstand, $R(KER)$ bezeichnet den aus Gleichung 2.2. errechneten Abstand.

a) KER = 12-16 eV, $R_{Fit} = 1,68$ a.u., $R_{KER} = 1,81$ a.u.; b) KER = 16-18 eV, $R_{Fit} = 1,63$ a.u., $R_{KER} = 1,60$ a.u.; c) KER = 18-20 eV, $R_{Fit} = 1,57$ a.u., $R_{KER} = 1,43$ a.u.; d) KER = 20-25 eV, $R_{Fit} = 1,36$ a.u., $R_{KER} = 1,24$ a.u.;

Um nun die Korrelation zwischen den Elektronen zu untersuchen, haben wir den Einfluß des langsamen Elektrons auf die Winkelverteilung des schnellen Elektrons betrachtet. Abb.5 zeigt den Interferenzeffekt in der Elektronenwinkelverteilung in Abhängigkeit von der Energie

des niederenergetischen Elektrons [Abb. 5b)] im Vergleich zur Interferenzstruktur des klassischen Doppelspaltes [Abb. 5a)]

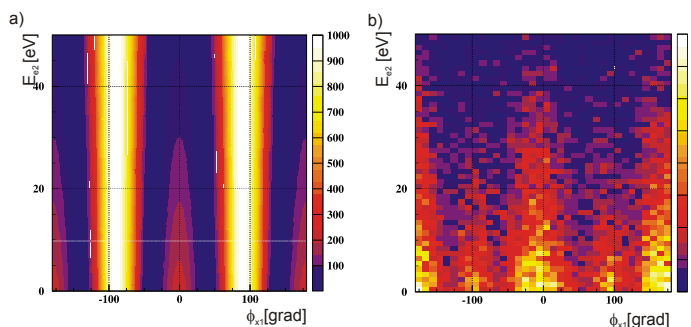


Abb. 5: Spektrum des Emissionswinkels ϕ_{x1} des hochenergetischen Elektrons, relativ zur Molekülachse, gegen die Energie des niederenergetischen Elektrons E_{e2} . a) zeigt die Erwartungen gemäß des klassischen Doppelspaltes. Die Darstellung beruht auf einer gesamten kinetischen Energie von 190 eV. b) zeigt die experimentellen Daten. Über den KER wurde integriert. Die Polarwinkel der Molekülachse Θ_{Mol} sowie der beiden Elektronen Θ_{e1} und Θ_{e2} sind wie in Abb. 1. gewählt.

Man erkennt hier das Verschwinden des Interferenzeffektes für höher werdende Energien E_{e2} des langsamen Elektrons. Dies ist auf die dadurch einhergehende geringer werdende Energie E_{e1} des schnellen Elektrons zurückzuführen. Außerdem kann man bei ansteigender Energie des langsamen Elektrons dieses auch als einen „Beobachter“ bezeichnen, welcher somit die Interferenz zerstört. Das bedeutet, durch die sich annähernden Energien der beiden Elektronen gewinnt die Wechselwirkung zwischen ihnen an Bedeutung. Die Beeinflussung der Elektronen geschieht dabei durch "Post Collision Interaction" (PCI), welche die Coulomb-Wechselwirkung nach der Ionisation der Elektronen beinhaltet. Der Einfluss des langsamen Elektrons ist somit gleichzusetzen mit einer Ankopplung des molekularen Doppelspaltsystems an die Umwelt, welche zur Dekohärenz führt.

Um über den Einfluß des langsamen Elektrons als „Beobachter“ auf die Interferenz Aufschluß zu erhalten, wurde die Elektronwinkelverteilung für eine feste Emissionsrichtung des langsamen Elektrons untersucht. In den experimentellen Daten konnte deutlich die Unterdrückung der Emissionswahrscheinlichkeit des schnellen Elektrons entlang der Emissionsrichtung des langsamen Elektrons aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung beobachtet werden. Diese Elektronenwinkelverteilung konnte durch eine Faltung [Abb. 6c)] der reinen Interferenz [Abb. 6a)] – erzeugt durch die Integration über den Zwischenwinkel der Elektronen - mit der reinen Elektronenwechselwirkung [Abb. 6b)] - erzeugt durch die Integration über die Stellung der Molekülachse - rekonstruiert werden. Die Verteilung nach

der Integration über die Molekülachse ähnelte dabei der Struktur der Elektronenwinkelverteilung nach der Doppelionisation des Heliumatoms. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die gemessene Winkelverteilung der Photoelektronen des doppelionisierten Wasserstoffmoleküls aus einer Überlagerung der Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen des heliumähnlichen Systems mit der Interferenzstruktur besteht.

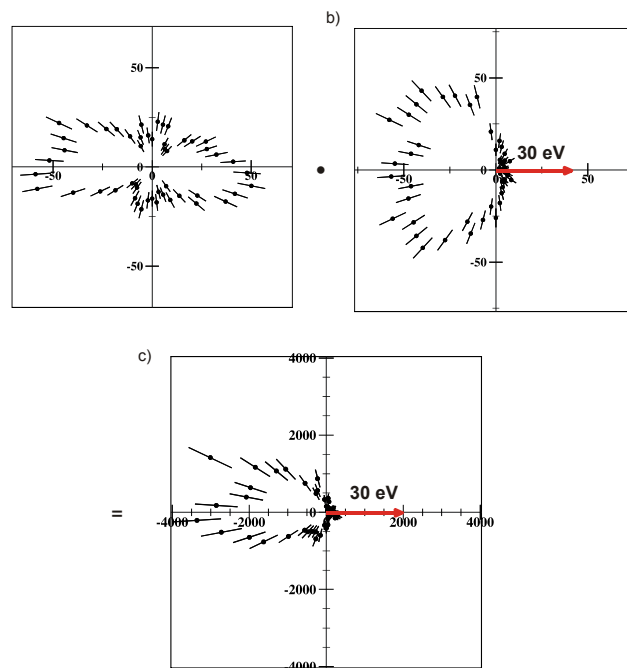


Abb.6. Darstellung der Faltung (c). Die Faltung wurde erzeugt durch die Multiplikation der Winkelverteilung des schnellen Elektrons nach der Integration die Emissionsrichtung des langsamen Elektrons (a) mit der Winkelverteilung des schnellen Elektrons relativ zur festen Emissionsrichtung des langsamen Elektrons nach der Integration über die Molekülachse (b). Es wurde über eine Energie des langsamen Elektrons von 20-40 eV und über den KER integriert. Die Polarwinkel zur x-Achse Θ_{Mol} , Θ_{e1} und Θ_{e2} sind entsprechend Abb. 1 gewählt

Das bedeutet, die Elektron-Elektron-Korrelation und die Doppelspaltinterferenz sind zwei separate Prozesse. Die Elektronen verlassen den Molekülverband wie im Heliumatom über den SO- bzw. den TS1-Prozess und das langsame Elektron kann nicht als „Beobachter“ betrachtet werden, durch welchen es zur Dekohärenz kommt.

Referenzen:

[1] Katharina Kreidi, Diplom, *Photodoppelionisation von H₂-Eine Analogie zum Doppelspalt*, (2005), Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main
 [2] T. Weber, Dissertation, „Untersuchung der verschränkten Bewegung freier Elektronenpaare emittiert aus Ein- und Zweizentren Coulomb-Potentialen in Photoabsorptionsprozessen“, (2003), Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main
 [3] M. Walter, Dissertation, „*Photo(doppel)ionisation von Helium und einfachen Molekülen*“, (2000), Fakultät der Physik der Albert-Ludwig-Universität Freiburg im Breisgau.

Photoionisation und Doppelanregung in H₂ und D₂

Tilo Havermeier

Das hier vorgestellte Experiment wurde im Rahmen einer Diplomarbeit im März 2005 an der ALS des Lawrence Berkeley National Laboratory durchgeführt. Es wurde ein Überschall-Gasjet aus H₂ bzw. D₂ mit linear polarisierter Synchrotron-Strahlung gekreuzt. Und die bei der Ionisation entstandenen Fragmente (H₂ + hν → H_(n=1,2...) + e⁻ + p) wurden mit der COLTRIMS-Methode [4] untersucht. Es wurden hauptsächlich Prozesse betrachtet, die zu doppelt angeregten Zuständen führen. Die Photonen-Energien wurden in einem Bereich von 29 bis 60 eV abgesannt, um so einen umfassenden Überblick über die ablaufenden Prozesse der Einfach-Ionisation in H₂ und D₂ zu erhalten.

Anhand des Potentialbildes (Abb. 1) kann man ablesen, welche Ionisations-Prozesse bei bestimmten Photonenenergien zugänglich sind. In Abb. 3 ist die die kinetische Energie der auseinander laufenden Kerne (Kinetic Energy Release (KER)) gegen die Photonenenergie aufgetragen. Diese Darstellung gibt einen guten Überblick über Häufigkeit und Wirkungsbereich der populierten Zustände. Wie man sehen kann, kann der 2pσ_u Zustand von den höher angeregten Zuständen gut unterschieden werden. In den Messdaten kann man deutlich Bereiche erkennen, die einer Anregung auf das Q1- und Q2-Band entsprechen. [3]

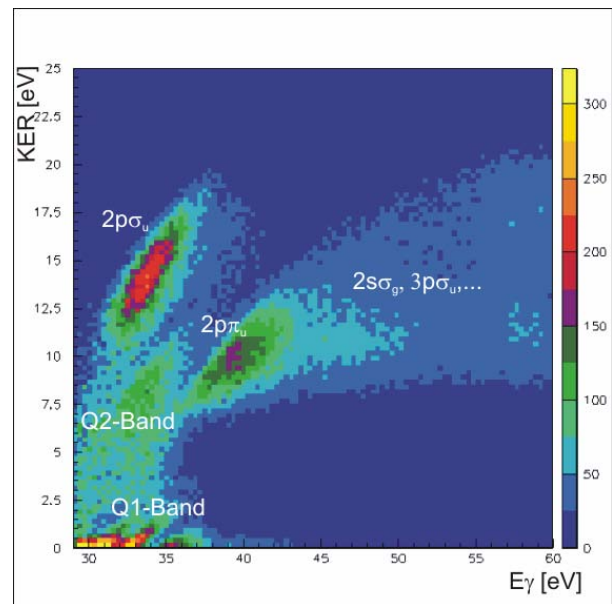
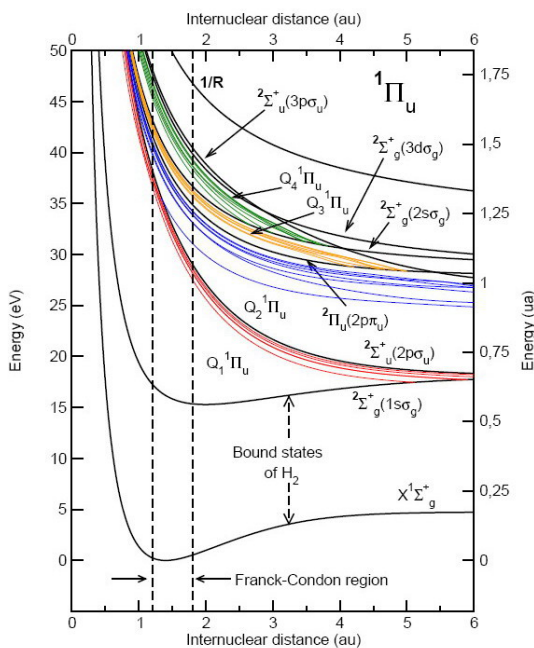


Abb.3 Das KER Spektrum, aufgetragen gegen die Photonenenergie, gibt einen guten Überblick über alle im Energiebereich ablaufenden Prozesse.

Abb.1 H₂ Potentialkurven (von F. Martin), die doppelt angeregten Zustände sind in Bändern (Q1,Q2...) unterhalb der Potentialkurven des H₂⁺ angesiedelt.

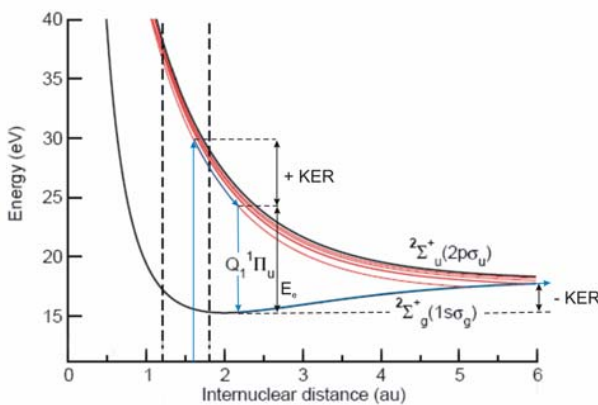


Abb.2 Skizzierter Ionisationspfad bei einer Anregung auf das Q1-Band

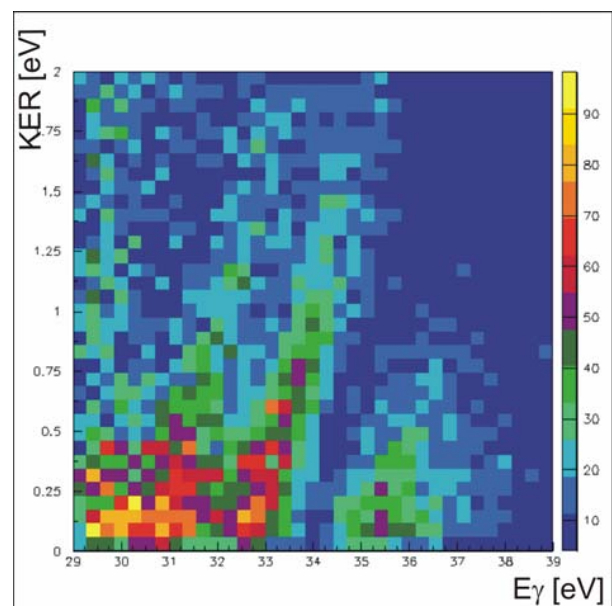


Abb. 4 Ausschnitt, in dem einzelne Linien sichtbar sind, die Besetzungen von doppelt angeregten Zuständen im Q1-Band entsprechen.

Abb. 4 ist ein Ausschnitt aus Abb. 3. Hier erkennt man einzelne Linien, die Anregungen auf die doppelt angeregten Zustände im Q1-Band entsprechen. Dieser geringe KER kann nur durch einen Prozess erklärt werden, in dem das Molekül auf das Q1-Band angeregt wird. Nach der Anregung dissoziiert das Molekül entlang der Potentialkurven des Q1-Bandes. Bei einem gewissen internuklearen Abstand ionisiert das Molekül und fällt auf den stabilen $1s\sigma_g$ Zustand zurück. Die Atomkerne haben jedoch durch die Dissoziation ausreichend kinetische Energie erhalten, um aus dem Potentialminimum heraus zulaufen. Der KER im Endzustand ist also noch um eine potentielle Energie abgeschwächt, und folglich relativ klein (<2 eV). [1,2]

Bei einer Photonenenergie von etwa 31 bis 41 eV können auch die Potentialkurven des Q2-Bandes angeregt werden. Wird einer dieser Zustände besetzt, läuft das Molekül einige Zeit auseinander, bis es auf die $2p\sigma_u$ Potentialkurve abfällt und dort weiter dissoziiert. Durch diesen späteren Startpunkt ergibt sich also ein etwas geringerer KER, als bei der direkten Besetzung des $2p\sigma_u$ Zustandes.

Außerdem zeigt sich ein signifikanter Unterschied zwischen der Winkelverteilung im Q2-Band und dem $2p\sigma_u$ Zustand.

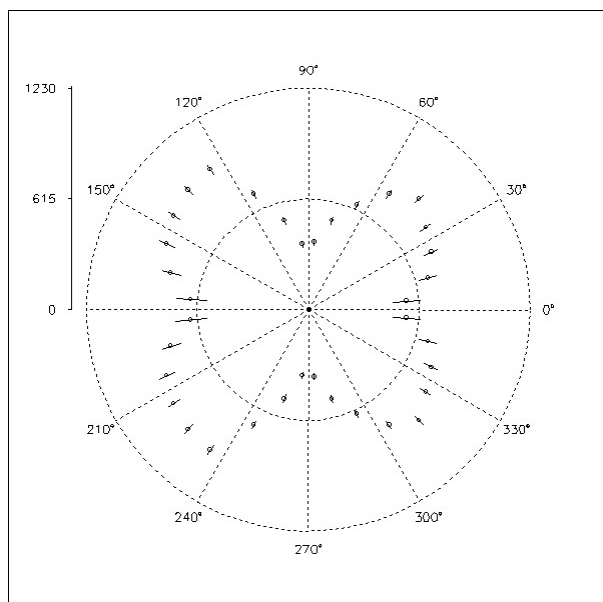


Abb. 5: Winkelverteilung im $2p\sigma_u$ Zustand (direkte Besetzung) (D_2 bei 35 eV Photonenenergie) Die Orientierung der Achsen ist aus der unteren Skizze zu entnehmen.

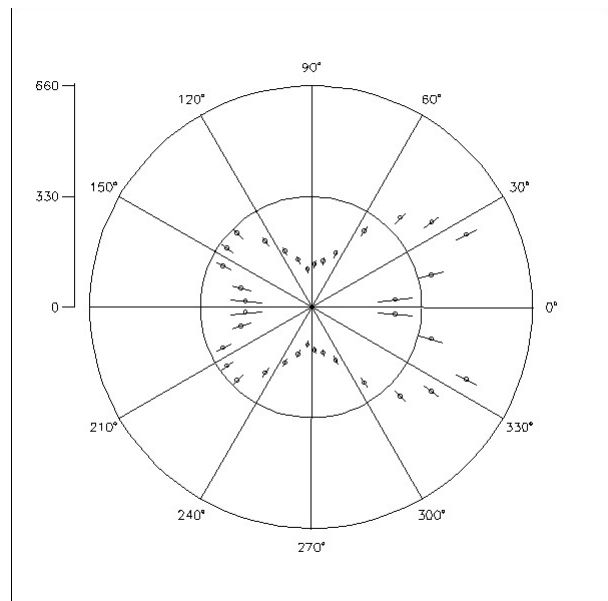
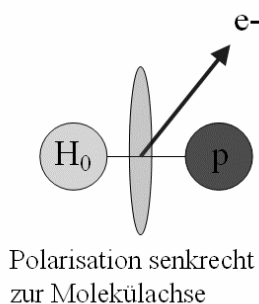


Abb. 6: Winkelverteilung über eine Anregung des Q2-Bandes (D_2 bei 35 eV Photonenenergie). Hier ist eine deutliche Asymmetrie erkennbar.

Die entsprechenden Winkelverteilungen für H_2 unterscheiden sich dagegen nicht von den hier dargestellten. Die Verteilung änderte sich auch nicht bei verschiedenen Photonenenergien.

Referenzen:

- [1] I. Sánchez, F. Martín, Multichannel Dissociation in Resonant Photoionization of H_2 , Physical Review Letters 82, 3775 (1999)
- [2] Sánchez, F. Martín, Dissoziative photoionization of H_2 and D_2 by (30-37)-eV photons via $^1\Pi_u$ states, Physical Review A 60, 2200 (1999)
- [3] Lutz Foucar, Ionisation und Anregung von Wasserstoff- und Deuteriummolekülen mit Synchrotronstrahlung, Frankfurt, 2003
- [4] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshhammer, H. Schmidt-Böcking, Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A 'Momentum Microscope' to View Atomic Collision Dynamics, Physics Reports 330 95-192 (2000)

K-Schalen Photoanregung und Ionisation von Kaliumatomen

¹N. Neumann, ²H. Adaniya, ²M.P. Hertlein, ²B. Feinberg, ²A. Belkacem and ¹R. Dörner

¹Institut für Kernphysik, J.W. Goethe - Universität Frankfurt, Max-von-Laue Str. 1, D-60438 Frankfurt

²Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA 94720

Die Beschaffenheit des Lichtes wurde Jahrhunderte lang von den Wissenschaftlern diskutiert und erst gegen Ende des 19. Jahrhunderts konnten die Wissenschaftler durch verschiedene Experimente sowohl den Teilchen- als auch den Wellencharakter des Lichtes erklären. 100 Jahre nach Einstein gilt die Photoionisation immer noch als ein spannender Vorgang. Im Jahre 1923 fand der französische Physiker Pierre Victor Auger (1899-1993) erstmals bei Untersuchungen zum Photoeffekt die Existenz von strahlungslosen Übergängen in Atomen. Die Hauptidee bei der Beschreibung des Prozesses ist es, die Emission eines Auger-Elektrons als einen Resonanzprozess bei der Anregung eines Atoms zu betrachten. Um die Dynamik dieses speziellen Photoionisationsprozesses zeitaufgelöst darstellen zu können, wurde ein Pump/Probe Experiment aufgebaut. Mit Pump/Probe Experimenten werden Experimente bezeichnet, bei welchem das System durch Absorption eines Photons, aus dem so genannten Pumpuls, gestört und somit zu einem bestimmten Prozess angeregt wird. Um diesen, im Atom zeitabhängig verlaufenden, Prozess darzustellen, wird mit einem zweiten Puls, dem Probepuls, das Atom fragmentiert. Um schnelle Prozesse, wie den Auger-Prozess, zeitaufgelöst darstellen zu können benötigt man einen Probepuls mit einer Länge im Bereich der Dauer des jeweiligen Prozesses.

Das Experiment wurde an der Advanced Light Source in Berkeley, Kalifornien durchgeführt. Um das System zu stören, wurde als Pumpuls ein 120 Femtosekunden Laserpuls mit einer Wellenlänge von 800nm und einer durchschnittlichen Leistung von 1,8 Watt verwendet. Als Probepuls wurde ein 50ps langer Röntgenpuls verwendet. Auf Grund der einschränkenden Länge des Röntgenpulses war es nicht möglich den innerhalb weniger Femtosekunden ablaufenden Auger-Prozess zeitaufgelöst darzustellen. Trotzdem die technischen Anforderungen nicht gegeben waren, wurde das Experiment als eine Art

Vorexperiment durchgeführt. Es sollte mögliche Fehlerquellen in der Durchführung und der anschließenden Auswertung aufzeigen und die Handhabung bei der räumlichen und zeitlichen Überlagerung des Laser- und Röntgenpulses in der Targetzone verbessern.

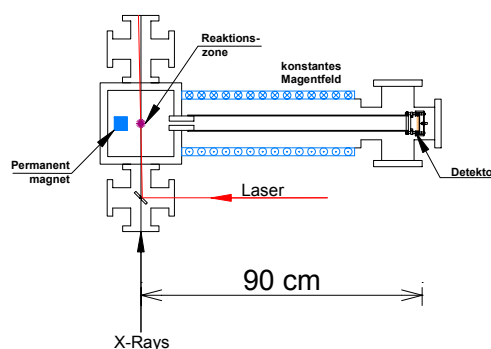


Abb. 1: Draufsicht auf die Kammer mit eingezeichnetem Strahlengang von Laser- und Röntgenstrahlen; das Magnetfeld resultiert aus dem Magnetfeld des Permanentmagneten hinter der Reaktionszone und dem Spulenmagneten um den Spektrometerebereich

Als zu untersuchendes System wurde Kalium gewählt, da dieses im Gegensatz zum Edelgas Argon ein Valenzelektron im 4s Zustand enthält und somit durch den Laserpuls einfach ionisiert werden kann. Die Messung sollte die Bedeutung des 4s Elektrons auf das Gesamtsystem untersuchen. Die Ionisation bzw. Anregung der K-Schale der Kaliumatome sowie der Kaliumionen wurde mit hochenergetischen Röntgenphotonen realisiert. Um die daraus entstandenen Auger-Elektronen ohne störenden Untergrund messen zu können, wurde ein 4π Flugzeitspektrometer nach dem Prinzip der magnetischen Flasche entwickelt. Hierbei befindet sich hinter der Targetzone ein Permanentmagnet und im Bereich des Spektrometers ein Spulenmagnet. Beide so erzeugten Magnetfelder wirken derart, dass sich im Bereich der Targetzone ein stark

inhomogenes Magnetfeld bildet, welches nach kurzer Distanz in ein schwaches, homogenes Magnetfeld übergeht. Die in der Reaktionszone entstehenden, schnellen Auger-Elektronen werden durch das starke Magnetfeld von ~ 3000 Gauß in Richtung des Spektrometers und im Bereich des schwachen Magnetfeldes von ~ 100 Gauß auf Spiralbahnen zwischen den Magnetfeldlinien in Richtung des Detektors geleitet. Um den Kaliumdampf zu erzeugen und in die Kammer zu leiten, wurde ein spezieller Ofen entwickelt. Da es sich bei Kalium, wenn es mit Wasser in Berührung kommt, um ein sehr reaktionsfreudiges Alkalimetall handelt, musste das Füllen des Ofens unter einer Argonatmosphäre geschehen.

Die Überlagerung des Lasers- mit dem Röntgenstrahl erwies sich als sehr kompliziert. Für die zeitliche Überlagerung wurde eine Photodiode hinter der Reaktionszone installiert, welche die auftreffende Lichtintensität von dem Röntgen- und dem Laserpuls misst und an Oszilloskop weitergibt. Durch geeignete Elektronik wurde eine zeitliche Überlagerung der beiden Signale realisiert. Die räumliche Überlappung erfolgt mit Hilfe einer abgeschrägten Metallplatte, welche sich an einem in vertikaler Richtung beweglichen Hebel befindet. Hinter der Metallplatte befindet sich die Photodiode. Mit Hilfe eines Motors kann die Platte durch den Laser- oder Röntgenstrahl bewegt werden und mit Hilfe der Photodiode kann anschließend die Lichtintensität in Abhängigkeit der vertikalen Position der Platte bestimmt werden. Die untere Kante der Metallplatte verläuft horizontal, während die obere Kante in einem Winkel von 45° abgeschrägt ist. Fährt die Metallplatte durch den Lichtstrahl, so wird ein Teil des Lichtes geblockt und die Photodiode registriert eine geringere Intensität. Bewegt sich die Metallplatte weiter, dringt kein Licht mehr zur Photodiode vor. Trägt man nun die von der Photodiode gemessene Lichtintensität in Abhängigkeit von der Position der Metallplatte auf, so kann man die exakte Position des Laser- und Röntgenlichtes in der Vakuumkammer bestimmen. Mit Hilfe der horizontalen Kante kann die vertikale Verschiebung durch die abgeschrägte Kante die horizontale Verschiebung der Strahlen zueinander bestimmt werden. Anschließend muss der Laserstrahl um die benötigte Strecke in horizontaler und vertikaler Richtung verschoben werden, so dass die Mittelpunkte der beiden Strahlen übereinstimmen, was durch eine erneute Messung überprüft wird.

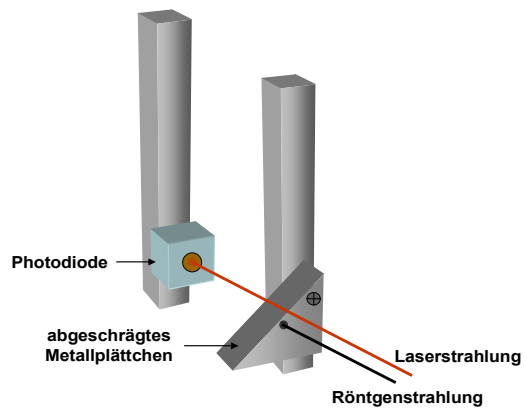


Abb. 2: Apparatur in der Kammer, um den Laser- und den Röntgenstrahl räumlich zu überlagern

Damit die Abhängigkeit des 4s Elektrons auf die Kernabschirmung des Kaliumatoms bestimmt werden kann, wurden zwei voneinander unabhängige Messungen durchgeführt und die Ergebnisse miteinander verglichen. In dem ersten Teilexperiment wurde die K-Schale des Kaliumatoms mit dem Röntgenpuls angeregt und das, durch den anschließend ablaufenden Auger-Prozess erzeugte, schnelle Auger-Elektron auf dem Multi-Channel-Detektor aufgezeichnet. Dadurch konnte in Abhängigkeit der eingestrahnten Röntgenphotonenenergie die Ionisationskurve für die K-Schale von Kalium aufgenommen werden. Im zweiten Teilversuch wurde das 4s Elektron des Kaliumatoms durch den 120fs Laserpuls entfernt. In dem zweiten Schritt wurde die K-Schale des so erzeugten Kaliumions wieder mit einem Röntgenpuls angeregt und somit erneut die Elektronenrate der Auger-Elektronen für verschiedene Röntgenphotonenenergien aufgezeichnet.

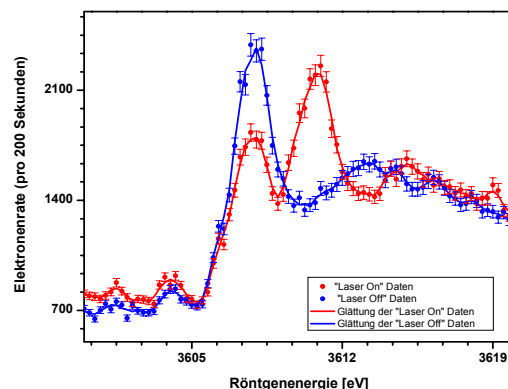


Abb. 3: Auger-Elektronenraten von Kaliumatomen (blau) und Kaliumionen nach der Ionisierung durch den Laser (rot) in Abhängigkeit von der Energie der eingestrahnten Röntgenphotonen.

Die Kurve der gemessenen Raten von Auger-Elektronen für das Kaliumatom (blau) zeigt einen ausgeprägten Peak bei einer Röntgenphotonenenergie von $\sim 3608\text{eV}$, welche sehr gut mit der in der Literatur angegebenen Ionisationspotenzial für die K-Schale des Kaliumatoms übereinstimmt. Durch den Röntgenpuls wird ein Elektron aus dem $1s$ Zustand in den angeregten $4p$ Zustand gehoben. Die Kurve des Kaliumions (rot) zeigt ebenfalls einen Peak bei 3608eV , der jedoch geringer ausfällt, als bei der Kurve des neutralen Kaliumatoms. Zusätzlich ist noch ein weiterer Peak bei einer Röntgenphotonenenergie von 3611eV zu erkennen. Dieser Peak indiziert eine Veränderung der Energie der K-Schale des, mit Hilfe des 120fs Laserpulses erzeugten, Kaliumions. Der Peak bei 3608eV kann dadurch erklärt werden, dass während der Anregung des K^+ in der Reaktionszone ein geringer Teil an neutralem Kalium ebenfalls angeregt wurde. Um die Raten der Auger-Elektronen des angeregten Kaliums und des angeregten Kaliumions miteinander vergleichen zu können, wurde von der K^+ -Kurve der Betrag der Kaliumatome abgezogen und in Abb. 4 mit den Raten der Auger-Elektronen bei Kaliumatomen gegen die jeweiligen Röntgenphotonenenergien aufgetragen.

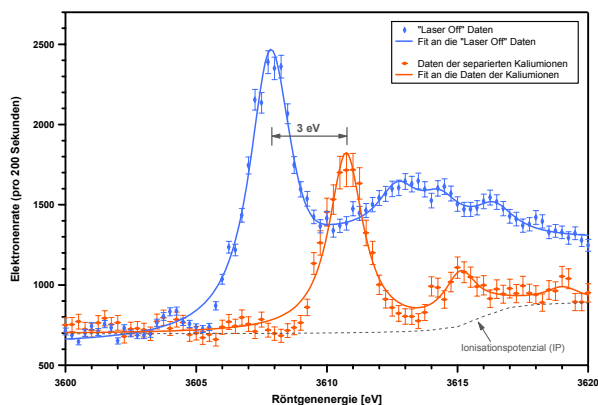


Abb. 4: Laser Off^c-Kurve und separierte K^+ -Kurve in Abhängigkeit von der Röntgen-energie. Die „Laser Off^c-Kurve (blau) zeigt einen Peak bei 3608 eV . Die rote K^+ -Kurve gibt die K-Schalen-Ionisation des Kaliumions wieder. Der Peak befindet sich bei einer Energie von 3611 eV und zeigt damit eine Verschiebung um 3 eV .

Lediglich bei 35% der Kaliumatome konnten durch den Laserpuls ionisiert werden, was durch die Intensität der einzelnen Peaks in den Kurven dargestellt wird. Sehr deutlich ist zu erkennen, dass die K^+ -Kurve zu der „Laser-Off^c-Kurve um 3 eV zu höheren Energien hin verschoben ist.

Für den Fall des $1s4p$ Übergangs entspricht dies einer Erhöhung der Energie $E_{14} = E_{1s} - E_{4p}$, die dadurch zu Stande kommt, dass sich das $1s$ Niveau stärker zum Kern hin verschiebt als das $4p$ -Niveau. Diese Tatsache ist umso erstaunlicher, da die Wellenfunktion des $4s$ -Elektrons in der Kernnähe einen geringeren Einfluss auf die Energieniveaus als in der Nähe des $4p$ -Niveaus besitzt und man erwarten würde, dass sich die äußeren Niveaus stärker verschieben, wodurch sich die Energie E_{14} verringern würde.

Für die Zukunft ist an der ALS eine weitere Beamline geplant, welche Röntgenpulse im fs-Bereich produzieren kann. Durch Verwenden dieser kurzen Röntgenpulse wären weitere Experimente zur zeitaufgelösten Darstellung des Auger-Prozesses denkbar. Bis zu diesem Zeitpunkt sollen weitere Experimente zur Untersuchung „langsamer“ dynamischer Vorgängen in Atomen und Molekülen, zum Beispiel die Dissoziation von Molekülen auf einer Pikosekunden Zeitskala, durchgeführt werden.

Referenzen:

- [1] N. Neumann, J.W. Goethe – Universität Frankfurt, Diplomarbeit (2005)
- [2] M.P. Hertlein et. al. *Phys. Rev. A* **71**, 022702, (2005)

Elektronenkorrelation in Supraleitern

Stefan Voss^{1,2}, Th. Weber¹, T. Jahnke¹, A. Kanigel², L. Foucar¹, M. Odenweller¹, T. Havermeier¹, O. Jagutzki¹, L. Schmidt¹, M. Hattass¹, J.C. Campuzano², H. Schmidt-Böcking², R. Dörner²

¹ Institut für Kernphysik Frankfurt

² Dept. of Physics, University of Illinois at Chicago, 845 W. Taylor St., Chicago IL, 60607

Ziel des Experimentes ist der Nachweis korrelierter Elektronenpaare in Supraleitern, den sogenannten Cooperpaaren. Dazu soll zunächst ein Hochtemperatursupraleiter, (Bi2212) dessen Sprungtemperatur bei etwa 80K liegt, durch Beleuchtung mit harten UV-Strahlen (15 eV) untersucht werden. Neben dem reinen Nachweis solcher Paare in Abhängigkeit der Temperatur beispielsweise, sind eingehende spektroskopische Untersuchungen bezüglich Energie und Impuls der durch den Photoeffekt freigesetzten Elektronen gedacht.

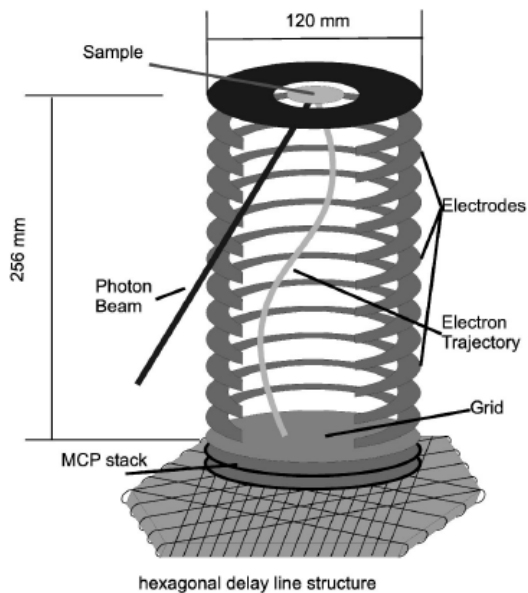


Abb. 1: Flugzeitspektrometer mit ortsauflösender delay line Anode ^[2].

Zur Messung wird ein zeit- und ortsauflösender Multihitdetektor benutzt, auf welchen der gewählte Impulsraum (bis zu 2π) mittels eines elektrischen und ggf. magnetischen Feldes projiziert wird - eine vielfach bewährte Methode vor allem an Experimenten in der Gasphase (COLTRIMS). Da es sich bei dem Versuch im wesentlichen um eine Flugzeitspektroskopie handelt, müssen gepulste Strahlungsquellen verwendet werden, weshalb das Projekt mit zwei Aufbauten für Messungen an den Synchrotronanlagen ALS in Berkeley, Kalifornien;

SRC bei Madison, Wisconsin und DESY in Hamburg, konzipiert ist. Zusätzlich ist die Verwendung des Ti:Sa-Femtosekundenlasers der Arbeitsgruppe, durch Anregung von höheren Harmonischen und unter Benutzung eines Monochromators, welche nach den geplanten Ausbaustufen zukünftig zur Verfügung stehen sollen, in Betracht gezogen.

Eine besondere Herausforderung bei diesem Experiment liegt in der Herstellung und Bewahrung sehr guter Vacua, da kurze Wiederbedeckungszeiten eine einmal erzeugte saubere Oberfläche schnell verunreinigen und daher die Meßzeiten stark verkürzen können. Erstrebenswert ist dabei neben einem Enddruck im Bereich von $e-11$ Torr auch eine als sauber geltende Zusammensetzung der Restgase.

Nach erfolgreichen ersten Experimenten von Mirko Hattass^[1] an Cu-Oberflächen läßt diese Fortführung weitere spannende Einblicke in die Festkörperphysik erwarten.

Die erste Strahlzeit im August 2005 an der ALS regte zu vielen wichtige Verbesserungen des experimentellen Aufbaus an, lieferte jedoch keine verwertbaren Ergebnisse.

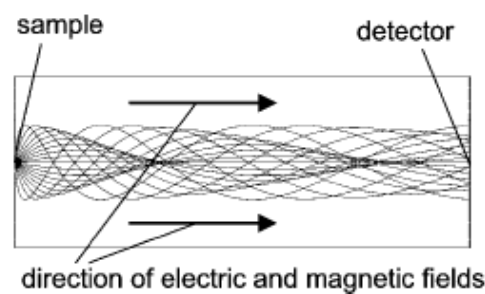


Abb 2.: Beispiel für Elektronentrajektorien unter verschiedenen Emissionswinkeln simuliert mit SIMION 7.0.

^[1] M. Hattass, *Dissertation*, 2004

^[2] M. Hattass *et al.*, *Rev. Sci. Inst.* 75 [7] 2373, 2004

Atomic and Molecular Ion Emission from Solid Surfaces by Binary Impact^e

T. Jalowy¹, L.S. Farenzena², C.R. Ponciano², E.F. da Silveira², H. Schmidt-Böcking, K.O. Groeneveld

A time-of-flight (TOF) type mass spectrometer, equipped with a 2-dimensional position-sensitive (XY) detector (e.g. in [1,2]) is used in the present measurements. The system allows the determination of the vector (i.e. 3-dimensional) velocity of secondary ions in their source system. To improve mass resolution and preserve a large radial velocity acceptance, the spectrometer described in ref. [1] was modified to have a shorter extraction region (0.77 cm length), a higher extraction field (3.8 kV/cm) and a longer drift region (8.34 cm length).

Al₂O₃ (~30Å) and LiF (~200Å) layers placed on Al (2000 Å) targets were bombarded by an Ar⁰ incident beam (25 keV/u, angle of incidence $\theta_p = 37^\circ$). The detected secondary ions were emitted from the projectile-entrance side of the target. At 5×10^{-7} mbar pressure the target surfaces are covered with contaminants as H₂, H₂O, N₂ and hydrocarbons C_nH_m.

The horizontal XZ scattering plane is defined by the beam trajectory and by the spectrometer symmetry axis Z, which is perpendicular to the target surface. The incident projectile impact angle θ_p is defined by the Z axis and the projectile direction. The system has reflection symmetry with respect to XZ plane, i.e., to the $y = 0$ coordinate.

Fig. 1 shows the XT plot of positive secondary ions obtained with the targets Al₂O₃ (top) and LiF layers (bottom): The distribution of the number of detected particles as a function of the horizontal coordinate of the impact position on the detector, x , and of the corresponding time-of-flight, T . The projectile impact on the target occurs at $x = 0$, the x -coordinate is defined in such a way that projection of projectiles on this axis corresponds to decreasing positive values of x .

The x -distribution for each observed ion species is almost symmetric if it is restricted to small values of x (< 3 mm). Small values of x correspond to low radial emission velocities. This is a strong indication that the electronic sputtering is the dominant process for species emitted only with low radial velocities [1].

The x -distribution is broad and almost symmetric for the bulk atomic species (Li⁺ and Al⁺) for x up to 20 mm. Large values of x are an indication of high radial emission velocity. It is concluded that such events are essentially due to a linear cascade process, i.e. these ions are emitted after a multiple collision process.

The x -distribution of some species, as H⁺, H₂⁺ or H₃⁺ shows a moderate degree of asymmetry. Hydrogen ions present a relatively large radial velocity distribution with moderate asymmetry. The H₃⁺ desorbed ions are mostly formed when the leaving H⁺ ions are captured by nearby H₂ molecules.

The x -distribution is strongly asymmetric (needle shaped) for certain secondary atomic or molecular ions (both being former constituents of surface adsorbates): C⁺, CH⁺, CH₂⁺ and N₂⁺ (partially also the H⁺). All high radial velocity ions are emitted toward negative x values. Their initial velocity and angular distributions (see [3]) show that the secondary particles are emitted close to a plane perpendicular to the beam direction, having their maximum cross section in the beam incidence plane. Such a process is due to projectile-molecule binary collisions, causing emission of molecular fragments from the target surface with small number of constituents. The high-velocity molecular emission however is not observed for H₂⁺, H₃⁺, CH₃⁺ secondary ions or for molecules with more than 3 atoms, e.g. the hydrocarbons. They are therefore more likely to dissociate than to be emitted intact after a binary collision with the projectile. Molecular binding energy and an upper number of molecular constituents may be the relevant parameters that allow a surface molecule, or its

molecular fragments, to survive the impact of fast projectiles. Besides a broad velocity distribution, emission of molecules with many constituents is expected to be more symmetric around the Z-axis than the needle-shaped structure molecules (see fig. 1).

Such type of analysis and result is useful for material and surface science by identifying the origin of secondary ions (from the surface or from the bulk) and by determining the ion collision/emission mechanisms, distinguishing e.g. single- and multiple-collision processes on the target surface or inside the target substrate.

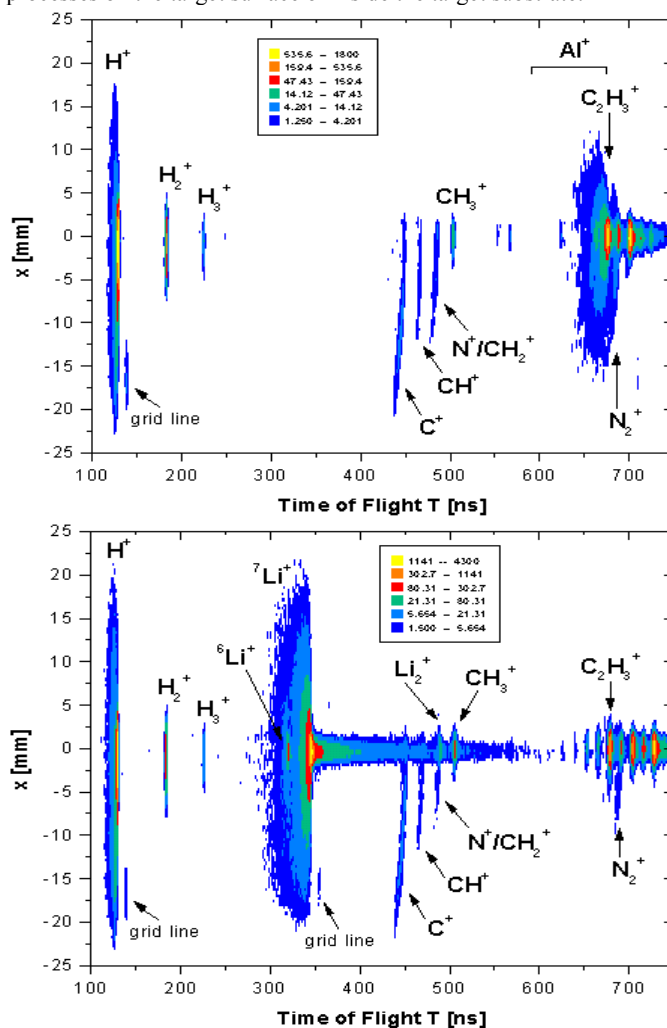


Fig. 1: XT plot: The horizontal projection of the secondary ion impact position x on the detector as a function the corresponding time-of-flight. Targets: Al₂O₃ (top) and LiF-layers (bottom)

[1] T. Jalowy, Dissertation, IKF-D 747 (2002).

[2] T. Jalowy et al., Nucl. Instr. Meth. B193 (2002) 762.

[3] T. Jalowy et al., submitted to Surface Science (2004).

¹Present address: Centre Interdisciplinaire de Recherche Ions Lasers CIRIL, Caen, France

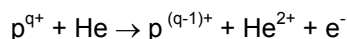
²Pontificia Universidade Católica, Rio de Janeiro, Brazil.

^eDAAD-CAPES-Programm, & Willkomm-Stiftung-Frankfurt a.M.

Transferionisation in schnellen Ion-Atom-Stößen - experimentelle Untersuchung des Heliumgrundzustandes -

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

In Transferionisationsexperimenten:



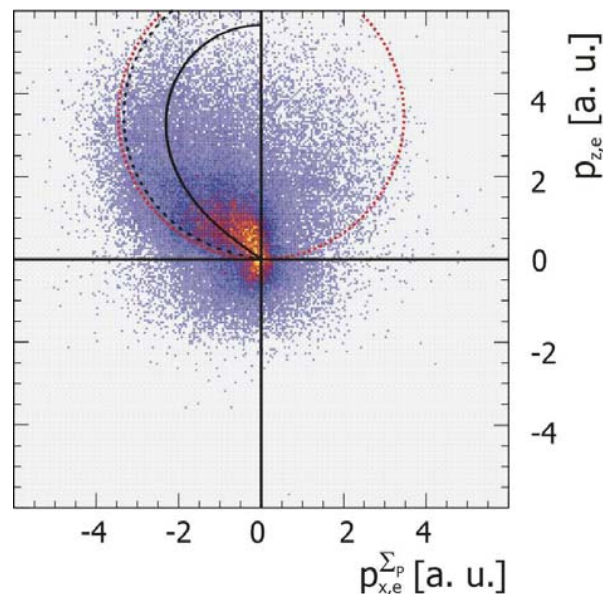
von H^{+} -, He^{+} - und He^{2+} -Projektilen mit einem Heliumtarget wurden die vollständig differentiellen Wirkungsquerschnitte mittels der COLTRIMS-Technik in einem Energiebereich von 40 keV/u bis 630 keV/u gemessen.

Dabei zeigt sich, dass die Elektronenimpulsverteilung stark von der Projektilgeschwindigkeit abhängig ist und von verschiedenen Prozessen dominiert wird. Der kinematische Elektronentransfer (OBK) in schnellen Ion-Atom-Stößen ist empfindlich auf die hohen Impuls-komponenten der Grundzustandswellenfunktion. Entsprechend der Projektilgeschwindigkeit können durch den Überlapp der Wellenfunktionen unterschiedliche Impuls-komponenten des Anfangszustandes herauspräpariert werden. Allerdings müssen dazu die einzelnen Teilprozesse, der Elektroneneinfang (SC) sowie die verschiedenen Ionisationsmechanismen, genau verstanden werden.

Während bei niedrigen Projektilgeschwindigkeiten ($v_p < 2$ a. u.) die meisten Elektronen aus molekularen Prozessen stammen, sind bei hohen Geschwindigkeiten Binary Encounter und Shake off Prozesse für die Ionisation verantwortlich. Vor allem bei niedrigen Projektilgeschwindigkeiten mit langen Wechselwirkungszeiten zwischen Projektil- und Targetsystem wird die Anfangszustandsverteilung stark durch Stoßprozess mit Vielteilchenwechselwirkungen verschmiert.

In nebenstehender Abbildung ist für das Stoßsystem He^{+}/He bei 300 keV/u die Elektronenimpulsverteilung mit Blick auf die Projektilstrebene dargestellt. Hier zeigen sich zwei unterschiedliche Ionisationsmechanismen. Bei hohen Projektilgeschwindigkeiten, mit möglichst wenigen Wechselwirkungen, kann das Elektron durch eine direkte Wechselwirkung mit dem Projektil, dem Binary Encounter (skizziert durch die rote Kreislinie), ionisiert werden. Hierbei zeigt sich, dass der Targetkern im Wesentlichen Beobachter ist; Elektron und Projektil tauschen den Impuls aus. Dies zeigt sich auch in großen Streuwinkeln des Projektils.

Werden stattdessen nur kleine Projektilstreuwinkel betrachtet, so wird die Elektronenverteilung hauptsächlich von rückwärtig emittierten Elektronen dominiert. Durch Vielfachstreuprozesse, wie dem sog. Recoil-Peak, können diese nicht erklärt werden.



Integrale Elektronenimpulsverteilung in der Projektilstrebene für das Stoßsystem He^{+}/He bei einer Projektilenergie von 300 keV/u. Skizziert ist der klassische Binary Encounter (rote Linie).

Tritt hingegen nur eine einzige Wechselwirkung für den Elektroneneinfang auf und wird das Elektron hinreichend schnell entfernt, so kann es zum sog. Shake off kommen. Zwischen Projektil und emittiertem Elektron besteht dabei keinerlei Verbindung. Das verbleibende Targetelektron kann sich nicht schnell genug dem veränderten Potenzial des He^{+} -Targetionentrumpfes anpassen und wird abgeschüttelt. Die Impulsverteilung des abgeschüttelten Elektrons ermöglicht Rückschlüsse auf den Heliumgrundzustand zu ziehen [1, 2]. Um die Messergebnisse von theoretischer Seite reproduzieren zu können, sind Terme mit höheren Drehimpuls-komponenten, sog. non- s^2 -Anteilen, im Anfangszustand erforderlich.

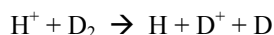
Referenzen:

- [1] M. Schöffler, A. L. Godunov, C. T. Whelan, H. R. J. Walters, V. S. Schipakov, V. Mergel, R. Dörner, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, J. Titze, E. Weigold and H. Schmidt-Böcking: *Revealing the effect of angular correlation in the ground-state He wavefunction: a coincidence study of the transfer ionization process*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **38**, (2005), L123
- [2] A. L. Godunov, C. T. Whelan, H. R. J. Walters, V. S. Schipakov, M. Schöffler, V. Mergel, R. Dörner, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, J. Titze and H. Schmidt-Böcking: *Transfer ionization process $p + \text{He} \rightarrow \text{H}^0 + \text{He}^{2+} + e^{-}$ with the ejected electron detected in the plane perpendicular to the incident beam direction*, Phys. Rev. A, **71**, (2005), 052712

Elektroneneinfang in Protonen aus D₂-Molekülen

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

Im Rahmen einer Diplomarbeit wurde der Elektronentransfer in Stößen zwischen Deuterium-Molekülen und Protonen experimentell untersucht:



Es wurde der Frage nachgegangen, ob sich der Zwei-Zentren-Charakter des molekularen Stoßpartners im Diffraktionsmuster der H-Projektile widerspiegelt. Der Elektronentransfer bietet die Möglichkeit, Projektile, welche am Molekül gestreut haben, durch elektrostatische Trennung der Ladungszustände zu selektieren.

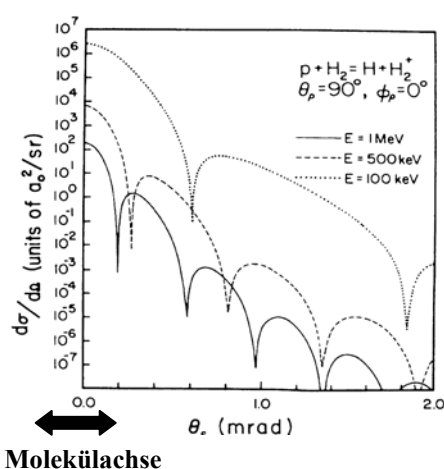


Abb.1: Differenzieller Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Projektilstreuwinkel für die Reaktion $p + H \rightarrow H + H_2^+$ (nicht dissoziativer Reaktionskanal), Die Molekülachse steht senkrecht zum Strahl und wird festgehalten. Das Verhältnis Maximum/Minimum wird kleiner mit wachsender Projektilenergie. Auch die Abstände der Minima hängt von der Energie ab.

Nach theoretischen Berechnungen [1] sind diese Interferenzstrukturen nur zu sehen sind, wenn die Molekülachse festgehalten wird. Zudem lassen sich nach dieser Theorie bei senkrechter Stellung des Moleküls zur Strahlrichtung die Minima anhand der Doppelspalt-Gleichung für Teilchenwellen berechnen [2]:

$$\Psi(r) \propto 1 + \cos\left(\frac{p_x}{\hbar} r_m\right),$$

wobei p_x der Impuls der Teilchenwelle transversal zu ihrer Ausbreitungsrichtung und r_m der Abstand des Spalts ist.

Um die Molekülachse im nachhinein in der Datenauswertung festzuhalten, wurde der Reaktionskanal vermessen, der eine schnelle Dissoziation des Moleküls zur Folge hat. Mit einem COLTRIMS-Aufbau (COLd Target Recoil Ion

Momentum Spectroscopy) konnten die Impulse des Projektils in zwei und des Rückstoßions in allen drei Raumrichtungen vollständig ermittelt werden. Aus dem Impuls der Rückstoßionen aus der Dissoziation konnte die Stellung der Molekülachse im Raum bestimmt und im nachhinein festgehalten werden. Statt eines gekühlten H₂-Gasstrahl wurde ein gekühlter D₂-Gasstrahl verwendet, um den Untergrund durch den Elektroneneinfang aus Wassermolekülen bereits in der Datenaufnahme zu unterdrücken.

Das Experiment wurde am Kanal 7 des 2,5-MeV-van-de-Graaf-Beschleunigers bei einer Projektilenergie von 300 keV durchgeführt. Die Schwierigkeit bestand im Abwägen zwischen einer sehr guten Auflösung im Projektilstreuwinkel von etwa 0,1 mrad, die eine starke Kollimation des Strahls forderte, und einer akzeptablen Statistik. Ein guter Kompromiss wurde durch den Einsatz eines elektrostatischen Quadrupoldubletts im Strahlengang des Projektils gefunden, das den ersten Kollimator auf den Projektildetektor abbildete und damit eine Öffnung des zweiten Kollimators um einen Faktor 2,5 [2] erlaubte.

Neben dem eigentlich zu untersuchenden Reaktionskanal wurde auch der nicht dissoziative Reaktionskanal $H^+ + D_2 \rightarrow H + D_2^+$ vermessen. Beim Elektroneneinfangprozess ohne anschließender Dissoziation des Moleküls führt nur ein kleiner Teil des übertragenen Impulses zu einer inneren Anregung. Man kann ihn daher als nahezu elastisch ansehen. Stellt man die Impulse der Projektile in Abhängigkeit der Impulse der D₂⁺-Ionen, d.h. der nicht dissoziierten Molekülionen, für eine Richtung dar, so erhielt man gemäß der Impulserhaltung im Idealfall eine Gerade. In der Realität besitzt diese Gerade eine endliche Breite, die die Gesamtimpulsauflösung in dieser Richtung wiedergibt. Die Vermessung des nicht dissoziativen Reaktionskanals bietet aus diesem Grund eine gute Möglichkeit, zumindest die Gesamtauflösung des Systems zu überprüfen. Die Daten wurden mit Hilfe des Programms „Cobold“ ausgewertet.

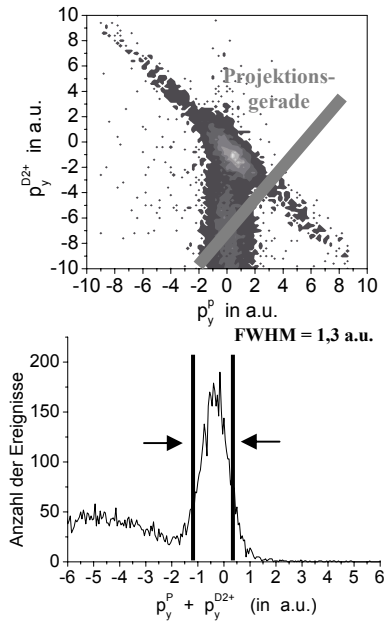


Abb. 2: Oben: Darstellung des Projektiltransversalimpulses in Richtung des Gasstrahls gegen den D_2^+ -Ionen-Impuls in gleicher Richtung. Die Struktur unterhalb der Schrägen ergibt sich durch die Restgasionisation und ist für die Bestimmung der Auflösung nicht von Bedeutung. Unten: Projektion der Impulsverteilung. Ihre Breite gibt die Impulsauflösung in dieser Richtung wieder.

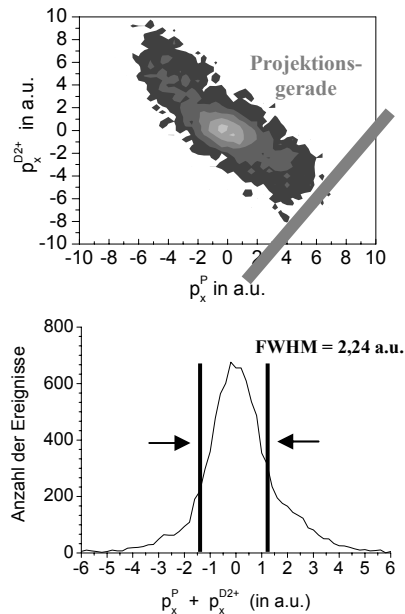


Abb. 3: Oben: Darstellung des Projektiltransversalimpulses in Richtung des Spektrometers gegen den D_2^+ -Ionen-Impuls in gleicher Richtung. Die Verteilung ist deutlich breiter als die Verteilung in y-Richtung. Der Grund hierfür liegt im elektrischen Absaugfeld des Spektrometers, das die Rückstoßionen auf den Detektor projiziert. Da die Molekülfragmente aus der Dissoziation sehr hohe Impulse aufnehmen, musste dieses Feld außergewöhnlich hoch sein, was zu einer starken Verschlechterung

der Impulsauflösung des Rückstoßions in dieser Richtung führt. Unten: Projektion der Verteilung.

Die gemessene Gesamtimpulsauflösung ergibt sich in den beiden Richtungen transversal zur Projektilausbreitungsrichtung zu 1,3 a.u. bzw. 2,24 a.u., was einer Streuwinkelauflösung von 0,2 mrad bzw. 0,36 mrad entspricht. Zieht man von der Gesamtauflösung die berechnete Auflösung des Rückstoßions ab, so erhält man für das Projektil eine Streuwinkelauflösung von etwa 0,1 mrad.

Im dissoziativen Reaktionskanal erhalten die Molekülfragmente den größten Teil ihres Impulses aus der Dissoziation. Dieser hängt davon ab, welchen Endzustand das Molekül vor der Dissoziation erreicht. In dieser Reaktion kann das Molekül in vier mögliche Endzustände übergehen (Abb. 5), wobei jeder der Zustände zu einem anderen Impuls und dementsprechend einer anderen kinetischen Energie der Fragmente führt.

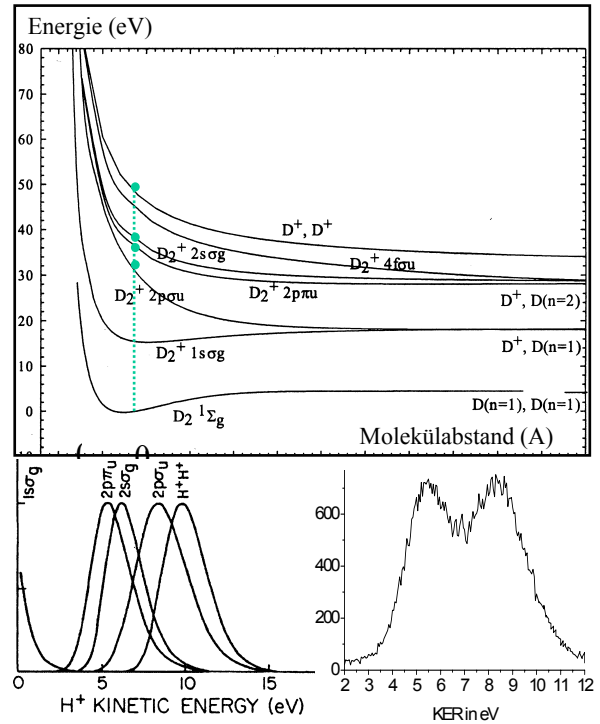


Abb. 4: Oben: Die Energie der einzelnen Zustände gegen den Molekülabstand [3]. Die grauen Punkte zeigen die vier möglichen Endzustände des Übergangs. Unten links: Berechnung der kinetischen Energie des geladenen Fragments im Falle eines H_2 -Moleküls [4]. Die jeweiligen Peaks sind für Deuteriumionen aufgrund ihrer Masse um einen Faktor $\sqrt{2}$ schmaler. Unten rechts: Kinetischen Energie eines Fragments (KER) im Falle eines D_2^- -Moleküls aus dem Experiment.

Ein möglicher Endzustand ist die Transferionisation

$$H^+ + D_2 \rightarrow H + D^+ + D^+ + e^-$$

d.h. der Reaktionskanal, in dem ein Elektron vom Projektil eingefangen wird und ein Elektron ins Kontinuum gelangt. Da bei diese Reaktion keine Aussage bezüglich Interferenzen getroffen werden kann, werden sich die folgenden Darstellungen nur auf den ersten Peak, der bei einer kinetischen Energie des Fragments zwischen 4 und 7 eV liegt, und den damit verbundenen Endzuständen beziehen.

Um Interferenzen zu erkennen, wurden die Projektilimpulse mit festgehaltener Molekülachse aufgetragen. Dieses Koordinatensystem wird im folgenden Molekülsystem genannt.

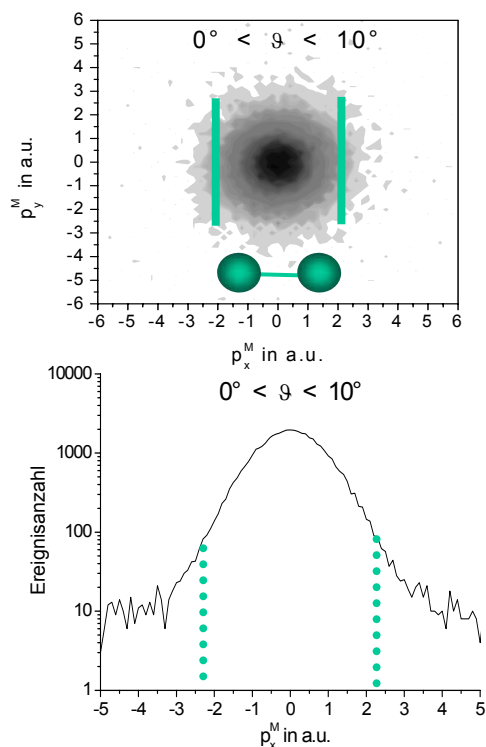


Abb. 5: Oben: Darstellung der Projektilimpulse bei festgehaltener Molekülachse. Die ursprüngliche Projektilstrahlrichtung geht in die Ebene hinein. Molekülachse und Projektilstrahl stehen also senkrecht zueinander. Die grauen Linien deuten an, wo mögliche Interferenzen zu sehen sein sollten. Unten: Projektion der Verteilung auf die x-Achse.

In dieser Art der Darstellung waren keine Interferenzstrukturen erkennbar. Die Vermutung liegt nahe, dass die Streuwinkelauflösung doch zu schlecht war, um eventuelle Strukturen zu erkennen. Aus diesem Grund wurde auf eine weitere Methode zurückgegriffen, mögliche Interferenzen sichtbar zu machen: Da die Ablenkung des Projektils durch den Elektroneneinfangprozess rotationssymmetrisch ist, die Struktur der Interferenzen es aber nicht sein sollte, ergibt die Projektion der Impulsverteilung auf die y-Achse nur eine kontinuierliche Verteilung gemäß der Ablenkung durch die Elektroneneinfangreaktion, während die Projektion auf die x-Achse eine Faltung der Interferenzstruktur und dieser Verteilung darstellt. Dividiert man

daher die jeweiligen Projektionen durcheinander, so sollte man eine cos-Verteilung, erhalten, wie sie auch bei der Interferenz von Kugelwellen zu erwarten ist.

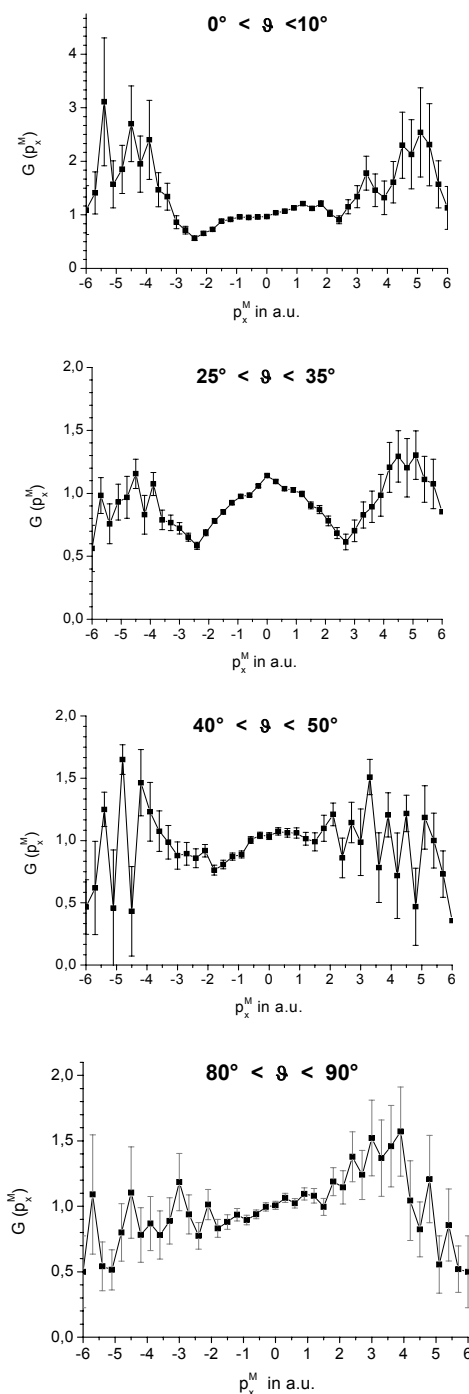


Abb 6.: Division der beiden Verteilungen. Bei der Stellung des Moleküls senkrecht zum Strahl sowie kleinen Drehwinkeln sind eventuelle Minima zu erkennen.

Die Minima sollten bei senkrechter Stellung des Moleküls bei etwa 2 a.u. liegen und bei $\theta \approx 30^\circ$ einen Abstand von etwa 4.6 a.u. besitzen. Die Positionen der Minima werden für eine Molekülstellung transversal

zum Strahl und für einen Winkel $\vartheta \approx 30^\circ$ gut wiedergegeben. Bei größeren Winkeln sind kaum noch Minima zu erkennen. Folgt man der Idee des Doppelspalts, so sollten sich die Minima mit größer werdendem ϑ zudem verschieben. Daher ist es fragwürdig, ob es sich hier tatsächlich um Interferenzen handelt, zumal die Streuwinkelauflösung nicht deutlich unter den geforderten 0,1 mrad liegt.

Des Weiteren gibt es ein prinzipielles Problem, das erst nach der Messung klar wurde: Es kann möglich sein, dass das Interferenzmuster abhängig von der Symmetrie des Endzustandes des Moleküls ist. Anschaulich lässt sich dies wie folgt erklären: Der Grundzustand des D_2 -Moleküls besitzt eine gerade Symmetrie. Wechselt das Molekül nun in einen ungeraden Zustand, so muss diesem Symmetriewechsel Rechnung getragen werden. Dies ist nur durch einen Phasensprung der gestreuten Teilchenwelle um π möglich, was wiederum zu einer Vertauschung der Minima und Maxima führt. Betrachtet man sich nochmals die kinetische Energie der einzelnen Fragmente, so erkennt man, dass sich gerader und ungerader Zustand nicht wirklich trennen lassen. Insbesondere der Peak zwischen 4 eV und 7 eV, auf den die Bedingung gesetzt wurde, enthält sowohl einen geraden und als auch einen ungeraden Zustand. Wenn die Übergänge in beide Zustände gleich wahrscheinlich sind, sollte dieser Argumentation zufolge also kein Interferenzmuster zu sehen sein. Es stellt sich also die Frage: Sind die Übergänge wirklich gleich wahrscheinlich? Ändern sich diese Wahrscheinlichkeiten mit der Drehung der Molekülachse?

Ein Hinweis darauf, dass die Übergangswahrscheinlichkeiten tatsächlich von der Stellung der Molekülachse (relativ zur Strahlrichtung) abhängen, zeigt die kinetische Energie der Fragmente: Mit größer werdendem Drehwinkel verschiebt sich die relative Höhe der beiden Peaks zueinander. Der Grund hierfür könnte darin liegen, dass der Übergang in den geraden Zustand mit größer werdendem Drehwinkel immer unwahrscheinlicher wird. Das könnte auch die Strukturen in Abb. 6 erklären. Dennoch lassen sich keine klaren Aussagen über Interferenzstrukturen machen.

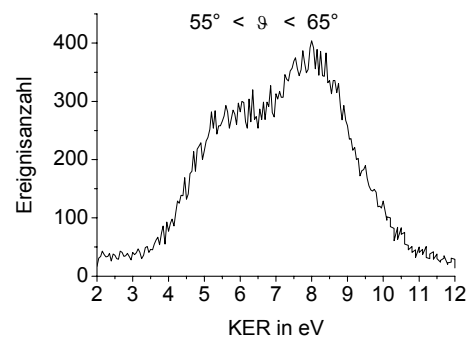
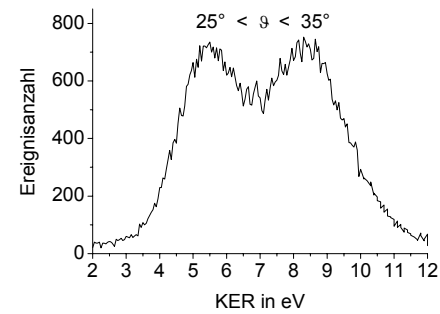
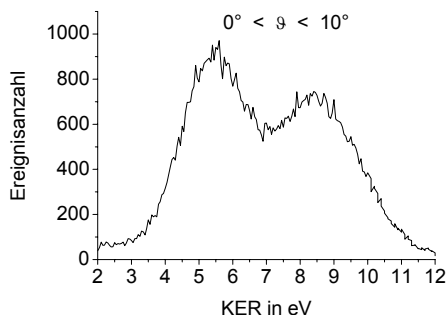


Abb. 8 : Kinetische Energie des aufgenommenen Fragments

Es ist geplant das Experiment in etwas anderer Form zu wiederholen. Es soll parallel zum Elektroneneinfang auch die Transferionisation vermessen werden. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, in der Datenauswertung eine Bedingung auf den zweiten Peak der Verteilung der kinetischen Energie des Fragments (7 eV – 12 eV) zu setzen und den ungeraden Endzustand von der Transferionisation zu trennen.

[1] N.C. Deb et al., *Phys. Rev. A* 38, 3769 (1988)

[2] M. Schöffler et al., *Erweiterungen und Verbesserungen am Coltrims-XXL-Projekt*, IKF-Jahresbericht 2003,

[3] Achim Czasch, *Fragmetierung diatomarer Moleküle durch langsame Stöße*, Diplomarbeit 1999

[4] Thorsten Weber, *Untersuchung der verschränkten Bewegung freier Elektronenpaare emittiert aus Ein- und Zweizentren Coulompotentialen in Photoabsorptionsprozessen*, Dissertation 2003

Pump-Probe Experimente zur Ionisation von diatomaren Molekülen H_2 , D_2 , O_2 , N_2 in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen

B. Ulrich^{1,2}, A. S. Alnaser², I. V. Litvinyuk,² C. L. Cocke², H. Schmidt-Böcking¹ und R. Dörner¹

¹Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt am Main
²J. R. Macdonald Laboratory, Physics Department, Kansas State University, Manhattan, Kansas 66506-2601, USA

Für das vollständige Verständnis molekularer Prozesse und chemischer Reaktionen ist es von elementarer Bedeutung, das dynamische Verhalten von Molekülen zu erforschen. Mit ultrakurzen, hochintensiven (10^{15}Wcm^{-2}) Laserpulsen läßt sich durch Anwendung der sogenannten Pump-Probe Technik [1] molekulare Dynamik beobachten. Dabei wird das H_2 (D_2) Molekül zunächst von einem ersten schwachen Laserpuls einfachionisiert, bevor es nach einer Zeitverzögerung τ von einem intensiveren zweiten Puls doppelionisiert wird. Dabei läßt sich in dem angewandten Verfahren die Zeit zwischen den beiden Pulsen in Schritten von einer Femtosekunde von 0 bis 100fs variieren.

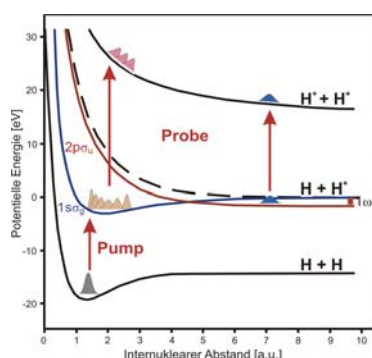


Abbildung 1: Schema der Doppelionisation des H_2 (D_2) Moleküls. Der schwächere Pump-Puls führt zur Einfachionisation des Moleküls. Der zeitverzögerte, stärkere Probe-Puls doppelionisiert das H_2^+ (D_2^+) Molekül.

Die COLTRIMS-Technik liefert den gesamten Impuls der beiden Coulomb explodierten Ionen, so daß sich auch die freigesetzte kinetische Energie (KER) der Fragmente berechnen läßt. Diese ist hauptsächlich bestimmt durch den internuklearen Abstand der Kerne zum Zeitpunkt der Ionisation. Das KER Spektrum in Abhängigkeit der Verzögerung der beiden Pulse veranschaulicht somit die Bewegung der beiden Kerne. Auf diese Weise kann die Entwicklung des molekularen Wellenpaketes entlang zweier verschiedener Potentialkurven in H_2^+ (D_2^+) beobachtet werden. Zum einen die Oszillation im gebundenen Potential $1s\sigma_g$ mit einer Vibrationsperiode von 15fs für H_2^+ (siehe Pfeile in Abb.2) und zum anderen die Dissoziation auf der durch das Laserfeld verschobenen Dissoziationskurve $2p\sigma_u$. Mit einem einfachen klassischen Modell kann die freiwerdende kinetische Energie der durch dissoziative Ionisation entstandenen Ionen bestimmt und mit den Daten verglichen werden (siehe gestrichelte Kurven in Abb.2 und

Abb.3). Dabei wird sowohl für H_2^+ als auch für D_2^+ eine gute Übereinstimmung erzielt.

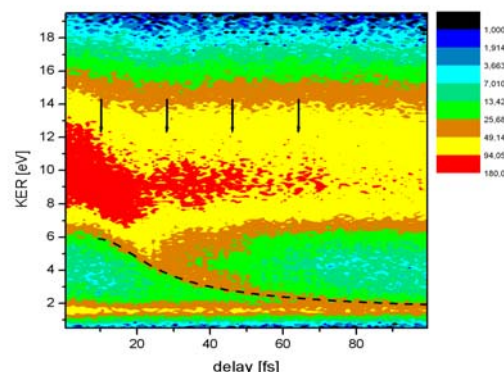


Abbildung 2: Energiespektrum in Abhängigkeit der Zeitverzögerung für H_2 . Pulslänge 8fs, Intensität Pump-Pulse 10^{14}Wcm^{-2} und Intensität Probe-Pulse 10^{15}Wcm^{-2} .

Wie zu erwarten zeigt sich auch experimentell, daß die Kernbewegung im Deuterium Molekül, aufgrund der höheren Masse, um den Faktor $\sqrt{2}$ langsamer verläuft und eine Vibrationsperiode von etwa 21fs besitzt (siehe Abb.3). Wird eine geringfügig längere Pulsdauer verwendet und die Laserintensität des Probe-Pulses leicht minimiert, kann die dissoziative Ionisation verstärkt werden und der in der Literatur vielfach beschriebene CREI Prozeß [2] direkt nachgewiesen werden [3].

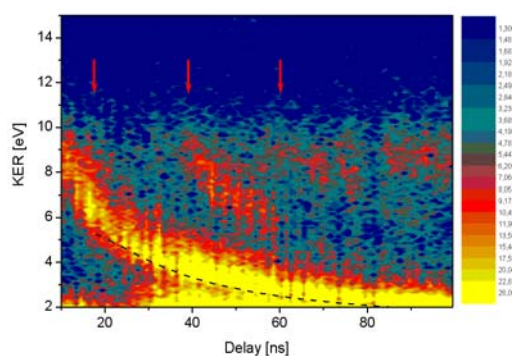


Abbildung 3: Energiespektrum in Abhängigkeit der Zeitverzögerung für D_2 . Pulslänge 10fs, Intensität Pump-Pulse $3 \times 10^{14} \text{Wcm}^{-2}$ und Intensität Probe-Pulse $9 \times 10^{14} \text{Wcm}^{-2}$.

Für H_2^+ und D_2^+ konnte ein sehr detailliertes Bild der Bewegung der Wellenpakete entlang der Potentialkurven gewonnen werden, das die quantenmechanische Natur der Wellenpakete widerspiegelt und in guter Übereinstimmung mit quantenmechanischen Berechnungen [4] ist.

Referenzen:

- [1] A. H. Zewail, Femtochemistry: Atomic-scale dynamics of the Chemical Bond, *J. Phys. Chem. A* 104, 5660-5694 (2000)
- [2] A. D. Bandrauk, *Comments At. Mol. Phys.* (3) D, 97 (1999)
- [3] B. Ulrich, Diplomarbeit, Universität Frankfurt (2005)
- [4] A. S. Alnaser *et al. Phys. Rev. A* 72, 030702 (R) (2005).

Orientierungseffekte bei der Doppelionisation von N₂ und O₂ in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen

Stefan Voss^{1,2}, A.S. Alnaser¹, C.M. Maharjan¹, P. Ranitovic¹, B. Ulrich^{1,2}, T. Osipov¹, H. Schmidt-Böcking², R. Dörner² and C.L. Cocke¹

¹ Dept. of Physics, Kansas State University, Cardwell Hall, Manhattan KS 66506

² Institut für Kernphysik Frankfurt

Mit dem verwendeten Ti:Sa Laser (Kansas-Light-Source) können Intensitäten erreicht werden bei denen die elektrische Feldkomponente der einzelnen Lichtpulse vergleichbar wird mit den inneratomar wirksamen Feldern (1e11V/m), wobei Moleküle im Laserfokus bereits fast vollständig ionisiert werden. Dabei sind unterschiedliche Mechanismen beobachtet worden, von denen die Rescattering- Ionisation hier kurz dargestellt sei. Schon bei weitaus geringeren Intensitäten treten Einfachionisationen bei Sauerstoff und Stickstoff auf, wobei das äußere und am schwächsten gebundene Elektron mit größter Wahrscheinlichkeit den Molekülverband verläßt. Ein dann freies Elektron kann bei linearer Polarisierung von der schwingenden elektrischen Feldkomponente vom Ion weg und anschließend zum Mutterion zurück beschleunigt werden, so dass es im Stande ist ein weiteres Elektron durch einen inelastischen Stoß zu ionisieren. Die Mehrheit der auf diese Weise doppelionisierten Moleküle zerfällt umgehend in zwei positiv geladene Ionen (ein kleiner Anteil landet in einem metastabilen O₂²⁺-Kanal), deren vollständige Impulse in diesem *COLD Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy* Experiment gemessen wurden. Auf diese Weise läßt sich dann die Ausgangslage der Molekülachse im Laborsystem berechnen und untersuchen, ob die Ausrichtungen der Molekülachse von Sauerstoff und Stickstoff gegenüber der Polarisationsachse des Laserfeldes eine Rolle bei der Ionisationswahrscheinlichkeit spielt.

Dem Experiment vorausgegangen waren Berechnungen^[1] zur winkelabhängigen Ionisationswahrscheinlichkeit bei der Einfachionisation von N₂ und O₂, die einen starken Einfluß der Molekülstellung im Bezug auf die Polarisationsachse des Laserfeldes zeigten. Zu erwarten war ein Maximum der Wahrscheinlichkeitsverteilung bei 0° für Stickstoff und bei 40° für Sauerstoff.

Durch eine Vielzahl von Experimenten zeigte sich, dass dieser Effekt tatsächlich und am stärksten zu beobachten ist, wenn die Laserintensität so gering

wie möglich gewählt ist, ohne den Rescattering-Doppelionisationsprozeß jedoch vollständig zu unterdrücken. Die Meßergebnisse für die Winkelverteilungen sind in den Polardiagrammen in Abbildung 1 dargestellt.

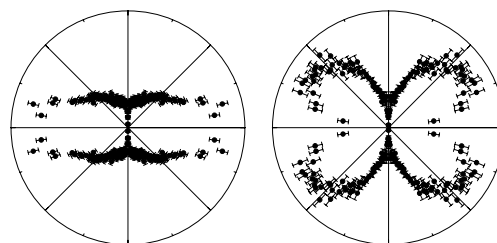
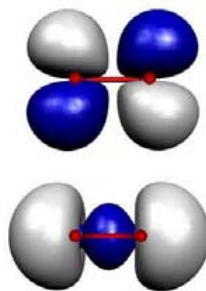


Abb. 1: Winkelabhängige Doppelionisation für N₂ links und O₂ rechts

Aufgetragen ist die relative Häufigkeit der Doppelionisationen in Abhängigkeit des Polarwinkels zwischen Molekülachse und Polarisationsvektor (horizontal), wobei aus Symmetriegründen über den Azimutalwinkel integriert ist. Die Ergebnisse zeigen sich im Einklang mit der Theorie zur Einfachionisation, die ihre Wahrscheinlichkeitsverteilung in diesem Fall als Auslösemechanismus der Doppelionisation dem Prozeß zugrunde legt. Verständlich wird der Symmetrieeffekt, wenn die



Molekülkonfigurationen betrachtet werden. Die äußeren Orbitale von Sauerstoff ($1\pi_g^*$ oben) und Stickstoff ($3\sigma_g$ unten) sind in der Abbildung links skizziert. Eine Ionisation der beiden Moleküle ist jeweils dann am wahrscheinlichsten, wenn die größte Elektronendichte entlang der elektrischen Feldkomponente des Laserfeldes liegt^[2].

^[1] Z.X. Zhao, X.M. Tong, C.D. Lin, *Phys. Rev. A* **67**, 043404, 2003

^[2] S. Voss *et al.*, *J. Phys. B* **37**, 4239-4257, 2004

Aufbau des Laserlaboratoriums und Ionisation von Helium in ultrakurzen zirkularpolarisierten Laserpulsen

Mathias Smolarski

In den Jahren 2004/2005 wurde in der Arbeitsgruppe von Professor Dörner ein Femtosekundenlaserlabor von Grund auf geplant und eingerichtet.

Um die Staubfreiheit des Lasersystems zu gewährleisten wurde eine Flowbox über dem Lasertisch installiert. Die beweglichen Aluminiumwände der Flowbox garantieren einen Sichtschutz gegen die Laserstrahlung auch bei hohen Ausgangsleistungen. Um weitere Experimente an das Lasersystem anzuschließen, wurden Verbindungen in die Experimentierhalle und den Raum 00.504 geschaffen.

Das Titan-Saphir Lasersystem besteht aus einem KMLabs Dragon Verstärker, der von einem Quantronix Eagle 532-100-M Pump laser gepumpt wird. Als Seedlaser wird ein MTS-I Oszillator von KMLabs benutzt, der von einem Coherent Verdi 5 gepumpt wird. Dieses System liefert bei einer Repetitionsrate von 7kHz 30 Femtosekunden Laserpulse mit 1mJ Energie pro Puls. Zur Strahl- und Pulsanalyse besitzt das Laserlabor neben Powermetern auch ein Grenouille und eine hochauflösende CCD Kamera.

Ebenso wurde die optische und optomechanische Ausstattung für das Labor eingekauft.

In arbeit befindet sich der Aufbau von Filamentkammern zur spektralen Verbreiterung der Pulse und die dazugehörige Kompression durch gechirpte Spiegel. Um die zu erwartenden kurzen Pulse zu charakterisieren wird ein FROG- System mit einem 10 μ BBO Kristall und einer Piezo-Verschiebeeinheit aufgebaut.

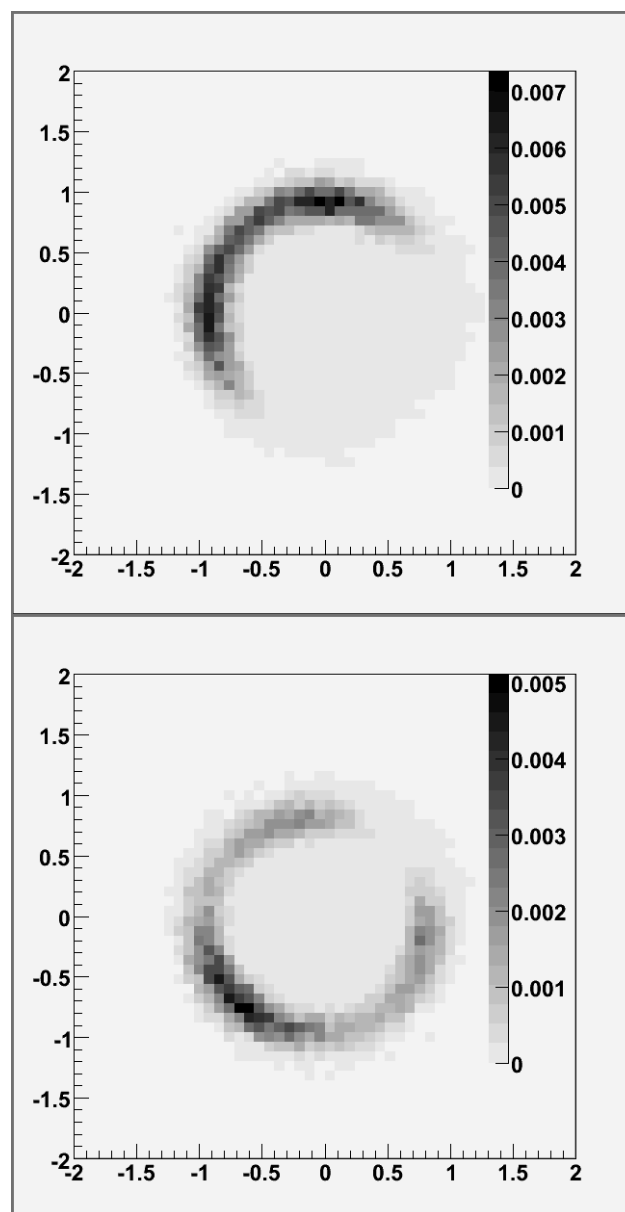
Des Weiteren befindet sich kurz vor der Fertigstellung ein COLTRIMS- Aufbau mit einer 120mm Quad- und einer 120mm Hexanode, die mit 120mm und 80mm Microchannel Plates bestückt werden. Zur Reduzierung des Hintergrunddruckes besitzt die Kammer einen dreistufigen Überschallexpansionsjet, in dessen zweiter Stufe sich bewegliche Schlitze befinden, welche die Ausdehnung des Jets reduzieren.

Die Expansionskammer ist ein eigenständiges Modul, dessen Abstand zur zweiten Jetstufe bei Bedarf geändert werden kann, wodurch die Dichte des Jets beeinflusst werden kann.

In der Zusammenarbeit mit Dr. Biegert, Arbeitsgruppe Frau Professor Keller an der ETH Zürich, wurde in Zürich eine COLTRIMS-Kammer in Betrieb genommen. Im ersten Experiment wurde mit phasenstabilen, zirkularpolarisierten sub 6 fs Pulsen

die Ionisation von Helium betrachtet, während die CEO-Phase kontrolliert geändert wurde. Der Richtung des maximalen elektrischen Feldes im Raum konnte eine Vorzugsrichtung der Elektronenemission zugeordnet werden.

Am IKF durchgeführte, klassische Monte-Carlo [1] Simulationen können die wesentlichen Charakteristika der gemessenen Spektren erklärt werden.



Simulation der Impulsverteilung von Elektronen aus der Ionisation von He in atomaren Einheiten, bei 5.5 fs Pulslänge zirkularer Polarisation und $2 \cdot 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$, oben CEO Phase=0 des Pulses vor der $\lambda/4$ Platte, unten CEO Phase= 0.5π des Pulses vor der $\lambda/4$ Platte

Referenzen:

[1] Dietrich, Krausz, Corkum Opt. Lett. **25** (2000) 16

Erzeugung verschiedener Cluster in einer einfachen Überschallgasexpansion

T. Jahnke, M. Smolarski, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

Neutrale Atome können sich zu sog. Clustern verbinden. Anders als bei Molekülen entsteht die Bindung nicht durch die Bildung gemeinsamer Elektronenorbitale, sondern dadurch, daß sich die beteiligten Atome gegenseitig polarisieren. Hierdurch entsteht am jeweiligen Atom ein zeitabhängiges elektrisches Dipolmoment, das wiederum ein Potential und somit letztendlich ein elektrisches Feld bewirkt. Näheren sich zwei neutrale Atome einander an, induzieren sie aufgrund dieses Feldes am jeweils anderen Atom ein Dipolmoment. Somit entsteht zwischen zwei neutralen Atomen ein bindendes Potential, das mit der sechsten Potenz des Abstandes zwischen den beiden Atomen abfällt. Die durch gegenseitige Induktion verursachte Wechselwirkungsenergie zwischen zwei neutralen Atomen ohne permanentes Dipolmoment nennt sich Van-der-Waals-Wechselwirkung.

Betrachtet man das reale Potential zwischen zwei Van-der-Waals-gebundenen Atomen, so zeigt sich allerdings, dass im Bereich größerer Abstände noch Multipolterme höherer Ordnung berücksichtigt werden müssen. So wird das reale Potential in der Regel sehr gut durch das „Lennard-Jones-Potential“ beschrieben [8]:

$$E_{\text{pot}}(R) = 4 \varepsilon \left(\rho_1/R^6 - \rho_2/R^{12} \right)$$

Die beiden Konstanten ε und ρ sind hierbei abhängig von den beiden wechselwirkenden Atomen. Für Cluster aus gleichen Atomen gilt $\rho_1 = \rho_2$, Beispiele finden sich in [7].

Edelgas-Cluster können nur dann entstehen, wenn die relative kinetische Energie der an der Entstehung beteiligten Teilchen kleiner ist als die Bindungsenergie des späteren Clusters. Dies wird in der Natur im Allgemeinen durch Dreikörperstöße erreicht: die kinetische Energie zweier Teilchen wird in einem Stoß durch ein drittes Teilchen abgeführt. In einer Überschallexpansion herrschen Bedingungen, die das oben aufgeführte Szenario und somit die Entstehung von Clustern begünstigen: Da der Druck innerhalb der Expansionszone eines Jets immernoch sehr hoch ist, kommt es in diesem Bereich innerhalb einer Strecke von nur 2 Düsendurchmessern d_0 zu einigen hundert Zweikörperstößen und etwa zehn Dreikörperstößen, wobei die Anzahl der Stöße mit $p_0 d_0 / T_0$ skaliert [1,2]. Größere Cluster entstehen im Allgemeinen dadurch, dass entweder zwei kleinere Atomverbände sich verbinden oder aber noch größere Cluster nach einem Stoß fragmentieren. Ändert man demzufolge die Expansionsbedingungen so, dass bevorzugt größere Cluster entstehen, sinkt die Wahrscheinlichkeit dafür, kleinere Cluster zu erzeugen. Es gibt also für jede Clustergröße eine Bedingung unter der man eine maximale Ausbeute an Clustern dieser Größe erhält. In einem Clusterstrahl kommt

somit immer eine wahrscheinlichste Clustergröße N vor, während andere Clustergrößen mit geringerer Intensität auftreten.

Bei der Erzeugung eines Überschallgasstrahls erfolgt die Expansion des Gases adiabatisch und somit unter Erhaltung der Entropie entlang einer Isentrope der Gestalt $p_0 T_0^{\gamma/(1-\gamma)} = \text{const.}$ [3]. Arbeiten von Hagena et al. [2] zeigen nun, dass für die Erzeugung von Clustern ebenfalls gilt, dass sich die Eigenschaften des Überschallgasstrahls nicht verändern, wenn man Druck p_0 oder Temperatur T_0 entsprechend der Isentropenbedingung ändert: die mittlere Größe der im Strahl vorkommenden Cluster ist dann ebenfalls konstant.

Da der Düsendurchmesser d_0 und die geometrische Form der Düse bei gegebenem Druck die Strömungsgeschwindigkeit des Gases und den Gradienten des Strömungsfeldes bestimmt, hängt die Kondensationswahrscheinlichkeit auch von der eingesetzten Düse ab. Es zeigt sich, dass ein kleinerer Düsendurchmesser durch eine Erhöhung des Drucks kompensiert werden kann. Es gilt hierbei der Zusammenhang $p_0 d_0^\varepsilon = \text{const.}$ mit $0 < \varepsilon < 1$. Ein $\varepsilon > 0$ korrespondiert mit der Beobachtung, dass der Druck erhöht werden muss, um die schnellere Expansion des Gases aus einer kleineren Düse zu kompensieren. Für die obere Grenze $\varepsilon = 1$ erhält man den Zusammenhang $p_0 d_0 = \text{const.}$ und somit bei einem festen Temperatur T_0 , wie im vorherigen Abschnitt erwähnt, eine konstante Anzahl Stöße in der Expansion. In Experimenten zeigt sich, dass bestimmte Werte für ε je nach Gasart auftreten. Für Edelgase erhält man $\varepsilon = 0,8$, während für molekulare Gase wie N_2 oder CO $\varepsilon = 0,6$ auftritt.

Um als letzten Düsenparameter nun noch die Form der Düse zu berücksichtigen gibt es auch hier Zusammenhänge, die Unterschiede in den Düsengeometrien auf einen effektiven Düsendurchmesser reduzieren. Verwendet man zum Beispiel eine Düse mit konischer Öffnung und einem Öffnungswinkel α statt einer gradwandigen Düse, so sind die in beiden Fällen entstehenden Gasstrahlen vergleichbar, wenn man in den o.g. Gleichungen den effektiven Düsendurchmesser $d_{\text{eff}} = 0,74 d_{\text{kon}} \tan(\alpha)$ einsetzt [4].

Um einerseits die Eigenschaften des Gases, aber auch die Bedingungen der Expansion in einer einzigen Größe zu berücksichtigen, kommt der Parameter Γ^* zum Einsatz. Ursprünglich von Hagena eingeführt [4], enthält er eine Konstante K , die vom verwendeten Gas abhängt, den Vordruck p_0 in der Düse in mbar, die Gastemperatur T_0 in Kelvin und den Düsendurchmesser in μm und ist gegeben durch:

$$\Gamma^* = p_0 K d_0^\varepsilon / T_0^{2,29}$$

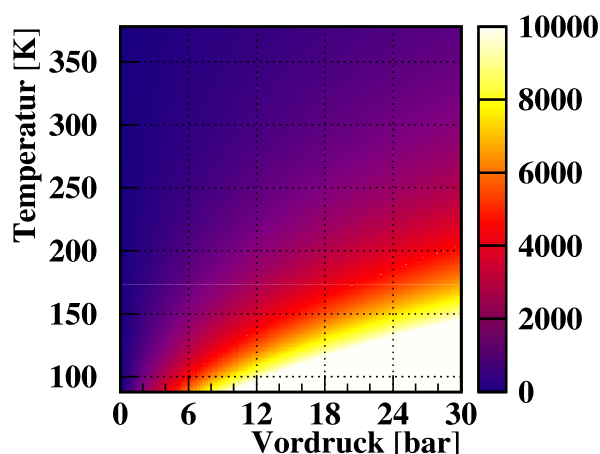


Abbildung 1: Γ^* (farbkodiert) in Abhängigkeit von der Temperatur der Düse T_0 und dem Vordruck p_0 für das Edelgas Argon.

Mit Hilfe von semiempirischen Methoden lässt sich durch die Berechnung von Γ^* auf die mittlere Größe N der im Strahl kondensierten Cluster schließen (s. Abb. 1). Ein numerischer Zusammenhang zwischen der mittleren Clustergröße und dem Wert für Γ^* , wird in [5] angegeben. Hierbei werden 3 Bereiche unterschieden. Für kleine Cluster und somit für $\Gamma^* < 350$ wird die Abhängigkeit zwischen N und Γ^* durch ein Polynom dritten Grades:

$$N = a_0 + a_1 \Gamma^* + a_2 \Gamma^{*2} + a_3 \Gamma^{*3}$$

mit den Koeffizienten a_n beschrieben:

$$a_0=2.23 \quad a_1=7e-3 \quad a_2=8.3e-5 \quad a_3=2.55e-7$$

Im Falle von $\Gamma^* < 1800$ ergibt sich:

$$N = 38.4 (\Gamma^*/1000)^{1.64}$$

Für noch größere Werte $\Gamma^* > 1800$ ändert sich der Exponent leicht, so dass man den ursprünglich von Hagen a gefundenen Zusammenhang [6] erhält:

$$N = 33 (\Gamma^*/1000)^{2.35}$$

Um eine Quelle für Cluster wählbarer Größe und Zusammensetzung aufzubauen, wurde ein einfaches Gasmischsystem aufgebaut. Neben der Mischung verschiedener Gase ist des weiteren möglich, das Gasgemisch (oder auch nur ein einfaches Trägergas wie Helium) durch einen Behälter, der eine Flüssigkeit enthält durchzuleiten. Es ist geplant auf diese Weise Wassermoleküle für COLTRIMS Untersuchungen in der Gasphase zu erhalten oder auch

Wasser-Cluster zur Untersuchung von ICD [7] an Wasser zu erzeugen.

Um den Gasstrahl zu charakterisieren und die Reproduzierbarkeit des Strahls aufgrund der Wahl der Überschallexpansionsparameter zu verifizieren wurde ein einfaches Flugzeit-Massenspektrometer aufgebaut. Die im Strahl vorkommenden Partikel werden durch einen fs-Laser ionisiert. Diese Ionen werden mit einem elektrischen Feld auf einen Delaylinedetektor geführt. Durch Messung der Flugzeit erhält man Auskunft über das Masse zu Ladungsverhältnis des Ions. Abb. 2 zeigt ein Beispiel einer solchen Flugzeitmessung bei der Erzeugung von Neon-Dimeren.

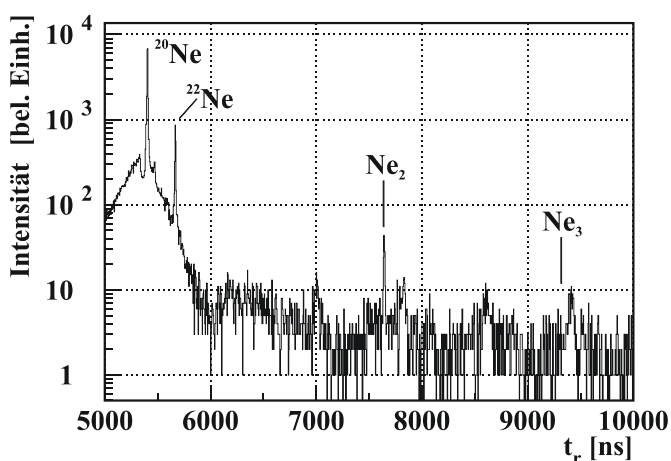


Abbildung 2: Flugzeitspektrum eines Gasstrahls zur Untersuchung von Neon-Dimeren [7].

Referenzen:

- [1] L. W. Bruch, W. Schöllkopf, and J. P. Tornnies. J. Chem. Phys., 117:1544, 2002.
- [2] O. F. Hagen a, and W. Obert. J. Chem. Phys., 56:1793, 1972.
- [3] G. Scoles, *Atomic and Molecular Beam Methods, Volume I*, Oxford University Press, Oxford, 1988.
- [4] O. F. Hagen a. Surf. Sci. 06:101, 1981.
- [5] U. Buck, and R. Krohne. J. Chem. Phys., 105:5408, 1996.
- [6] O. F. Hagen a. Rev. Sci. Inst., 63:2374, 1992.
- [7] T. Jahnke, Dissertation JWG Universität Frankfurt, 2005.
- [8] W. Demtröder, *Molekülphysik*, Oldenbourg Verlag, München, 2003.

Erzeugung von mikroskopischen, flüssigen ^4He -/ und H_2 -Jets

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

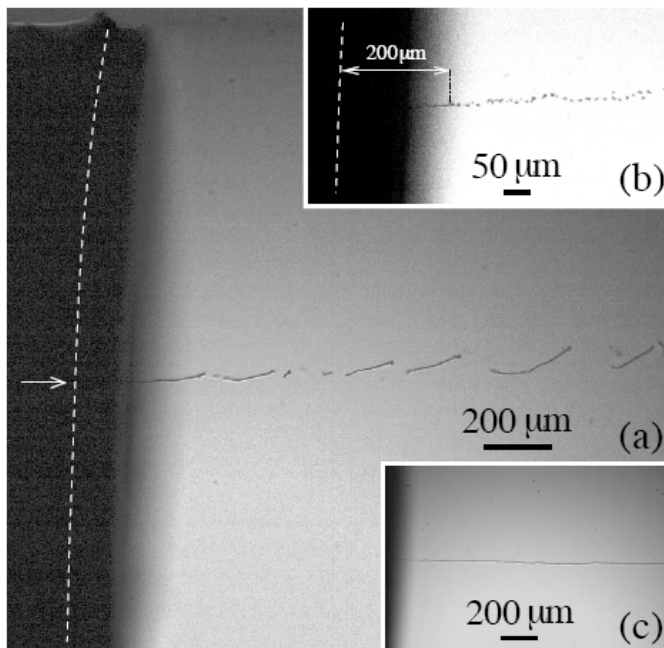
Im März 2005 wurde an der inzwischen aufgebauten Kugelkammer mit Durchflusskryostaten und einer 2 Mikrometer großen Düse der erste Helium-Mikrojet in Frankfurt erzeugt (siehe Bild 1).

Durch den Durchflusskryostaten erreichten wir dabei eine Düsentemperatur von ungefähr 3,75 Kelvin. In den nächsten Wochen wurde die Reproduzierbarkeit dieses Experiments getestet und Erfahrung für die Erzeugung eines Wasserstoff-Mikrojets gesammelt. Der Prozess des Abkühlens der Düse wurde optimiert und die Stabilität des Strahles beobachtet. Um mit Wasserstoff messen zu können, wurde eine Wasserstoffzuleitung nachträglich an die Kammer gebaut.



(Bild 1: erster Helium-Mikrojet in Frankfurt)

Am 28. April 2005 wurde zum ersten Mal Wasserstoff an der Kugelkammer heruntergekühlt und ein Mikrojet damit erzeugt. Es handelte sich dabei um normalen Wasserstoff (eine Mischung aus 75% Ortho-/ und 25% Para-Wasserstoff). Am 22. Juni 2005 wurde im Rahmen einer Produktvorführung in Zusammenarbeit mit der Firma „LaVision“ der Strahl mit Hilfe eines speziellen Kamerasystems fotografiert und aufgezeichnet (siehe Bild 2).



(Bild 2: mit „LaVision“ aufgenommene Bilder des H_2 -Mikrojets. Man sieht die gefrorenen Teilstücke.) [1]

Wir verwendeten hierbei eine CCD-Kamera und zur Verkürzung der Belichtungszeit einen Laser mit Lichtpulsen unterhalb von 20 Nanosekunden. Durch diese Technik konnte visuell ermittelt werden, ob der Strahl friert oder flüssig bleibt. Bei einem flüssigen Strahl würde man nach einigen Mikrometern Rayleigh-Breakup beobachten. Rayleigh-Breakup ist die oberflächenbedingte Tröpfchenbildung eines Strahls nach einer bestimmten Länge desselben. Diese findet nur bei einer Flüssigkeit statt. Wir konnten diesen Effekt beobachten (siehe Bild 2 (b)). Die Tröpfchenbildung findet also statt. Diese Erkenntnis brachte uns näher an unser langfristiges Ziel, Superfluidität bei reinem Para-Wasserstoff nachzuweisen. Theoretische Rechnungen haben gezeigt, dass die Wechselwirkung zwischen den Teilchen bei Para-Wasserstoff viel kleiner als bei Ortho-Wasserstoff ist. Dadurch liegt die vorhergesagte Temperatur für den Eintritt in die superfluide Phase bei Para-Wasserstoff bei 2-3 Kelvin, bei Ortho-Wasserstoff aber unter 1 Kelvin. Deswegen sind Messungen bei Para-Wasserstoff nötig, um auch dort Tröpfchenbildung nachweisen zu können, wodurch weitergehende Experimente möglich wären. Um die Temperatur des Strahls, die durch Verdampfungswärme in Abhängigkeit des Abstands der Düse sinkt, abschätzen zu können, haben wir theoretische Berechnungen durchgeführt. Diese Berechnungen ergaben eine Temperatur von ungefähr 8 Kelvin im Abstand von ca. 0,83 Millimeter. Es wurden auch Berechnungen durchgeführt, um zu simulieren, wie sich die Temperatur entwickeln würde, falls man den Strahl durch eine Kammer mit kaltem Heliumgas verlaufen lassen würde. Diese Berechnungen haben gezeigt, dass wir mit dieser Methode Temperaturen erreichen könnten, die unterhalb der theoretisch vorhergesagten Temperatur für das Eintreten in die superfluide Phase liegen.

Im Rahmen der Auflösung des früheren Max-Planck-Instituts für Strömungsforschung in Göttingen, eröffnete sich die Möglichkeit, die Geräte vergangener Messungen von Robert E. Grisenti und Manuel Kaesz in Zusammenhang mit dem Helium Mikrojet und Supersolid He-4 nach Frankfurt zu transportieren. Im Oktober wurde dieser Umzug der zwei Kammern (MAGIE IIIa und IIIb) realisiert: Sie wurden demontiert, transportiert und der Aufbau in Frankfurt wurde begonnen. Zunächst wurde nur eine der Kammern aufgebaut, um die Funktionalität des wichtigsten Gerätes, eines Badkryostaten, mit dem es möglich ist, die Düse auf bis zu 1,4 Kelvin herunterzukühlen (Vergleich dazu Durchflusskryostat: 3,5 Kelvin), zu testen. Anfang 2006 sollte mit dieser Kammer ein stabiler Helium Mikrojet bei einer Temperatur von bis zu 1,4 Kelvin erzeugt werden.

References

- [1] R. E. Grisenti, R. A. Costa Fraga, N. Petridis, R. Dörner und J. Deppe; “Cryogenic microjet for exploration of superfluidity in highly supercooled molecular hydrogen”; *Europhys. Lett.* **73**, pp. 540-546 (2006)

A Study of Vacuum Expansion of Solid Helium-4

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

Helium belongs to the most fascinating elements, at the latest since in 1937 Kapitza discovered the superfluid flow of liquid Helium-4 [1]. The weak Van-der-Waals interaction causes that at low temperatures the quantum character of the lightest noble gas dominates.

Helium is the only element that remains liquid down to absolute zero temperature and the solid occurs only at pressures above 25 bars.

The quantum behavior of matter also appears in solids and especially in solid Helium. The particles wavelength is comparable to the interatomic distance which causes that the atoms are highly mobile. The mobility is furthermore influenced by the presence of lattice defects, such as vacancies.

Since the vacancy formation energy is of the order of the thermal energy (~ 6 K) the vacancy concentration turns out to be about 1-2 percent. The presence of vacancies broadens the particles wavelength and tunneling occurs at significant rates.

During 2004/2005 the experimental investigation of the so-called Geyser oscillations in the expansion of solid Helium-4 into vacuum continued. Expanding solid Helium-4 into a vacuum through a pinhole orifice of diameter between 1 and 5 μm the beam flux intensity oscillates periodically with a definite period in the range of seconds up to minutes.

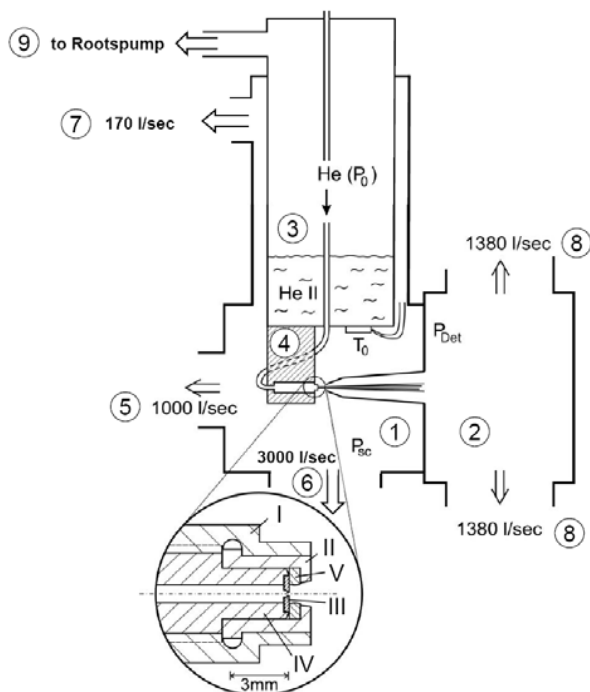


Fig. 1 Scheme of the apparatus. The cryostat (3) is mounted in the source chamber. The supply tube for the Helium 6.0 gas leads through the Helium reservoir. Thus the gas is pre-cooled in the inner reservoir before it enters the nozzle assembly (4) at the bottom of the cryostat. In this scheme the outer reservoir of the bath cryostat for LN₂ is not shown. On the inset the nozzle head is shown. Point (I) marks the outer screw pressing on the steel-made socket (II). The nozzle (IV) has a diameter between 1 and 5 μm . The nozzle is placed in the nozzle head (V). A gold seal (III) keeps the assembly hermetically sealed.

In figure 1 the scheme of the apparatus is shown. The apparatus mainly consists of a bath cryostat (3) and two separate vacuum chambers (1),(2). The nozzle assembly (4) is mounted at the bottom of the cryostat. The source vacuum chamber (1) contains the cryostat (3) and the nozzle assembly (4). The second vacuum chamber (2) is used as a pitot detector chamber. The pressure p_{det} measured in this chamber is used to investigate the oscillations in the beam flux intensity. Both chambers are connected by an aperture of 30 mm diameter at a variable distance of 10-50 mm from the jet source.

The periodic effect was investigated for temperatures of between 1.3 K and 2.1 K and pressures up to 30 bar above the melting pressure. The behavior of the period has been studied as a function of pressure and temperature and the influence of the isotope Helium-3. Furthermore geometrical aspects such as the nozzle diameter d_0 have been investigated.

The oscillating beam flux intensity is explained by the injection of excess vacancies into the solid that occurs at a solid-liquid interface close to the orifice. Forced by drift and diffusion the vacancies accumulate at a certain distance that leads to the collapse of the solid. With the subsequent re-injection of vacancies the effect repeats and turns out to be periodical. With the development of this kinetic model the distribution of vacancies by drift and diffusion can be interpreted directly out of the oscillating beam flux intensity. The reproducibility of the time dependent beam flux intensity is demonstrated for a wide range of temperatures and pressures and gives direct access to values such as the vacancy diffusion coefficient D_v , the recombination time of vacancies with interstitial τ_r and the vacancy activation energy.

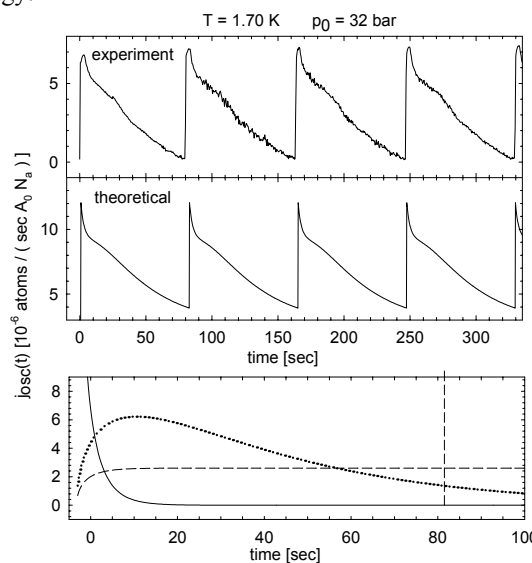


Fig. 2: Theoretical fits of the experimental data obtained by the kinetic model. The experimental data were observed at source pressure $p_0 = 32$ bar and temperature $T_0 = 1.70$ K. In the figure below the straight line indicates the diffusion of vacancies. The dotted line represents the motion by drift and the dashed line describes the recombination of vacancies with interstitials.

In figure 2 the experimental beam flux intensity is shown as a function of time. Below it is demonstrated that the kinetic model is able to reproduce the curve shape almost perfectly. The good agreement of the values, like e.g. the diffusion coefficient, with former experimental results [2,3] confirms the validity of the theoretical model. As a surprising result it follows from the theoretical model that the vacancy concentration is increased of a factor of 2 above the equilibrium vacancy concentration, caused by the injection of excess vacancies.

As a further phenomenon it is observed that the vacancies mobility increases at temperatures below $T = 1.6$ K. This behavior is demonstrated in figure 3, where the period is shown as a function of temperature at constant source pressure p_0 between 29 and 40.3 bar. Below 1.6 K it is found that the period decreases. At pressures below approximately 30 bar the period drops down to zero and the oscillating effect vanishes.

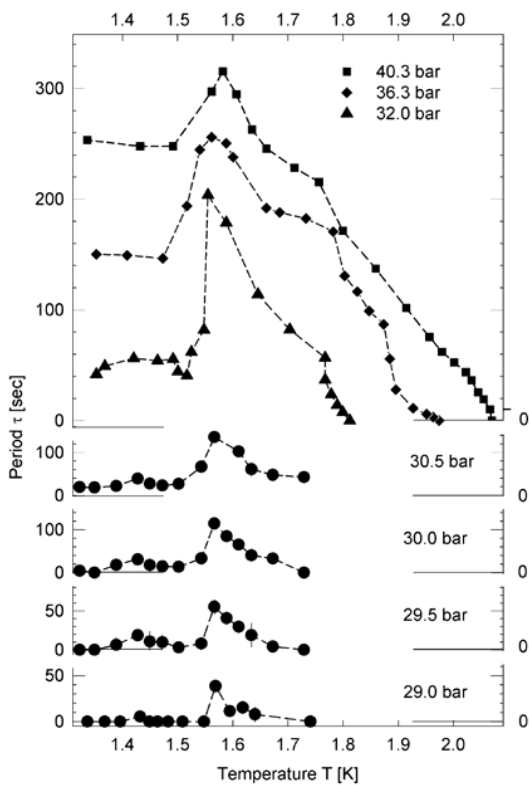


Fig.3: Period as a function of temperature for a wide range of source pressure between 29 and 40.3 bar. At 1.58 K the period peaks whereas it drops down with decreasing the temperature T . The phenomenon seems to be depending on the source pressure in that way that the percentage dropdown increases in decreasing the source pressure. For the regime of source pressures below $p_0 = 31$ bar the period drops down to zero, whereby the oscillating character of p_{det} vanishes.

The vanishing of the periodic effect is indicated by the pressure p_τ in the phase diagram in figure 4. Above $T = 1.8$ K the periodic effect occurs right above the melting pressure, indicating that the geyser oscillations are related to the solid phase. Below 1.8 K the oscillations appear up to 4 bar above the melting pressure. By adding a small concentration of Helium-3 the anomalie of the deviating pressure p_τ below $T = 1.6$ K is completely suppressed.

The experimental investigations show that the presence of Helium-3 traps the vacancies and suppresses the new effect. This results give a strong indication for the occurrence of the supersolid phase in solid Helium-4 that was proposed to occur as a Bose-Einstein-condensation of defects by Andreev and Lifshitz [4] and has theoretically been confirmed by Galli and Reatto [6] right at the obtained phase line p_τ shown in figure 4. Recent experimental investigations show that the supersolid state probably occurs at temperatures below $T = 0.23$ K, whereas the interpretation could also be given by a motion of solid Helium-4 on a superfluid film.

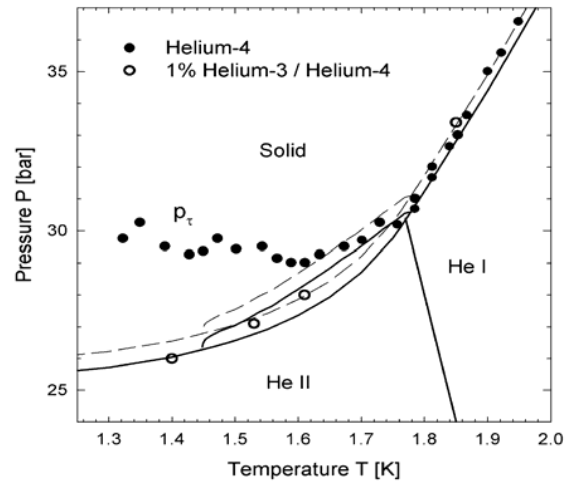


Fig. 4. Pressures p_τ obtained with pure Helium-4 (black circles) and the mixture of 1 percent Helium-3/Helium-4 (white circles). At temperatures $T > 1.78$ K the pressure p_τ corresponds to the melting pressure for both, Helium-4 and the Helium-3 mixture. For temperatures below $T < 1.78$ K the pressure p_τ deviates from the melting pressure in using Helium-4. Whereas the results for p_τ obtained Helium-3 mixture shows that p_τ corresponds to the melting pressure p_m . The abnormal behavior of p_τ is completely suppressed in using a small Helium-3 concentration.

References:

- [1] P. Kapitza: The study of heat transfer in Helium II, J. Phys. (USSR) Vol. 4, 181-210 (1941)
- [2] N.V. Zuev, V.V. Boiko, N.E. Dyumin, V.N. Grigorev: Investigation of vacancy diffusion in solid Helium, J. Low Temp. Phys. Vol. 111, 3/4 (1998)
- [3] I. Berent, E. Polturak: Self diffusion in solid Helium-4 and 3He-Helium-4-mixtures near the bcc-hcp phase transition, J. Low Temp. Phys. Vol. 112, 5/6 (1998)
- [4] A.F. Andreev, I.E. Lifshitz: Quantum theory of defects in crystals, Zh. Eksp. Teor. Fiz., Vol. 29, 6 (1969)
- [5] D.E. Galli, L. Reatto: Vacancies in solid Helium-4 and Bose Einstein condensation, J. Low Temp. Phys. Vol. 124, 1/2, pp. 197-207(11) (2001)
- [6] E. Kim, H.W. Chan: Observation of superflow in solid Helium, Science Vol. 305, 5692 (2004)

MATERIALFORSCHUNG

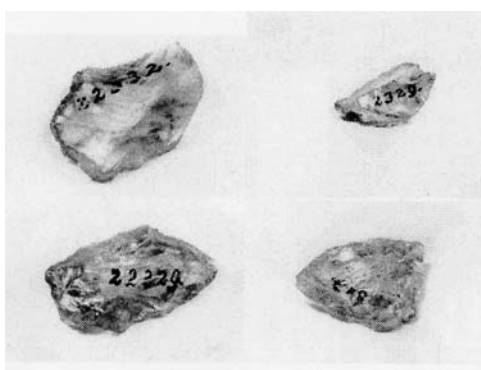
<u>Age determination of palaeolithic quartz artefacts</u>	<u>65</u>
<u>Diffusivity and solubility of He in garnet: An approach using nuclear reaction analysis</u>	<u>66</u>
<u>Spectroscopic evidence for a nitrogen-gallium vacancy defect in gallium arsenide</u>	<u>67</u>
<u>Vergleichende SSMS-, CPAA-Referenz- und FTIR-Absorptionsmessungen von Kohlenstoffkonzentrationen in Siliciumproben</u>	<u>73</u>
<u>Untersuchungen zur Stabilität des Fluoreffektes bei der Oxidation von γ-TiAl bei 900° C an Luft</u>	<u>75</u>
<u>Potential des Halogeneffektes für neuartige Hochtemperaturleichtbaulegierungen mit AL-Gehalten weniger als 48 At.-%</u>	<u>77</u>

Age determination of palaeolithic quartz artefacts

O. Dersch and F. Rauch

The Quartz Hydration Dating (QHD) method recently developed [1] found its first use in the authentication of a cylinder seal from the Akkadian empire [2,3]. In the present report we describe the application of QHD to four quartz artefacts excavated in the Gudenushöhle, a palaeolithic site in the Danube valley in east Austria. Excavations had started there in 1883. Because the excavation history had been incompletely documented, the artefacts had been variously assigned to the cultural horizons of the Magdalénien (about 9-15000 BC) or of the Moustérien (about 40000-120000 BC).

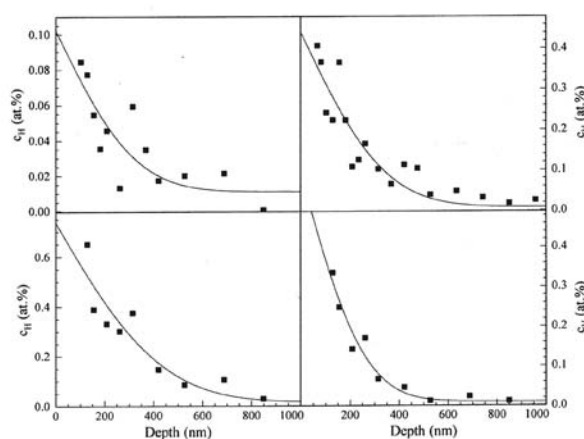
The QHD method relies on measuring the thickness of the hydrogen-containing surface layer formed by indiffusion of water from the environment during the time period t since production of the artefact. This is done by H profiling with t the resonant nuclear reaction $^1\text{H}(^{15}\text{N}, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$ at one or more surface areas on the artefact. The layer thickness is connected with by the respective diffusion coefficient D , which has the known [1] functional form $D = D(T, c_i, \alpha)$. Herein, T is the hydration (exposure) temperature, c_i is the initial H concentration at the area analyzed and α is the angle between main crystal axis (c-axis) and a line normal to the respective surface area. When the values of the three variables are known, D can be calculated [1]. Then, the age t is obtained from the relation $t = D \cdot t / D(T, c_i, \alpha)$, in which the product $D \cdot t$ is acquired from a fit to the respective H profile (see text farther below).



The artefacts are pictured in the figure above. They are single-crystal fragments of a few cm sizes. Areas suitable for H profiling were selected visually using a stereo-microscope. Some of the H profiles measured are shown in the second figure (the full depth analyzed was 2000 nm). The lines through the data points are fit curves according to the relation $c = c_0 \cdot \text{erfc}(x / (4D \cdot t)^{1/2}) + c_i$, in which c denotes the H concentration, c_0 the surface value and erfc the error function complement. The values of c_i were obtained from the fits. The values for α were obtained after determining the orientations of the artefacts' c-axes by examination in cross-polarized light or by x-ray backscattering.

With regard to the (effective) exposure temperature, T_e , it was necessary to account for long-term climate variations. (A change of T by 1°C changes t by 9% .) We took $\delta^{18}\text{O}$ records as temperature proxy and deduced variations of T over time from $\delta^{18}\text{O}$ variations using relation $\Delta T = 1.7 \Delta \delta^{18}\text{O}$, with T in $^\circ\text{C}$ and $\delta^{18}\text{O}$ in ‰ [4].

Absolute T values were obtained by tying the variations to the present Mean Annual Air Temperature at the excavation site, 10°C . Useful $\delta^{18}\text{O}$ records were those from lake sediments in the Ammersee, covering the last 14000 y [4] and from the GRIP ice core, Summit, Greenland, for the past 100000 y [5]. These data show an almost constant $\delta^{18}\text{O}$ value for the last 11000 y, the Holocene, and lower values for earlier periods belonging to the last ice age. Correspondingly, we divided the total time t in two periods, t_1 for the Holocene and t_2 for the preceding time, and determined the mean temperatures T_1, T_2 in these periods which came out as 10°C and 4°C . The resulting value of T_e , calculated by accounting for the dependency $D \sim \exp(-1/T)$, was 9°C . The estimated error of T_e is 2°C .



Artefact	Number of H profiles	t (years)	Error
X2.329	3	18000	33%
22.322	4	13200	25%
32.332	1	11600	46%
22.329	4	10500	26%

The results of the dating measurements are collected in the accompanying table. The ages range from 11000 to 18000 years. The weighted mean is 13300 y. One contribution to the error of the t values stems from that of T_e , the other from the error of the D values, about 35%. The latter is diminished when more than one profile has been measured. Since the errors of the age values are rather large it cannot be ascertained nor excluded that all four artefacts were produced within a narrower time span. At any rate, the results definitely decide for their origin in the Magdalénien cultural horizon.

We are grateful to Walpurga Antl, Naturhistorisches Museum, Wien, for lending the artefacts and for illuminating discussions.

- [1] O. Dersch, Dissertation, Frankfurt am Main 2001
- [2] O. Dersch and F. Rauch, IKF-Jahresbericht 2003
- [3] O. Dersch, M. van Ess, F. Rauch, Baghdader Mitteilungen 35 (2004) 9
- [4] F. McDermott et al., Science 294 (2001) 1328
- [5] U. von Grafenstein et al., Climate Dynamics 14 (1998) 294
- [6] W. Dansgaard et al., Nature 364 (1993) 218

Diffusivity and solubility of He in garnet: An approach using nuclear analysis

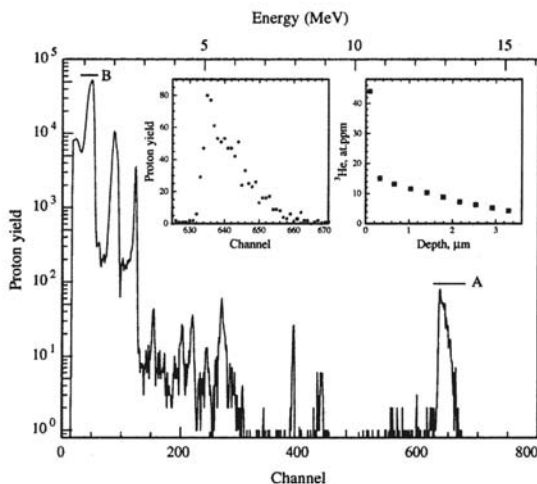
O. Dersch, K. Roselieb¹, H. Büttner¹ and F. Rauch

¹ Experimentelle und Angewandte Mineralogie, Georg-August-Universität Göttingen

Noble gases contained in minerals are important geochemical tracers, in particular He, as it possesses with ³He a primordial isotope whose presence indicates a primary reservoir. Knowledge of the He diffusivity is essential for ensuring that the measured isotopic ratio ³He/⁴He is not falsified by diffusive processes and for reliable (U+Th)-He dating and exposure dating. Solubility data are needed with regard to partitioning of He between silicate crystals and melts. Among the minerals of interest is garnet, a constituent of many metamorphic and igneous rocks. A recent investigation on the He/garnet system employed mass spectrometry for measuring the total amounts of ⁴He released by sample heating [1].

We have tested the usefulness of nuclear reaction analysis (NRA) as an alternative method. Compared to the bulk method, which involves elaborate procedures, the approach by NRA is more direct. One measures concentration depth profiles of the diffusant, and their evaluation yields the values of the pertinent diffusion coefficient, D, and of the solubility, S. The specific reaction used was ³He(d,p)⁴He. The light isotope is preferable in NRA because there is no suitable reaction for analyzing ⁴He. The outcome of our study was satisfying concerning methodological aspects, and the D and S values gained allowed some valuable conclusions.

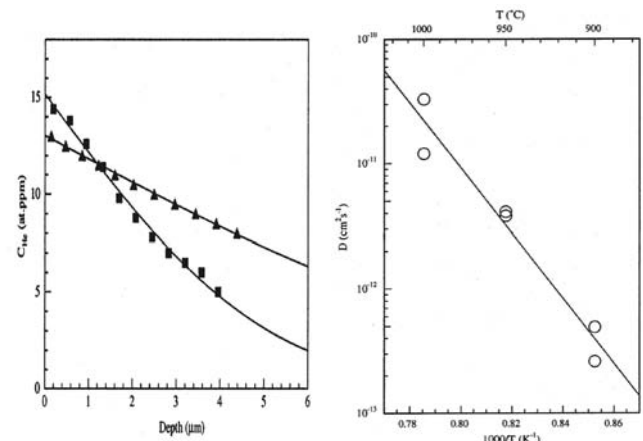
The single-crystal garnet samples were loaded at 900, 950 and 1000 °C with ³He at 7000 bar as described in [1]. The NRA measurements were performed at the IKF 2 MV VdG accelerator, at E(d) = 700 keV (beam current 25 nA, total charge 500 µC). A 2 mm Si detector was placed at 165° and covered with a 6 µm Al foil. Significantly, beam-induced loss of ³He did not occur. One of the 8 spectra taken is shown below. The protons from the ³He(d,p)⁴He reaction (region A), of rather high energies (E > 12.8 MeV), are well separated from those produced in background reactions on nuclei of garnet constituents and surface contaminants.



Region A is shown in expanded scale in the left inset and the right inset the ³He profile deduced from it. (The high data point at depth zero in the ³He profile probably originates from He trapped in fractures and was not further considered.) A useful feature is the peak in region B arising from the ¹⁶O(d,p)¹⁷O reaction provided the basis for the calibration needed in the spectrum evaluation, and the constancy of its yield normalized to the ion dose attested to the absence of incidental channeling.

Six of the ³He profiles could be fitted with the function $C = C_0 \operatorname{erfc}(x/2\sqrt{D \cdot t})$, (C – concentration at depth x, C₀ - C(x=0), erfc – error-function complement, t – time. Two of them and the respective fits are shown below. The D values derived ranged from 2.6x10⁻¹³ to 3.3x10⁻¹¹ cm²/s. The S values, given by the C₀ values, were between 11 and 21 at.ppm. Two spectra had too low yields for meaningful fits, but for both an upper limit of S could be deduced, S ≤ 3 at.ppm.

The D and S values, though only few in number, allowed interesting conclusions. The D values are well ordered with respect to temperature, see the Arrhenius diagram below. The line shown is a least-squares fit through the data points according to the Arrhenius equation, $D = D_0 \cdot \exp(-E/RT)$; (D₀ - preexponent, E- activation energy, R- gas constant). The values for D₀ and E_a obtained in the fit are log D₀ (D₀ in cm²/s) = 7.5 ± 1.8 and E_a = (500 ± 57) kJ/mol. These diffusivity results confirm those obtained in the preceding investigation [1] in terms of order of magnitude.



As discussed in [1] there is indirect evidence that the D values pertain to the undisturbed crystal volume while the influence of dislocations should be negligible. For the solubility a contribution of He dissolved in dislocations to the total solubility must be expected in general. While in the preceding study no definite conclusion on its importance could be drawn, here the observed variability of the S values is a strong indication of for the dominating role of dislocations. Namely, point defects as the potential sites for volume solution are expected to be distributed homogeneously so that the value of the volume solubility, S_v, is independent of the analyzed sample area. In contrast, dislocations are in general heterogeneously distributed so that the dislocation solubility, S_d, can vary. According to this picture, the dislocation density was especially small in the areas for which the lowest S value, <3 at.ppm, was found. Thus, one can infer that 3 at.ppm is an upper limit of the He volume solubility. The mean value of the 8 individual S values, about 11.5 at.ppm, represents an estimate for the total He solubility in the temperature range covered.

[1] T. J. Dunai and K. Roselieb, Earth Planet. Sci. Lett. 139 (196) 411.

Spectroscopic evidence for a nitrogen-gallium vacancy defect in gallium arsenide

H. Ch. Alt and Y. V. Gomeniuk,

Department of Engineering Physics, FHM - Munich University of Applied Sciences, D-80335 Munich, Germany

B. Wiedemann

Institute for Nuclear Physics, J.W. Goethe-University, D-60486 Frankfurt, Germany

ABSTRACT

A local vibrational mode occurring at 638 cm^{-1} in nitrogen-rich GaAs bulk crystals and ^{14}N -implanted GaAs layers has been investigated by high-resolution Fourier transform infrared absorption spectroscopy. Measurements on samples co-implanted with ^{14}N and ^{15}N show that the core of the defect consists of a single nitrogen atom. In bulk crystals, a pronounced four-line host-isotope fine structure appears, due to bonding with three nearest-neighbour gallium atoms. A valence-force model is presented which reproduces quantitatively the experimentally observed line shape. The comparatively high vibrational frequency is attributed to a shortening of the nitrogen-gallium bond length with respect to the isolated substitutional nitrogen atom. The results are consistent with an assignment to a nitrogen-gallium vacancy complex.

INTRODUCTION

The behaviour of nitrogen in GaAs has recently attracted much interest, from both an experimental and a theoretical point of view. The reason for this is the development of so-called “dilute” nitrides, especially of the alloy systems $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ and $\text{Ga}_{1-y}\text{In}_y\text{As}_{1-x}\text{N}_x$, with a nitrogen fraction of up to about 5 % ($x = 0.05$).¹ Unexpectedly, the incorporation of a comparatively small amount of nitrogen into the GaAs lattice leads to a substantial narrowing of the band-gap. There is a great technological interest in these alloys, driven by the search for optimized materials for lasers emitting at 1.3 and $1.55\text{ }\mu\text{m}$.^{2,3}

Infrared absorption spectroscopy has turned out to be a valuable experimental tool for studying nitrogen in GaAs. Substitutional nitrogen, N_{As} , gives rise to a local vibrational mode (LVM) at 472 cm^{-1} ($T = 10\text{ K}$) which in principle has been known since the early nitrogen implantation work of Kachare *et al.*⁴ This band has also been found in poly- and single-crystalline GaAs bulk material, containing nitrogen as a residual impurity in the concentration range of $10^{15} - 10^{16}\text{ cm}^{-3}$.⁵ Recently, it has been shown that the strength of the band can be used to evaluate quantitatively the substitutional nitrogen content in thin GaAsN layers grown epitaxially.⁶ In these layers, the band can also be detected by Raman spectroscopy.^{7,8} Other sharp LVM absorption bands in the mid-infrared range, at 2947.4 and 1984.3, and 1010.1 cm^{-1} are due to hydrogen vibrations, however, nitrogen is also involved. A nitrogen-hydrogen complex has been suggested as the cause of this defect.^{9,10}

A band at 638 cm^{-1} , observed occasionally in GaAs crystals,¹⁰ has been unidentified so far. This band exhibits a

characteristic fine-structure pattern of four resolved components, being observable with high-resolution spectroscopy at low temperatures ($T < 120\text{ K}$). Recently, this band was tentatively associated with nitrogen,¹¹ based on its appearance in crystals grown by the liquid-encapsulated Czochralski (LEC) technique under N_2 overpressure.

In this paper, we present infrared absorption measurements of ^{14}N - and ^{15}N -implanted and annealed GaAs layers in conjunction with results obtained from bulk crystals containing the 638-cm^{-1} band. A valence-force model is developed which accounts for the pronounced fine structure. Based on the results, it is possible to assign the underlying defect to a nitrogen-gallium vacancy complex.

II. EXPERIMENTAL DETAILS

Samples for implantation were prepared from commercial carbon-doped semi-insulating GaAs wafers with (100) orientation grown by the LEC or vertical gradient freeze (VGF) technique. High-energy (3 MeV) nitrogen ions ($^{14}\text{N}^+$ and/or $^{15}\text{N}^+$) were implanted. The total dose was $1 \times 10^{16}\text{ cm}^{-2}$; the ion current amounted to about $0.7\text{ }\mu\text{A}$. During implantation, samples were tilted by 7° with respect to the ion beam, to avoid channelling. The sample holder was kept at room temperature (RT). According to model calculations (TRIM), the nitrogen is deposited mainly at a depth of between 2 and $3\text{ }\mu\text{m}$. The implanted layer has a thickness of about $0.5\text{ }\mu\text{m}$, resulting in an average nitrogen concentration of $2 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$.

Rapid thermal annealing (RTA) was done in the temperature range between 600 and $800\text{ }^\circ\text{C}$ for 30 s under flowing nitrogen gas, with the implanted sample surface covered by another virgin GaAs wafer (face-to-face technique). No degradation of the surface quality was detected by optical microscopy.

Nitrogen-rich GaAs bulk samples were selected from an earlier study, focused on the substitutional nitrogen defect.⁵ Crystals were grown by different suppliers using either the LEC or the VGF technique. Nitrogen is introduced either by applying a high-pressure N_2 atmosphere during synthesis or by adding GaN to the melt.

Fourier transform infrared (FTIR) absorption measurements were performed in the wavenumber range from 200 to 3000 cm^{-1} , using a high-resolution vacuum instrument (Bruker IFS 113v). A global source, a Mylar beam splitter, and triglycine sulfate or mercury cadmium telluride detectors were used for the far-infrared and mid-infrared regions, respectively. A continuous-flow cryostat with cesium iodide optical windows allowed the sample temperature to be kept in the range between 10 and 300 K.

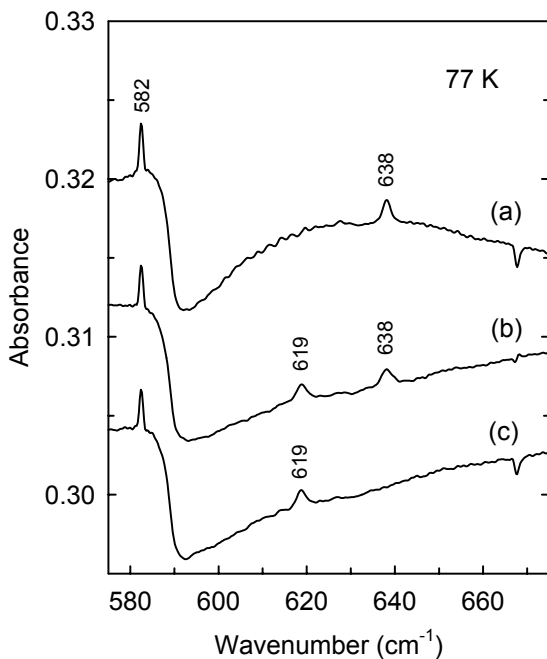
III. SPECTROSCOPIC RESULTS

After RTA in the temperature range between 600 and 800 °C, gallium arsenide samples implanted with 3-MeV nitrogen ions show weak absorption bands in the spectral range above 600 cm^{-1} . This spectral range is experimentally accessible with high sensitivity, as the multiphonon absorption of the GaAs lattice is low, and without any significant structure. Possible interference comes from residual CO_2 gas in the instrument, causing a sharp vibrational absorption feature at 667 cm^{-1} , with associated rotational side bands.

Usually, after implantation of the ^{14}N isotope, a weak new band can be detected at 638 cm^{-1} (Fig. 1).

FIG. 1.

FTIR absorption spectra of GaAs after high-energy (3 MeV) nitrogen implantation and RTA at 600 °C for 30 s: (a) implanted with ^{14}N , (b) co-implanted with ^{14}N and ^{15}N , and (c) implanted with ^{15}N . The sharp band at 582 cm^{-1} is due to substitutional carbon, $^{12}\text{C}_{\text{As}}$, in the SI GaAs substrate. The feature at 667 cm^{-1} is caused by residual CO_2 gas.



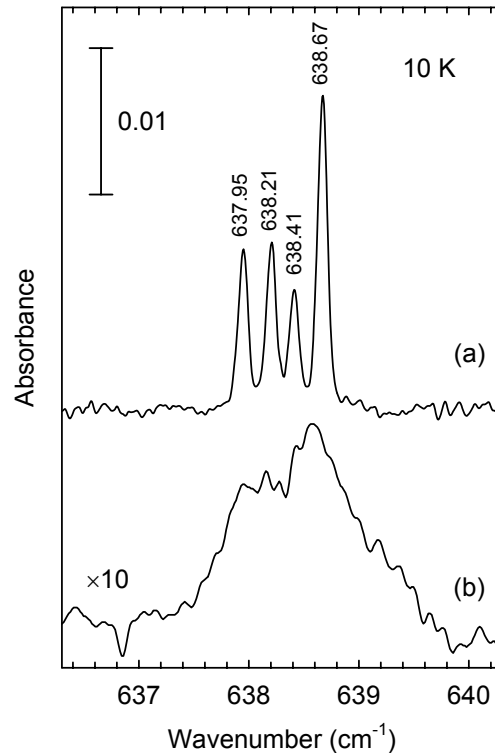
The band shifts to 619 cm^{-1} in the case of implantation of the heavier isotope ^{15}N . This is an unambiguous proof that the band is caused by a LVM due to the implanted nitrogen. The relative shift amounts to 3.0% whereas, from a simple inverse proportionality to the square root of the isotope mass, a shift of 3.4% would be expected. In the case of co-implantation of ^{14}N and ^{15}N , both bands are found, but no further band. Therefore, it is clear that only one nitrogen atom is involved in this centre.

An absorption band at 638 cm^{-1} is known from nitrogen-rich GaAs bulk crystals.^{10,11} It is sometimes observed in crystals also containing the substitutional nitrogen defect, giving rise to the LVM at 472 cm^{-1} . It was therefore tentatively assigned to a nitrogen-related defect.¹¹ From our

earlier investigation of the substitutional nitrogen defect,⁵ some samples are known to show the 638- cm^{-1} band. Such a spectrum, taken at 10 K with high spectral resolution (0.03 cm^{-1}), is depicted in Fig. 2.

FIG. 2.

Comparison between the fine structure of the 638- cm^{-1} band in (a) bulk crystals and (b) in nitrogen-implanted layers. Spectral resolution is 0.03 cm^{-1} and 0.1 cm^{-1} for (a) and (b), respectively.



The 638- cm^{-1} band exhibits a rather spectacular fine structure, consisting of four well-separated lines. The splitting between the lines is about 0.2 cm^{-1} , the full width at half-maximum (FWHM) of the four lines is $0.10 \pm 0.01 \text{ cm}^{-1}$. The splitting is caused by the host isotopes ^{69}Ga and ^{71}Ga . However, the pattern itself is definitely different from that observed in the case of simple substitutional defects on the anion lattice site, such as C_{As} or Si_{As} .¹²

We postulate that the defect found in nitrogen-implanted GaAs is identical with the defect giving rise to the 638- cm^{-1} band in nitrogen-rich bulk GaAs crystals. An obvious argument in favour of this assumption is the identical spectral position. Also the temperature dependence of the peak position (Fig. 3) is, within the experimental accuracy, the same for implanted and bulk samples. Typical for LVM absorption in GaAs, the band can be detected even at room temperature, although with an increased FWHM.

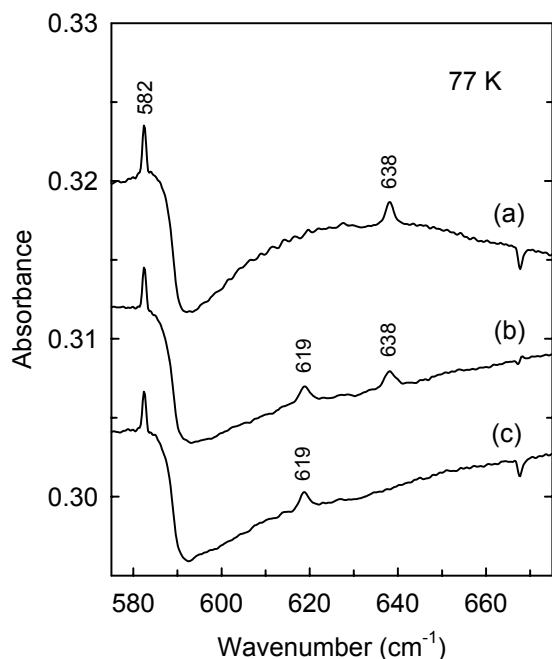
III. SPECTROSCOPIC RESULTS

After RTA in the temperature range between 600 and 800 °C, gallium arsenide samples implanted with 3-MeV nitrogen ions show weak absorption bands in the spectral range above 600 cm^{-1} . This spectral range is experimentally accessible with high sensitivity, as the multiphonon absorption of the GaAs lattice is low, and without any significant structure. Possible interference comes from residual CO_2 gas in the instrument, causing a sharp vibrational absorption feature at 667 cm^{-1} , with associated rotational side bands.

Usually, after implantation of the ^{14}N isotope, a weak new band can be detected at 638 cm^{-1} (Fig. 1).

FIG. 1.

FTIR absorption spectra of GaAs after high-energy (3 MeV) nitrogen implantation and RTA at 600 °C for 30 s: (a) implanted with ^{14}N , (b) co-implanted with ^{14}N and ^{15}N , and (c) implanted with ^{15}N . The sharp band at 582 cm^{-1} is due to substitutional carbon, $^{12}\text{C}_{\text{As}}$, in the SI GaAs substrate. The feature at 667 cm^{-1} is caused by residual CO_2 gas.



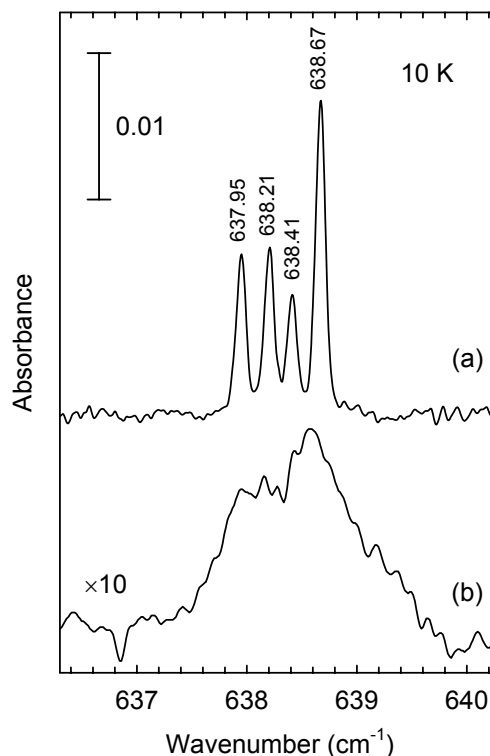
The band shifts to 619 cm^{-1} in the case of implantation of the heavier isotope ^{15}N . This is an unambiguous proof that the band is caused by a LVM due to the implanted nitrogen. The relative shift amounts to 3.0% whereas, from a simple inverse proportionality to the square root of the isotope mass, a shift of 3.4% would be expected. In the case of co-implantation of ^{14}N and ^{15}N , both bands are found, but no further band. Therefore, it is clear that only one nitrogen atom is involved in this centre.

An absorption band at 638 cm^{-1} is known from nitrogen-rich GaAs bulk crystals.^{10,11} It is sometimes observed in crystals also containing the substitutional nitrogen defect, giving rise to the LVM at 472 cm^{-1} . It was therefore tentatively assigned to a nitrogen-related defect.¹¹ From our

earlier investigation of the substitutional nitrogen defect,⁵ some samples are known to show the 638- cm^{-1} band. Such a spectrum, taken at 10 K with high spectral resolution (0.03 cm^{-1}), is depicted in Fig. 2.

FIG. 2.

Comparison between the fine structure of the 638- cm^{-1} band in (a) bulk crystals and (b) in nitrogen-implanted layers. Spectral resolution is 0.03 cm^{-1} and 0.1 cm^{-1} for (a) and (b), respectively.



The 638- cm^{-1} band exhibits a rather spectacular fine structure, consisting of four well-separated lines. The splitting between the lines is about 0.2 cm^{-1} , the full width at half-maximum (FWHM) of the four lines is $0.10 \pm 0.01 \text{ cm}^{-1}$. The splitting is caused by the host isotopes ^{69}Ga and ^{71}Ga . However, the pattern itself is definitely different from that observed in the case of simple substitutional defects on the anion lattice site, such as C_{As} or Si_{As} .¹²

We postulate that the defect found in nitrogen-implanted GaAs is identical with the defect giving rise to the 638- cm^{-1} band in nitrogen-rich bulk GaAs crystals. An obvious argument in favour of this assumption is the identical spectral position. Also the temperature dependence of the peak position (Fig. 3) is, within the experimental accuracy, the same for implanted and bulk samples. Typical for LVM absorption in GaAs, the band can be detected even at room temperature, although with an increased FWHM.

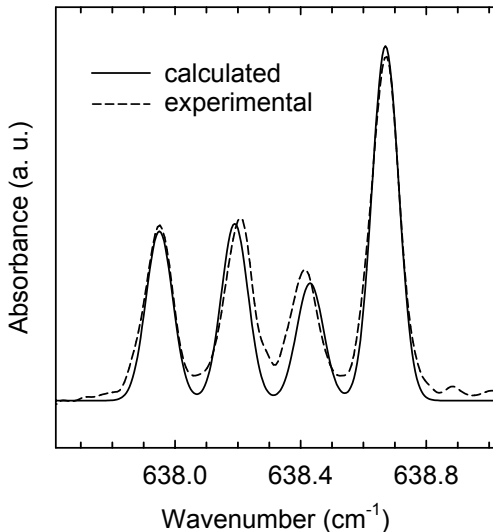
gallium mass with a constant factor $\chi > 1$. In a certain approximation, it is also possible to give a theoretical justification for this procedure, as described by Leigh and Newman.²¹

The analysis according to equation (1) was performed using the mass factor χ as a parameter to fit the splitting between the outermost lines at 637.95 and 638.67 cm^{-1} . The bond-stretching force constant between the nitrogen atom and the three equivalent gallium atoms was then adjusted to obtain the required frequency. As the vibrational amplitude of the E mode is orthogonal to the bond in the direction with the remaining gallium atom, this force constant has no influence. The quality of the fit is independent of a possible relaxation Δ of the nitrogen atom. As expected, the outermost lines are due to the twofold degenerate E mode of the isotopically pure configurations $^{14}\text{N}^{71}\text{Ga}_3$ and $^{14}\text{N}^{69}\text{Ga}_3$, respectively, with true C_{3v} symmetry. The mixed configurations $^{14}\text{N}^{71}\text{Ga}_2^{69}\text{Ga}_1$ and $^{14}\text{N}^{71}\text{Ga}_1^{69}\text{Ga}_2$ have C_s symmetry, due to the perturbation by the different gallium isotopes. The A'' modes of these configurations have the same frequency as the E modes of the pure configurations, whereas the A' modes are responsible for the inner lines (Table I).

TABLE I. Calculated frequencies (in cm^{-1}) and statistical probabilities for all modes of the $^{14}\text{NGa}_3$ molecule in GaAs. Experimental frequencies, presented for comparison, have an uncertainty of $\pm 0.01 \text{ cm}^{-1}$.

Configuration	Mode	Probability	Calculated frequency	Experimental frequency
$^{14}\text{N}^{71}\text{Ga}_3$	E	0.0635	637.95	637.95
$^{14}\text{N}^{71}\text{Ga}_2^{69}\text{Ga}_1$	A'	0.1435	638.43	638.41
	A''	0.1435	637.95	
$^{14}\text{N}^{71}\text{Ga}_1^{69}\text{Ga}_2$	A'	0.2162	638.19	638.20
	A''	0.2162	638.67	
$^{14}\text{N}^{69}\text{Ga}_3$	E	0.2171	638.67	638.67

FIG. 4. Comparison between calculated and experimentally observed fine structure.



The intensity of the lines can be calculated if it is assumed that the gallium isotopes ^{69}Ga (60.1 % abundance) and ^{71}Ga (39.9 % abundance) are randomly distributed. The degeneracy of the modes (2 for an E mode, 1 for an A' or A'' mode) and the number of geometrical arrangements leading to the same configuration have to be taken into account. The result is also given in Table I. For a direct comparison with the observed line shape, the calculated line positions were convoluted with a Gaussian profile of a FWHM of 0.10 cm^{-1} , corresponding to the value found experimentally. The resulting spectrum is plotted in Fig. 4.

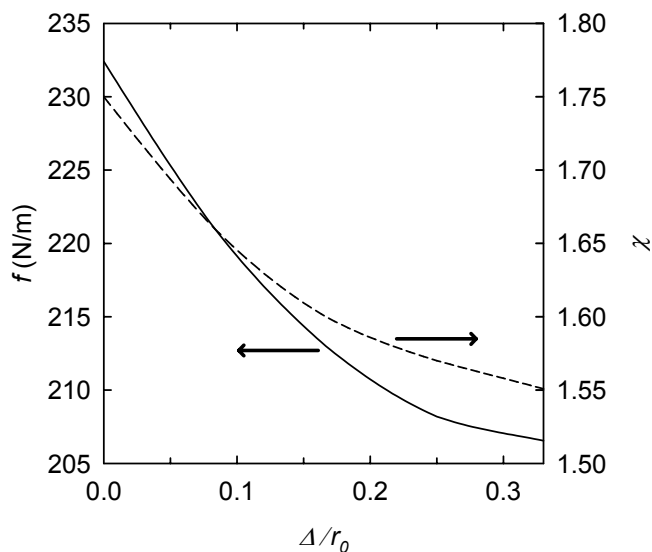
V. DISCUSSION

From the good agreement with experimental results, concerning line splittings and intensity ratios, we conclude that the vibrational state is correctly reproduced by the model. The calculated line positions are equidistant; this is an inherent feature of the model used. Experimentally, the splitting between the inner lines is slightly smaller (0.20 cm^{-1}) than the splitting between these lines and the outermost lines (0.26 cm^{-1}). From earlier work²² on gallium isotope effects on the fine structure of substitutional carbon, C_{As} , and silicon, Si_{As} , in GaAs, it is known that more extended models are necessary to account for this detail of the fine structure.

We will now discuss the reason behind the symmetry lowering from T_d to C_{3v} . The majority of incorporated nitrogen atoms occupy substitutional (T_d) sites, giving rise to the 472-cm^{-1} LVM.²³ Therefore, a perturbation of the local nitrogen environment is needed to induce a symmetry lowering. As has been shown above, the involvement of another chemical impurity can be excluded. This means that either nitrogen itself, by forming a complex, or an intrinsic defect, such as an interstitial or a vacancy, must be the reason. We argue that the experimental data and model calculations favour a nitrogen-gallium vacancy pair.

An important question concerns the relaxation of the nitrogen atom along [111]. In Fig. 5, the calculated force constant f and the mass parameter χ are plotted as a function of relaxation, expressed in terms of the relative quantity Δ/r_0 , where r_0 is the unrelaxed distance between the nitrogen atom and the nearest-neighbour gallium atoms. For comparison, applying the same model as above, the force constant is 127 N/m to produce the threefold degenerate LVM at 472 cm^{-1} , caused by the isolated substitutional nitrogen defect, N_{As} . Therefore, the increase of the N-Ga force constant in the case of the 638-cm^{-1} LVM amounts to 60 - 80 %, notably, with the largest value for $\Delta/r_0 = 0$. More sophisticated models may lead to a change in the numerical values of this comparison, however, the need for a greatly increased force constant is indispensable. The only reasonable explanation for such a behaviour is a considerable bond shortening between nitrogen and gallium.

FIG. 5. Dependence of the bond-stretching force constant f and the mass parameter χ on the relative relaxation Δ/r_0 .



This is supported by the fact that, for isolated substitutional nitrogen in GaAs, the N-Ga bond is indeed under tensile strain. The anion-cation bond length in pure GaAs is 0.245 nm compared to 0.195 nm in pure GaN, amounting to a difference of about 25 %. Assuming no relaxation of the surrounding Ga atoms, the maximum displacement of the N atom from the tetrahedral position to an in-plane configuration with three nearest-neighbour Ga atoms would reduce the N-Ga bond length by 6 %, implying that the bond is still elongated. On the other hand, theoretical calculations based on a large supercell approach²⁴ predict that the N-Ga bond length for N_{As} in GaAs is only 5-6 % larger than in pure GaN, due to an inward relaxation of the Ga atoms. Keeping the positions of the Ga atoms fixed, the in-plane configuration of the nitrogen atom would then bring the N-Ga bond length close to its value in GaN.

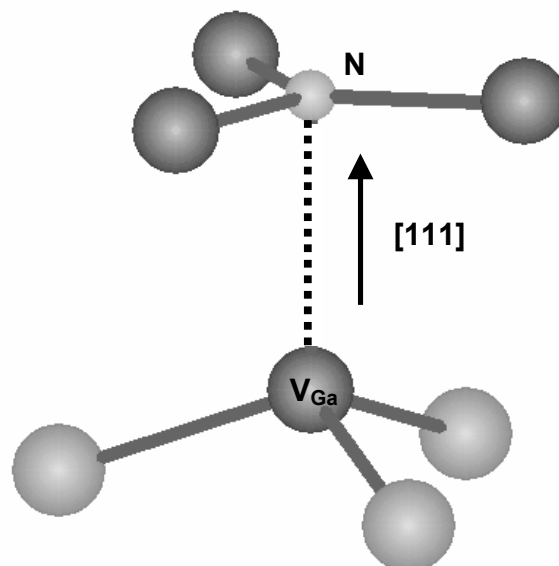
From our model, it is not possible to obtain any information on the bonding of the nitrogen atom in the direction opposite to the relaxation. The most natural explanation is that there is no bond at all, due to the presence of a gallium vacancy. The lacking bond can then be considered as the catalyst for the relaxation. The relatively high defect concentration found in implanted samples is in agreement with this assumption, as a large number of vacancies is expected from irradiation damage.

On the contrary, it is not clear how interstitials could be involved in the 638- cm^{-1} centre. Even disregarding the problem of finding a proper defect model, it is unlikely that interstitials would survive the high-temperature RTA treatment. Concerning nitrogen itself, it is certainly possible that some sort of nitrogen pairing or clustering could occur with nitrogen atoms on more distant shells, however, this would not explain the large increase of the N-Ga bond strength in the core of the defect.

We conclude from all these that (i) the relaxation of the threefold coordinated nitrogen of the 638- cm^{-1} centre is close to $\Delta/r_0 = 1/3$, leaving the nitrogen atom in an in-plane configuration with its three nearest-neighbour gallium atoms,

and (ii) the reason for the threefold coordination is a gallium vacancy on a neighbouring cation site. The proposed structural model of the complex is shown in Fig. 6.

FIG. 6. Structural model of the N- V_{Ga} complex.



Also, the impurity isotope shift observed experimentally is satisfactorily reproduced by the model presented. Inserting the mass of the nitrogen isotope ^{15}N , the calculated frequency of the LVM shifts to 618.5 cm^{-1} (center), very close to the measured value of 619 cm^{-1} . Further valuable information would be obtained from the observation of the longitudinal mode, where the nitrogen atom vibrates in the direction of the missing gallium atom. We estimate that the frequency for this mode is well below 400 cm^{-1} . However, no signal could be assigned to this necessarily weak line so far, possibly due to the much worse signal-to-noise ratio in this far-infrared region or due to interference with phonon absorption bands.

It should be mentioned that both recent theoretical, as well as experimental, findings favour the existence of nitrogen-related gallium vacancy defects.^{25,26} Density-functional calculations²⁵ give a binding energy of 0.43 eV for the nitrogen-gallium vacancy complex in its triply negative charge state ($N-V_{Ga}^{3-}$). Investigations of epitaxially grown GaAsN layers by positron annihilation spectroscopy²⁶ reveal gallium vacancy defects related to the nitrogen content.

VI. CONCLUSIONS

We have shown that the infrared absorption band at 638 cm^{-1} , occurring in nitrogen-rich GaAs bulk crystals and nitrogen-implanted GaAs layers after annealing, is due to the LVM of a single nitrogen atom. The host-isotope fine structure is caused by bonding of the nitrogen atom with three equivalent gallium atoms. The local symmetry of the defect is C_{3v} and the vibration is an E mode, with the nitrogen atom

vibrating parallel to the plane of the three neighbouring gallium atoms.

From model calculations, it is most probable that the nitrogen atom relaxes in a [111] direction. The accompanying bond-shortening is the reason for the large increase of the LVM frequency compared to substitutional nitrogen defect at 472 cm^{-1} . The natural assignment is a nitrogen-gallium vacancy pair. This identification is supported by density-functional calculations predicting a binding energy of 0.43 eV for such a complex. From the estimated defect concentration of $\sim 4 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ in implanted and subsequently annealed layers, it may be speculated that the nitrogen-gallium vacancy pair is a candidate for the nonradiative recombination centre, causing the low photoluminescence efficiency often observed in GaAsN and InGaAsN layers.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work has been supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG).

REFERENCES

- [1] M. Weyers, M. Sato, and H. Ando, *Jpn. J. Appl. Phys.* 31 (1992) L853.
- [2] M. Kondow, T. Kitatani, S. Nakatsuka, M. C. Larson, K. Nakahara, Y. Yazawa, M. Okai and K. Uomi, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 3 (1997) 719.
- [3] H. Riechert, A. Ramakrishnan, and G. Steinle, *Semicond. Sci. Technol.* 17 (2002) 892.
- [4] A. H. Kachare, W. G. Spitzer, A. Kahan, F. K. Euler, and T. A. Whatley, *J. Appl. Phys.* 44 (1973) 4393.
- [5] H. Ch. Alt, B. Wiedemann, and K. Bethge, in: *Materials Science Forum Vols. 258-263*, Trans Tech, Zurich, 1997, pp. 867-871.
- [6] H. Ch. Alt, Y. Gomeniuk, G. Ebbinghaus, A. Ramakrishnan, and H. Riechert, *Semicond. Sci. Technol.* 18 (2003) 303.
- [7] T. Prokofyeva, T. Sauncy, M. Seon, M. Holtz, Y. Qiu, S. Nikishin, and H. Temkin, *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998) 1409.
- [8] J. Wagner, T. Geppert, K. Köhler, P. Ganser, and N. Herres, *J. Appl. Phys.* 90 (2001) 5027.
- [9] B. Clerjaud, D. Côte, W. S. Hahn, A. Lebkiri, W. Ulrici, and D. Wasik, *phys. stat. sol. (a)* 159 (1997) 121.
- [10] W. Ulrici, private communication.
- [11] G. Gärtner, T. Flade, M. Jurisch, A. Köhler, J. Korb, U. Kretzer, and B. Weinert, *J. Crystal Growth* 198/199 (1999), 355.
- [12] W. M. Theis, K. K. Bajaj, C. W. Litton, and W. G. Spitzer, *Appl. Phys. Lett.* 41 (1982), 70.
- [13] No luminescence signal is detectable after RTA at 600 °C; a weak near band-gap emission after RTA at 800 °C.
- [14] R. C. Newman, *Infra-red Studies of Crystal Defects* (Taylor&Francis, London, 1973).
- [15] H. Ch. Alt, B. Wiedemann, J. D. Meyer, R. W. Michelmann, and K. Bethge, *Jpn. J. Appl. Phys.* 38 (1999), 6611.
- [16] M. Jurisch, D. Behr, R. Bindemann, T. Bünger, T. Flade, W. Fliegel, R. Hammer, S. Hölzig, A. Kiesel, A. Kleinwechter, A. Köhler, U. Kretzer, A. Seidl, and B. Weinert, in: *Proc. 26th Int. Symp. Compound Semiconductors*, Berlin 1999, *Inst. Phys. Conference Ser. No. 166*, Berlin, 2000, pp. 13 – 22.
- [17] J. D. Collins, G. A. Gledhill, R. Murray, P. S. Nandra, and R. C. Newman, *phys. stat. sol. (b)* 151 (1989), 469.
- [18] G. A. Gledhill, S. B. Upadhyay, M. J. L. Sangster, and R. C. Newman, *J. Mol. Struct.* 247 (1991), 313.
- [19] M. J. L. Sangster, R. C. Newman, G. A. Gledhill, and S. B. Upadhyay, *Semicond. Sci. Technol.* 7 (1992), 1295.
- [20] E. B. Wilson, J. C. Decius and P. C. Cross, *Molecular Vibrations* (Dover Publications, New York, 1980).
- [21] R. S. Leigh and R. C. Newman, *Semicond. Sci. Technol.* 3 (1988), 84.
- [22] R. S. Leigh and R. C. Newman, *J. Phys. C: Solid State Phys.* 15 (1982), L1045.
- [23] In relation to the total nitrogen concentration detected spectroscopically, the substitutional nitrogen concentration amounts to >99 % in implanted layers and to >90 % in nitrogen-rich bulk samples.
- [24] P. R. C. Kent and A. Zunger, *Phys. Rev. B* 64 (2001) 115208.
- [25] Janotti, S. B. Zhang, S. H. Wei, and C. G. Van de Walle, *Phys. Rev. B* 67 (2003) 161201.
- [26] J. Toivonen, T. Hakkarainen, M. Sopanen, H. Lipsanen, J. Oila, and K. Saarinen, *Appl. Phys. Lett.* 82 (2003) 40.

Vergleichende SSMS-, CPAA-Referenz- und FTIR-Absorptionsmessungen von Kohlenstoffkonzentrationen in Siliciumproben

B. Wiedemann¹, H. Ch. Alt², Y. V. Gomeniuk², J. D. Meyer¹, H. Riemann³

Kohlenstoff ist nach Sauerstoff das wichtigste Fremdatom in Silicium für die Elektronikindustrie, wenn man von den absichtlich eingebrachten Dotierstoffen absieht. Kohlenstoff im monokristallinen Silicium ist nach derzeitigem Wissen zu einem großen Teil dem Kohlenstoff im multikristallinen Ausgangsmaterial zuzuschreiben. Die Rolle des Kohlenstoffs muss im Zusammenhang mit Sauerstoff im überwiegend eingesetzten Czochralski-Silicium gesehen werden.

Zukünftige Technologien für höchstintegrierte Bauelemente verlangen engere Toleranzen für den intrinsischen Getterungsprozeß durch Sauerstoff sowohl in Bezug auf Größe und Dichte der Sauerstoffpräzipitate wie auch hinsichtlich der Homogenität der Verteilung über einen Wafer. Substitutioneller Kohlenstoff (C_s) wechselwirkt bei Temperprozessen mit interstitiellem Sauerstoff (O_i) durch Bildung von C-O Komplexen und die verstärkte Bildung von thermischen Donatoren, den sogenannten „new donors“. Außerdem ist die Bildung von SiC-Ausscheidungen bekannt. Die Kohlenstoffkonzentration in monokristallinem Silicium wird derzeit in industriellen Labors mit Hilfe der FTIR-Absorption [1] bestimmt. Dabei wird die Amplitude der Absorptionsbande bei 605 cm⁻¹ (300 K) beziehungsweise 607 cm⁻¹ (77 K) vermessen, die der lokalisierten Schwingung des Kohlenstoffs zuzuordnen ist. Allerdings ist der Kohlenstoffschwingung eine starke Absorption des Siliciumgitters, bedingt durch einen Zweiphononenprozess, überlagert. Nach Subtraktion des Absorptionsspektrums einer kohlenstoffarmen Referenzprobe kann aus der Höhe der Bande mit Hilfe eines Kalibrierfaktors [2,3] die Kohlenstoffkonzentration bestimmt werden. Probleme der Kohlenstoffbestimmung durch die FTIR-Methode sind daher besonders im niedrigkonzentrierten Bereich inhärent.

Für Konzentrationen größer gleich 5×10¹⁵ cm⁻³ liefert die FTIR-Methode zufrieden stellende Ergebnisse; für Konzentrationen kleiner 5×10¹⁵ cm⁻³ wird sie routinemäßig nicht eingesetzt. 5×10¹⁶ cm⁻³ entsprechen in Silicium 1 ppm atomar.

Im außerindustriellen Bereich werden kernphysikalische und massenspektrometrische Methoden, beispielsweise Charged Particle Activation Analysis (CPAA) und Spark Source Mass Spectrometry (SSMS) am Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF)¹ eingesetzt, um die Kohlenstoffkonzentrationen in Silicium zu bestimmen.

Im Rahmen eines BMBF-Projektes wird im Fachbereich Physikalische Technik der Fachhochschule München (FHM)², ein Fourierspektrometer vom Typ IFS 113v der Fa. Bruker, Karlsruhe, für FTIR-Analysen eingesetzt. Das Gerät ist in hervorragender Weise für die Messungen geeignet, da es über eine hohe spektrometrische Präzision und eine spektrale Auflösung bis 0.03 cm⁻¹ verfügt.

Vergleichende Kohlenstoffanalysen mittels CPAA und SSMS werden durchgeführt, um den Kalibrierfaktor für das FTIR-Verfahren zu überprüfen und um die totale chemische Kohlenstoffkonzentration zu analysieren. Der Anteil des substitutionellen Kohlenstoffs an der gesamten Kohlenstoff-

konzentration ist durch präzise Messungen mittels FTIR und SSMS zu überprüfen.

Die CPAA wird als Referenzmethode verwendet, die über die Kernreaktionen ¹²C(d,n)¹³N und ¹²C(³He,α)¹¹C die Konzentrationen von Kohlenstoff oberhalb einer Nachweisgrenze von 5×10¹⁴ cm⁻³ bestimmen kann.

Eine niedrigere Nachweisgrenze erreicht die SSMS, die nach Kalibrierung der Methode mittels CPAA die Kohlenstoffkonzentration oberhalb von 5×10¹³ cm⁻³ bestimmen kann.

Für die vergleichenden Messungen mittels SSMS und CPAA war es notwendig, benachbarte Probenstücke spezieller Geometrie aus dicken Siliciumscheiben heraus zu präparieren.

Als sehr fruchtbar erwies sich die Zusammenarbeit mit dem Institut für Kristallzüchtung (IKZ)³, Berlin, das monokristalline Proben mit definierter Kohlenstoffkonzentration und sehr kohlenstoffarme multikristalline Proben bereitstellen konnte. Am IKF werden die für die Quantifizierung entscheidenden CPAA und SSMS Messungen durchgeführt.

SSMS-Analysen werden durchgeführt mit einem modernisierten Massenspektrometer vom Typ 21-110, USA, ausgestattet mit ionenempfindlicher Q-Platte und photometrischer Datenauswertung. Zusammen mit den Kohlenstoffionen werden ein- und mehrfach geladene Siliciumionen auf ionenempfindlichen Q-Platten aufgenommen. Ausgewählte Massenlinien der Siliciummatrixisotope werden verwendet, um die Masse der Kohlenstoffisotope zu identifizieren und um die Kohlenstoffkonzentration relativ zur Matrix zu kalibrieren. Die Kohlenstoffkonzentration, bestimmt über das häufigste Kohlenstoffisotop ¹²C, wird zunächst mit einem relativen Empfindlichkeitskoeffizienten (rsc) von Eins bewertet.

Die CPAA-Methode wird als Referenzverfahren für die Kalibrierung der SSMS verwendet. Hierfür wird die spezifische Kernreaktion ¹²C(d,n)¹³N eingesetzt. Das Auswerteverfahren anhand der Abklingkurven wurde in Hinblick auf optimierte Zuverlässigkeit speziell für niedrige Kohlenstoffkonzentrationen in monokristallinem Silicium überarbeitet. Die CPAA-Analysen an den Proben ergaben Kohlenstoffkonzentrationen zwischen 5×10¹⁵ cm⁻³ und 4×10¹⁶ cm⁻³.

Die Korrelationen zu den SSMS- und FTIR-Messungen ergaben gute Linearität. Insbesondere ergibt sich im Zusammenhang mit der SSMS-Kalibrierung über CPAA, dass der Kalibrierfaktor für die IR-Messung bei 77 K nach ASTM innerhalb einer Messunsicherheit von ± 15 % bestätigt wird (Bild 1).

Allerdings ergeben präzise SSMS-Messungen an mono- wie auch an multikristallinen Proben im Allgemeinen höhere Kohlenstoffkonzentrationen [4, 5].

Unter gleichen Messbedingungen wird in hochreinem multikristallinem Material kein Kohlenstoff oberhalb einer Konzentration von 5×10¹⁴ cm⁻³ nachgewiesen.

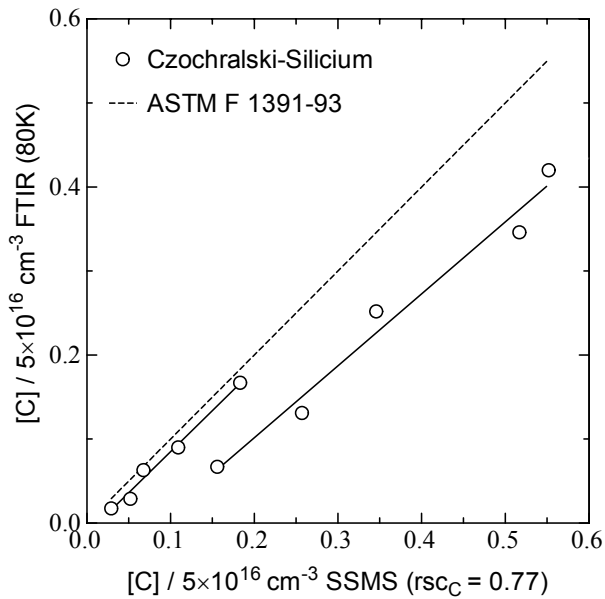


Bild 1 Vergleichende SSMS- und FTIR-Analysen.

Zur Kalibrierung der SSMS wurde ein Floating Zone-Siliziumkristall gezüchtet, der durch gezielte Kohlenstoffdotierung über CO-Partialgas in einer Argongasatmosphäre die Einstellung einer axialen Variation der Kohlenstoffkonzentration von etwa $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bis etwa $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, also um fast zwei Größenordnungen, gestattete (Bild 2).

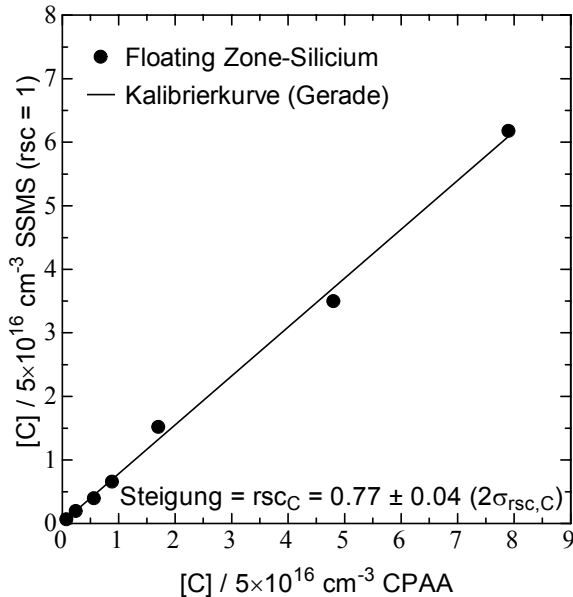


Bild 2 Kalibrierung der SSMS mittels CPAA.

Es ergibt sich eine sehr gute lineare Korrelation der Messwerte mit einer Steigung r_{sc_C} (relativer Empfindlichkeitskoeffizient) von $r_{sc_C} = 0.77 \pm 0.04$ (2σ). Diese Kalibrierung erlaubt es, Kohlenstoff in mono- und multikristallinen Siliziumproben mittels SSMS quantitativ zu bestimmen.

Nach dem Siemens-Verfahren hergestelltes multikristallines Silizium wurde ebenfalls am IKZ präpariert. Mittels eines Diamanthohlbohrers wurden Bohrkernproben (Länge 35 mm, Durchmesser 13 mm) konzentrisch aus multikristallinen Siliziumrundstäben genommen.

Es standen vier hochreine ungetemperte und getemperte Kernbohrproben [6] ($1360 \text{ }^\circ\text{C}$, 3 h unter Argogas) für vergleichende Analysen zur Verfügung. Die SSMS- und CPAA-(und auch FTIR-) Proben wurden aus benachbarten Bereichen herausgesägt und unter optimierten Bedingungen analysiert.

Die CPAA-Analysen weisen nur in einer Siliziumprobe Kohlenstoff nach. Die Messunsicherheiten sind zudem hoch, so dass sich die CPAA auf multikristalline Siliziumproben mit Kohlenstoffkonzentrationen kleiner $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ nicht anwenden lässt.

Die SSMS-Analysen weisen in drei (ungetemperten und getemperten) multikristallinen Siliziumproben bis zu einer Konzentration von $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ keinen Kohlenstoff nach. Nur in einer getemperten multikristallinen Siliziumprobe wurde eine Konzentration von $(1.7 \pm 0.15) \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ gemessen. Diese getemperte Probe zeigt auch in der IR-Absorptionsspektroskopie den höchsten Wert, hier allerdings nur von $(3.7 \pm 0.5) \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Der größte Anteil des Kohlenstoffs muss also in anderer Form als der durch die FTIR nachweisbare substitutionelle Kohlenstoff vorliegen. Diese Tendenz wurde auch an monokristallinem Silizium mit niedriger Kohlenstoffkonzentration, kleiner gleich $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, bestätigt.

Die SSMS ergibt systematisch eine höhere Konzentration als die FTIR. Der Unterschied liegt materialabhängig zwischen $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Danksagung

Wir bedanken uns bei Herrn B. Lux, Institut für Kristallzüchtung, Berlin, für die Probenpräparation, bei Dr. P. Beyer, Institut für Festkörperphysik der Friedrich-Schiller-Universität, Jena, für die Temperung multikristalliner Siliziumproben unter Argogas.

Referenzen

- [1] R. C. Newman, J. B. Willis, J. Phys. Chem. Solids 26, 373 (1965).
- [2] DIN (Deutsches Institut fuer Normung, DIN 50438-2, Beuth, Berlin (1982).
- [3] 1998 Annual Book of ASTM Standards, Vol. 10.05, F 1391-93, p. 465, American Society for Testing and Materials, Philadelphia (1998).
- [4] B. Wiedemann, J. D. Meyer, H. Ch. Alt, H. Riemann, Electrochemical Soc. Proceedings Vol. 03 (2003) 83.
- [5] H. Ch. Alt, Y. V. Gomeniuk, B. Wiedemann, H. Riemann, J. Electrochem. Soc. 150 (2003) G498.
- [6] L. L. Hwang, J. Bucci, J. R. McCormick, J. Electrochem. Soc. 138, 576 (1991).

Gefördert durch das BMFT.

Untersuchungen zur Stabilität des Fluoreffektes bei der Oxidation von γ -TiAl bei 900°C an Luft

Hans-Eberhard Zschau¹, Michael Schütze¹, Horst Baumann und Klaus Bethge

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

Einleitung

Die Legierungen auf der Basis von γ -TiAl stoßen auf wachsendes Interesse in der Luftfahrtindustrie, im Automobilbau und in der Energieerzeugung. Mit einer mittleren Dichte von ca. 4 g cm^{-3} und ausgezeichneten mechanischen Eigenschaften besitzen die aus diesen TiAl-Legierungen gefertigten Bauteile - wie Turbinenschaufeln, Turboladerrotoren, Heissgasventilatoren - eine signifikant

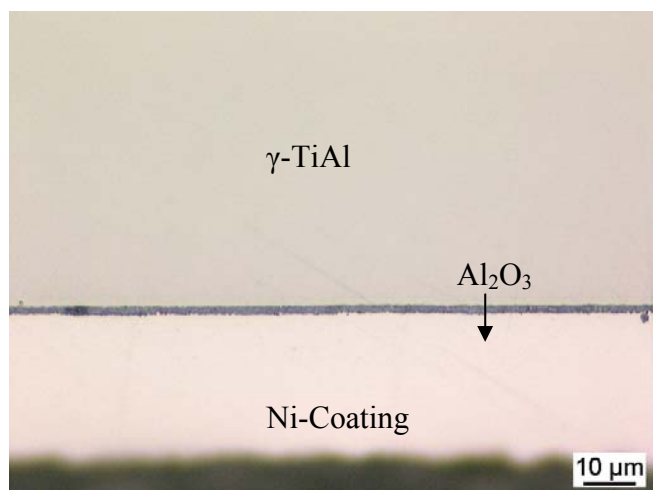
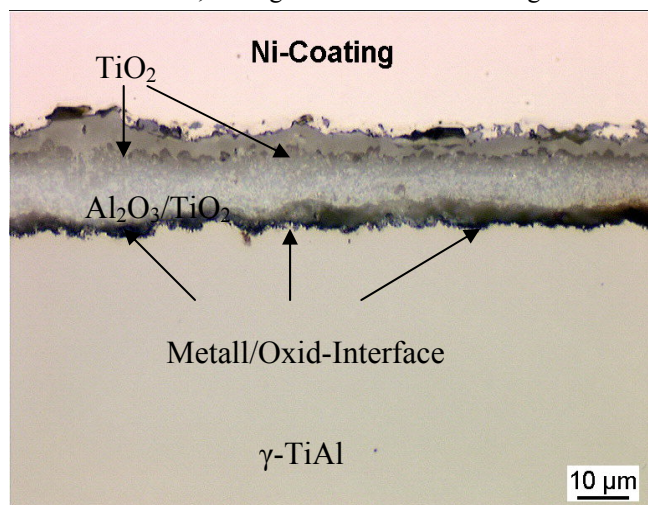


Abb. 1: Metallografischer Querschliff von γ -TiAl -Proben nach Oxidation (12h/900°C/Luft). Oberes Bild: Unbehandelte Probe. Unteres Bild: Die Probe wurde vor der Oxidation mit F-Ionen implantiert ($2 \times 10^{17} \text{ F cm}^{-2} / 20 \text{ keV}$). Das Ni-Coating dient zur besseren Kontrastgebung bei der Präparation.

geringere Massenträgheit wie die aus den bisher verwendeten Ni-Basislegierungen gefertigten. Dies ist verbunden mit Brennstoffeinsparung, einer reduzierten Umweltbelastung sowie geringerem mechanischen Verschleiss. Die mangelnde Oxidationsfestigkeit bei Temperaturen über 750°C begrenzte bisher die Lebensdauer, da eine schnell wachsende Al_2O_3 -

TiO_2 -Mischoxidschicht zur Zerstörung des Materials führt (Abb. 1). Mit Hilfe des Halogeneffektes lässt sich jedoch das Oxidationsverhalten entscheidend verbessern [1,2], da dieser eine dünne und nur langsam wachsende Al_2O_3 -Schicht an der Oberfläche bildet. Dabei erscheint die Behandlung mit Fluor im Hinblick auf eine technische Anwendung als besonders aussichtsreich [3-6]. So wird an der Oberfläche einer mit F-Ionen ($2 \times 10^{17} \text{ F cm}^{-2} / 20 \text{ keV}$) implantierten Probe eine dünne korrosionsschützende Al_2O_3 -Schicht gebildet (Abb. 1).

Material und Methoden

Es wurden γ -TiAl-Proben (50% Al-Gehalt, 4000 grit poliert, Abmessung $8 \times 8 \times 2 \text{ mm}^3$) verwendet. Die F-Dotierung erfolgte am 60 kV-Implanter ($2.04 \times 10^{17} \text{ F cm}^{-2} / 20 \text{ keV}$) bzw. mit verdünnter HF-Lösung (0.11 m.%). Die PIGE-Technik (Proton Induced Gamma-ray Emission) mittels der Kernreaktion $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ erlaubt am 2.5 MV-Beschleuniger das zerstörungsfreie Bestimmen von F-Tiefenprofilen bis in $1.5 \mu\text{m}$ Tiefe. Dabei erfolgten alle Oxidationen bei 900°C an Laborluft und 1h, 12h, 120h, 250 h und 500h.

F-Tiefenprofile an implantierten TiAl-Proben

Die F-Profile von implantierten γ -TiAl-Proben bei Oxidationen von 1-500h/900°C/Luft zeigt die Abb. 2. Die Maxima befinden sich am Metall/Oxid-Interface, wie RBS-Messungen ergaben. Der integrale F-Gehalt nimmt bereits nach wenigen Stunden einen nahezu konstanten Wert an (vgl.

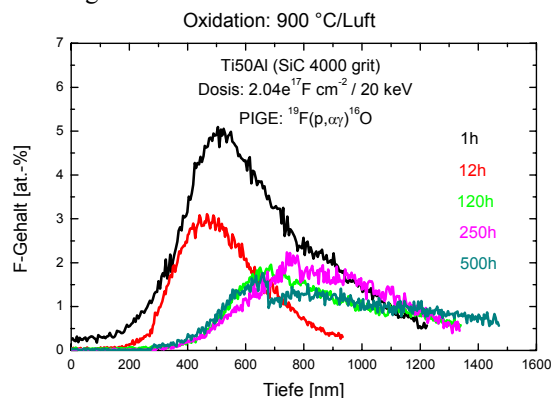


Abb. 2: F-Tiefenprofile an implantierten γ -TiAl - Proben ($2 \times 10^{17} \text{ F cm}^{-2} / 20 \text{ keV}$) nach verschiedenen Oxidationszeiten bei 900°C/Luft.

(Abb. 3 oben). Nach Ausbildung einer dünnen Aluminiumoxidschicht treten keine weiteren Fluorverluste auf. So enthält die Aluminiumoxidschicht an der Oberfläche kein Fluor, da diese als Diffusionsbarriere wirkt. Es wird nur eine F-Diffusion nach innen beobachtet. Maßgebend für die Stabilität des F-Effektes ist das Verhalten des F-Maximums, welches sich am Interface Oxidschicht/Metall befindet. Das F-Maximum (Abb. 3 unten) nimmt ab 12 h Oxidationszeit Werte zwischen 2-5 at.-% an, wobei die dichte und stabile Al_2O_3 -Schicht erhalten bleibt.

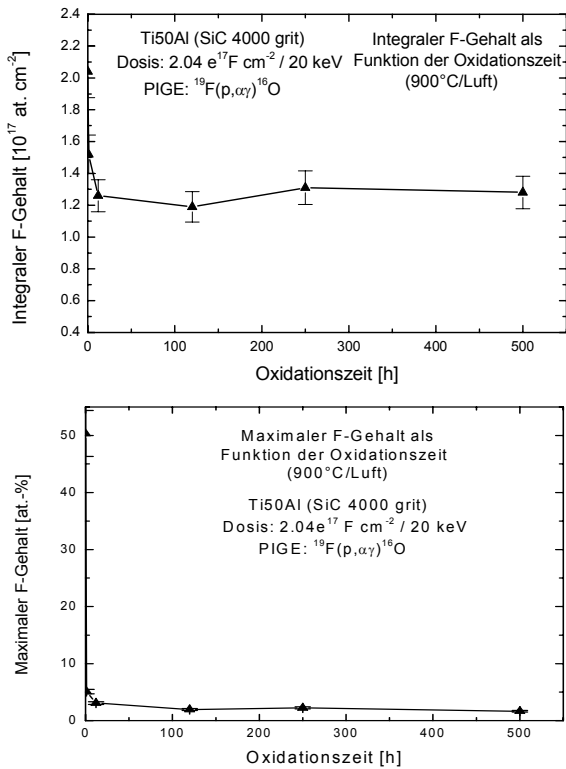


Abb. 3: Integraler (oberes Bild) und maximaler (unteres Bild) F-Gehalt an implantierten γ -TiAl - Proben ($2 \times 10^{17} \text{ F cm}^{-2} / 20 \text{ keV}$) nach verschiedenen Oxidationszeiten bei 900°C/Luft.

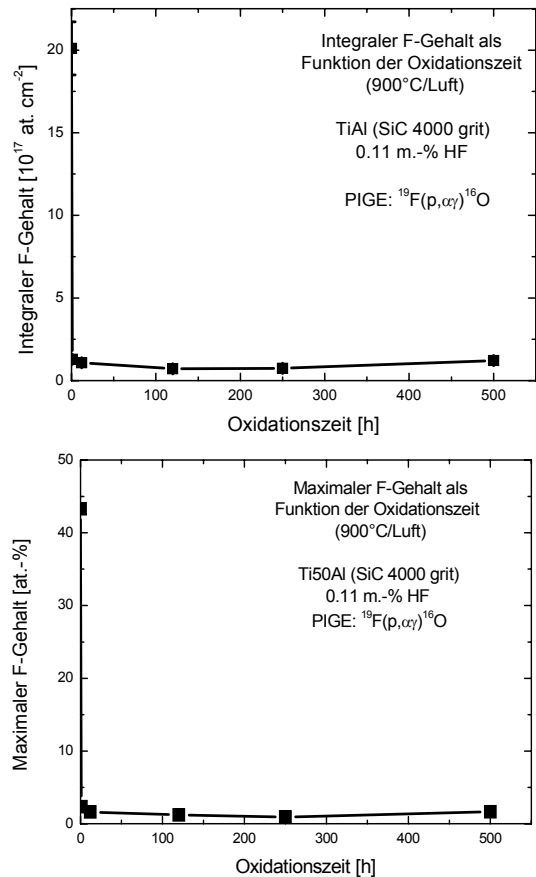


Abb. 5: Integraler (oberes Bild) und maximaler (unteres Bild) F-Gehalt an mit 0.11 m.-% HF behandelten nach verschiedenen Oxidationszeiten bei 900°C/Luft.

Aus den Tiefenprofilen in Abb. 2 wurde erstmals der Diffusionskoeffizient von Fluor in TiAl bei 900°C mit einem Wert von $2.6 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ermittelt [6].

F-Tiefenprofile an HF-behandelten TiAl-Proben

Die F-Profile der mit HF behandelten und oxidierten Proben in Abb. 4 weisen signifikante Ähnlichkeit mit denen der implantierten Proben auf. Beim integralen F-Gehalt (Abb. 5 oben) treten zwar innerhalb der ersten Stunden der Oxidation höhere Verluste auf, jedoch liegt nach der HF-Behandlung auch eine höhere Ausgangskonzentration vor. Das F-Maximum (Abb. 5 unten) nimmt noch bei 500 h Werte um 1 at.-% an. Auch hier liegt bei allen Oxidationszeiten eine Aluminiumoxidschicht an der Oberfläche vor.

Zusammenfassung

Der Fluoreffekt eröffnet die Möglichkeit eines preiswerten Oxidationsschutzes von γ -TiAl-Legierungen durch eine innovative Oberflächenmodifizierung. Seine zeitliche Stabilität wurde mit zerstörungsfreien Verfahren der Ionenstrahlanalytik untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass der Halogeneffekt auch über einen längeren Zeitraum einen sehr guten Oxidationsschutz bei Betriebstemperaturen um 900°C gewährleistet.

Danksagung

Das Forschungsvorhaben wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) unter der Nr. SCHU 729/12 gefördert, wofür an dieser Stelle herzlich gedankt sei.

Referenzen:

- [1] M. Schütze, M. Hald, Mat. Sci. Eng., A239-240 (1997) 847.
- [2] A. Donchev, B. Gleeson, M. Schütze, Intermetallics 11, (2003), 387-398.
- [3] H.-E. Zschau, V. Gauthier, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, Proc. International Symposium Turbomat, Juni 17-19, 2002, Bonn, p. 210.
- [4] H.-E. Zschau, V. Gauthier, G. Schumacher, F. Dettenwanger, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, M. Graham, Oxidation of Metals, 59, (2003), 183.
- [5] H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann and K. Bethge Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res., B 240 (2005) 137-141.
- [6] H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann and K. Bethge Accepted by Intermetallics.

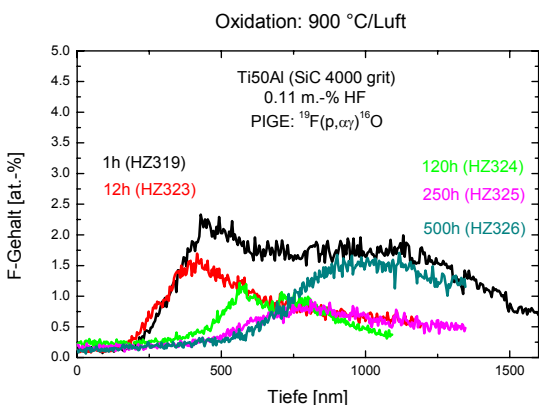


Abb. 4: F-Tiefenprofile an mit 0.11 m.-% HF behandelten γ -TiAl - Proben nach verschiedenen Oxidationszeiten bei 900°C/Luft. Die Probe bei 500h wurde zweimal mit HF behandelt.

„Potential des Halogeneffektes für neuartige Hochtemperaturleichtbaulegierungen mit Al-Gehalten weniger als 48 At.-%“

Patrick Masset¹, Hans-Eberhard Zschau¹, Michael Schütze¹, Reinhard Dörner, Lothar Schmidt und Sven Neve

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

Der Halogeneffekt wurde bisher an TiAl-Legierungen mit einem Al-Gehalt nahe 36 Gew.-% intensiv studiert und optimale Implantationsparameter für Fluor und Chlor bestimmt [1].

Die bisherigen Untersuchungen zum Halogeneffekt erfolgten an Gamma-TiAl (50 At.-% Al = 36 Gew.-%) sowie an TiAl-Legierungen mit einem Al-Gehalt nahe 50 At.-%. Die Angabe des Al-Gehaltes in At.-% charakterisiert anschaulich die Stöchiometrie der Legierung, im Folgenden wird jedoch die in der Technik häufiger verwendete Angabe in Gew.-% verwendet. Eine Reihe bewährter und neuer, für die Hochtemperaturtechnik – insbesondere die Luftfahrttechnik - entwickelter Legierungen weist jedoch z. T. deutlich geringere Al-Gehalte bis hin zu Werten um 6 Gew.-% auf. Dabei handelt es sich um die Gruppe der orthorhombischen Legierungen (z. B. Ti-12.6Al-37.8Nb, Ti-10.7Al-45.3Nb), die Legierungen der α_2 -Phase (z. B. Ti-13.6Al-21.4Nb, Ti-14.1Al-19.5Nb-3.2V-2Mo) und die $\alpha+\beta$ Legierungen mit einem niedrigen Al-Gehalt (z. B. Ti-8Al-1V-1Mo, Ti-6Al-4V). Die Industrie ist sehr daran interessiert, auch bei diesen TiAl-Legierungen das Potential des Halogeneffektes für den Oxidationsschutz auszuloten. Es besteht jedoch noch Unsicherheit, bis zu welchem Al-Gehalt herab der Effekt auftritt und seine oxidationshemmende Wirkung besitzt. Seitens der Industrie wurde daher angeregt, die Eignung des Halogeneffektes als Oxidationsschutz auch für Legierungen mit geringeren Al-Gehalten zu untersuchen. Als besonders vorteilhaft wurde dabei eingeschätzt, dass bei dieser Oberflächenbehandlung die mechanischen Eigenschaften der Legierungen in keiner Weise beeinflusst werden. Der Oxidationsschutz mittels des Halogeneffektes besitzt das Potential eines kostengünstigen innovativen Verfahrens der Oberflächenbehandlung. Er sollte daher auf möglichst viele TiAl-Legierungen angewendet werden. Das geplante Vorhaben dient dem Erarbeiten der verfahrenstechnischen Parameter, wobei die beam-line Ionenimplantation auf Grund ihrer hohen Präzision und Reproduzierbarkeit verwendet werden soll.

Das gemeinsame mit dem Karl-Winnacker-Institut der DecHEMA e. V. begonnene Forschungsvorhaben wird von der Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen (AiF) „Otto von Guericke“ aus Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie (BMWi) unter der Nr. 177 ZN gefördert. Ein projektbegleitender Ausschuss von Firmen der Luft- und Raumfahrtindustrie sowie von mittelständischen Legierungsherstellern ist in das Vorhaben eingebunden.

Referenzen:

[1] S.75 Artikel in diesem Jahresbericht.

INSTRUMENTELLE ENTWICKLUNGEN

<u>Entwicklung von Elektronik zur Auslese von ortsauflösenden MCP-Detektoren</u>	81
<u>Umzug des Implanters und Erweiterung der Anlage um ein Atomphysik-Meßplatz</u>	83
<u>Improved Ion Extraction from an Electron Cyclotron Resonance Ion Source by a Metal-Dielectric Extraction Electrode</u>	85
<u>Emittanz-/Profilmonitore an der 14GHz EZR- (ve) RFQ Anlage des Instituts</u>	86
<u>Ein Speichering für Niederenergetische Hochgeladene Ionen</u>	87
<u>Performance and alignment studies of the HADES drift chambers</u>	88
<u>Scintillating fiber detectors for high intensity pion beam at HADES</u>	89
<u>Padplane production for the ALICE-TRD readout chambers</u>	90
<u>Mass test of the front-end cards of the ALICE TPC</u>	91
<u>Simulation of the effect of clock jitter on the ALICE-TPC Frontend electronics</u>	93
<u>Readout Chambers for the ALICE TPC</u>	94
<u>Front- end electronic cooling and temperature monitoring of the ALICE TPC</u>	96
<u>Proton irradiation of Large Area APD`s for the PANDA-EMC</u>	97
<u>Erste Messungen zur Strahlenhärte von monolithischen Pixeldedektoren im neuen IKF Technologielabor</u>	98

Entwicklung von Elektronik zur Auslese von ortsauflösenden MCP-Detektoren

Lothar Ph. H. Schmidt, Sven Schößler, Wolfgang Arnold, Reinhard Dörner

Im Sommer 2003 wurde für die Datenaufnahme bei ColTRIMS ein Flash ADC-System mit 8 Kanälen von jeweils 1 Gs bei 8 bit Auflösung gekauft. Um dieses sinnvoll einsetzen zu können, werden für die Detektorsignale Verstärker mit einer Bandbreite von mindestens 200 MHz benötigt. Die vorhandenen Verstärker von Ortec und die früher im IKF entwickelten sind zwar in der Bandbreite akzeptabel, liefern jedoch nur negative Ausgangspulse und waren somit nicht einsetzbar. Deshalb wurden von Wolfgang Arnold entwickelte Verstärker eingesetzt (siehe Abb. 1-A), die jedoch aufgrund ihrer großen Bandbreite (ca. 5 GHz) einzeln in spezielle Gehäuse eingebaut werden mussten, um Übersprechen und Schwingen zu reduzieren. Für den normalen Einsatz bei Experimenten ist es jedoch wünschenswert, mehrere Kanäle in einem NIM-Modul verfügbar zu haben.

Schnelle Vorverstärker

In Anlehnung an die Schaltung dieser Verstärker und ähnlicher ICs wurden mehrere Prototypen (Abb. 1-B) mit 6 Kanälen in einem NIM-Gehäuse aufgebaut. Zur Reduktion der Bandbreite auf ca. 500 MHz wurde mit verschiedenen Pulstransformatoren experimentiert. Als weiterhin problematisch erwies sich jedoch die Signalführung innerhalb der NIM-Module, insbesondere an den Buchsen in der Frontplatte kam es zur Rückkopplung des Ausgangs auf den Eingang und somit zum Schwingen der Schaltung im Bereich von 1-2 GHz.

Daraufhin wurde ein neues Schaltungslayout entwickelt, bei dem 3 Verstärkerstufen in Form eines „U“ angeordnet sind, so daß sowohl bei den Eingängen als auch bei den Ausgängen Winkelbuchsen eingesetzt werden können. Die Ausgangsstufen wurden doppelt ausgeführt (Abb. 1-C) und in den späteren Versionen mit Hilfe eines Pulstransformators in entgegengesetzter Polarität angesteuert (Abb. 1-D,E). Nach Tests mit verschiedenen Bestückungsmöglichkeiten wurden extern 9 Geräte bestückt und von Mitgliedern der Arbeitsgruppe Dörner in Gehäuse eingebaut.

linear Fan in/out

Um mit dem 8-Kanal Flash-ADC-System mehrere ortsauflösende Detektoren auslesen zu können, müssen mehrere Vorverstärker-Ausgänge zusammengemischt werden. Die Zuordnung der gemessenen Signale kann z.B. über die Polarität erfolgen. Weiterhin ist es oft notwendig, die analogen Signale zu verzweigen, um eine Triggerlogik aufbauen zu können. Die vorhandenen Linear Fans von LeCroy sind in ihrer Bandbreite nicht ausreichend (-3 dB

bei ca. 200 MHz) und zudem auf negative Ausgangspolarität beschränkt.

Deshalb wurde ein Mischverstärker mit drei Ausgängen auf der Basis von schnellen Operationsverstärkern getestet (Abb.1-G). Für ein Modul mit 4-Kanälen wurde das Platinenlayout von der Elektronikabteilung des IKF erstellt. Drei dieser NIM-Module (Abb. 1-H) mit je 4 Kanälen konnten dann durch Mitglieder der Arbeitsgruppe noch kurzfristig hergestellt werden und waren somit bei einer Strahlzeit an der ALS im August 2004 bereits verfügbar.

Da diese Module den Bedarf bei weitem nicht gedeckt haben, wurde ein neues Layout erstellt, mit dem sich der Aufwand für die interne Verkabelung der Module erheblich reduziert hat. Bei der ALS-Strahlzeit hatte sich außerdem herausgestellt, dass beim Zusammenmischen von Detektoren auf einen Flash-ADC-Kanal die Signalhöhen sorgfältig aufeinander angepasst werden müssen. Deshalb wurde die Schaltung so modifiziert, dass sich die Eingangsverstärkung bei zwei der drei Kanäle von 0,25 bis 4,0 per Potentiometer einstellen lässt.

Die Herstellung der Platinen einschließlich deren Bestückung wurde extern durchgeführt, der Einbau in NIM-Gehäuse (Abb. 1-I) erfolgte durch die Arbeitsgruppe Dörner. Die obere Bandbreitengrenze (-3 dB) der Module liegt bei ca. 380 MHz.

Multi-Hit-Trigger

Für die gleiche Strahlzeit wurde ein Multi-Hit-Trigger auf Basis des CPLD XC2C256 in einem NIM-Gehäuse gebaut. Dieses Modul (Abb. 1-F) zählt die Zahl der Pulse auf bis zu 7 Kanälen und prüft, ob in einem einstellbaren Zeitfenster genügend Signale vorhanden waren, um einem Detektor den Ort und die Zeitinformation für 2 Teilchen zu rekonstruieren. Die Programmierung des CPLD wurde durch den Informatiker Kolja Sulimma durchgeführt.

Constant Fraction Discriminator (CFD)

Für die Messung mehrerer Teilchen auf einem Detektor mittels TDC-Datenaufnahme werden schnelle CFDs benötigt. Kommerziell sind nur zwei Geräte erhältlich, die den Anforderungen genügen. Bei beiden liegt der Preis pro Kanal bei ca. 800 Euro, und jedes Gerät besitzt einige Nachteile: Beim Ortec 935 ist das Fraction-Ratio von 0,2 nicht veränderbar, da es zusammen mit weiteren Bauelementen in einem Composit-IC integriert ist. Dieser ist selbst beim Hersteller nur schwer zu

bekommen, was in der Vergangenheit bei Reparaturen zu hohen Kosten und langen Wartezeiten geführt hat. Mit dem Canberra 454 konnte gezeigt werden, dass ein Fraction-Ratio von 0,4 bis 0,6 für unsere Signale bessere Ergebnisse liefert. Dieses Modul besitzt jedoch keinen analogen Monitorausgang, was das Einstellen des CFD sehr erschwert. Bei beiden Modulen sind intern die Schwellen- und Nulldurchgangs-Komparatoren zeitlich schlecht aufeinander abgestimmt, was bei kurzen Anstiegszeiten der Signale zu Fehlern führt. Außerdem fehlen ECL-Ausgänge.

Ende 2005 wurde auf einer Löttrasterplatte ein Prototyp eines eigenen CFD aufgebaut (Abb. 1-J), der alle Anforderungen für unsere Anwendungen erfüllt. Nach ersten erfolgreichen Tests wurde ein Platinenlayout erstellt. Die Fertigstellung der ersten Geräte ist für März 2006 geplant.

NIM Logical Unit und NIM-ECL-Konverter

Bei der Entwicklung des CFD wurden Schaltungs-komponenten aufgebaut, die auch für die Realisation weiterer Elektronikmodule eingesetzt werden können. So wurde z.B. aus verschiedenen Dual-Komparatoren, die für die CFD-Entwicklung getestet wurden, ein 8-Kanal NIM-ECL-Konverter (Abb. 1-K) aufgebaut, anhand dessen mögliches Übersprechen untersucht wurde.

Da die Ausgangsstufe des CFD im wesentlichen einer Koinzidenz zwischen zwei Komparator-Signalen entspricht, lag außerdem die Entwicklung eines Moduls nahe, mit dem die Trigger-Logik bei ColTRIMS-Experimenten realisiert werden kann. Eine entsprechende Testschaltung wurde aufgebaut (Abb. 1-L) und danach ein Layout mit dem Programm EAGLE erstellt. Auch hier ist die Fertigstellung erster Module für März 2006 geplant.

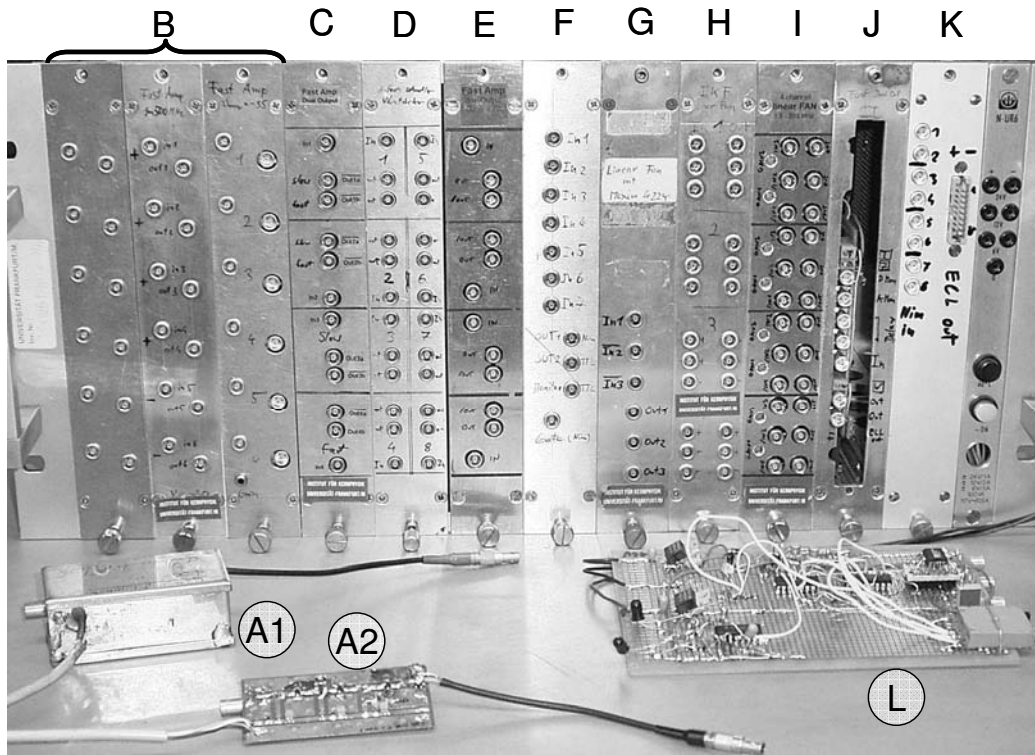


Abbildung 1: Im Rahmen der Elektronikentwicklung aufgebaute Prototypen

- | | |
|---|--|
| <ul style="list-style-type: none"> A) Verstärker von Wolfgang Arnold mit Bandbreite > 2GHz (mit und ohne Gehäuse) B) verschiedene Versionen eines 6-Kanal Verstärkers C) 4-Kanal Verstärker mit 2 gleichen Ausgängen D) zwei 4-Kanal Verstärkerplatten in einem NIM-Gehäuse E) 4-Kanal Verstärker mit einem invertierenden und einem nicht invertierenden Ausgang (9 Module angefertigt) F) Multi-Hit-Trigger auf Basis eines CPLD | <ul style="list-style-type: none"> G) Prototyp eines Mischverstärkers auf Basis eines schnellen Operationsverstärkers H) 4-Kanal Linear Fan IN/OUT, der für die ALS-Strahlzeit 2004 aufgebaut wurde (3 Module angefertigt) I) 4-Kanal Linear Fan mit regelbarer Eingangsverstärkung bei 2 der 3 Eingänge (6 Module angefertigt) J) Prototyp des CFD K) 8-Kanal NIM-ECL-Konverter L) Testschaltung für die NIM Logical Unit |
|---|--|

Umzug des Implanters und Erweiterung der Anlage um einen Atomphysik-Meßplatz

Lothar Ph. H. Schmidt, H.-E. Zschau, Ottmar Jagutzki, Achim Czasch, Zehra Erengil, Reinhard Dörner

Bis September 2004 wurde von Dr. Baumann eine Penning-Ionenquelle mit maximal 60 kV Beschleunigungsspannung (Implanter) betrieben, die ausschließlich für Implantationen genutzt wurde. Obwohl nach der Pensionierung von Herrn Dr. Baumann und dem Abschluß der Promotion von Mario Rudolphi vom IKF keine Implantationen mehr geplant waren, wurde beschlossen, die Anlage ins neue Gebäude mit umzuziehen und dort, erweitert um einen Atomphysik-Meßplatz, wieder aufzubauen. Ausschlaggebend dafür waren zwei Gründe: 1) Das genehmigte DFG-Projekt „Dissoziativer Elektroneneinfang in Stößen ausgerichteter Molekülionen mit Atomen“ soll an dieser Ionenquelle durchgeführt werden, 2) die langjährige Kooperation mit der DECHEMA, bei der sowohl der Implanter als auch der Van de Graaff Beschleuniger des IKF genutzt wurden, sollte fortgeführt werden.

Der Implanter wurde aufgrund der ständigen Nachfrage nach Strahlzeit für die Implantation erst im September 2004, kurz vor dem Umzug, abgebaut. Nach dem Wiederaufbau wurde die Anlage im Juni 2005 gemäß §12 (1),2 der Strahlenschutzverordnung angezeigt. Seit August 2005 wird sie wieder von Herrn Dr. Zschau von der DECHEMA an ca. 2 Tagen in der Woche für Implantationen genutzt.

Parallel zum Aufbau der Ionenquelle wurde Anfang 2005 mit der Planung eines Atomphysik-Meßplatzes begonnen. Bei ausgeschleustem Probenhalter bietet die Implantationskammer einen freien Fläche für den Durchschuß von 10 x 10 mm; für die geplanten Streuexperimente muß der Strahl auf unter 1 x 1 mm auskollimiert werden. Deshalb konnte der vorhandene 90°-Kanal am Analysiermagnet einfach verlängert werden. Die zusätzlich benötigten Elemente zur Strahldiagnose und Kollimatoren wurden ergänzt.

Als Reaktionskammer konnte mit einigen Umbauten die ehemalige ColTRIMS-Kammer des (e,3e)-Experimentes wieder verwendet werden. Dazu mussten jedoch mehrere Flansche an der Kammer ergänzt bzw. gegen größere ausgetauscht werden. Weiterhin wurde der Umbau des Gastargets auf einen zweistufigen Jet geplant, und im Februar 2005 wurden die entsprechenden Arbeiten in der Werkstatt des IKF beauftragt.

Mit dem Aufbau der Reaktionskammer, der zusätzlichen Komponenten im Strahlrohr und der Kammer für das Projektilspektrometer konnte im

August 2005 begonnen werden. Zum Test der Strahlführung und des Gastargets wurde zunächst das alte Rückstoßionenspektrometer des (e,3e)-Experimentes eingebaut. In ersten Experimenten konnten die Messungen zur Reaktion $\text{H}_2^+ + \text{He} \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{He}^+$, die in 2003 an der EZR durchgeführt worden waren (siehe IKF-Jahresbericht 2003), reproduziert werden.

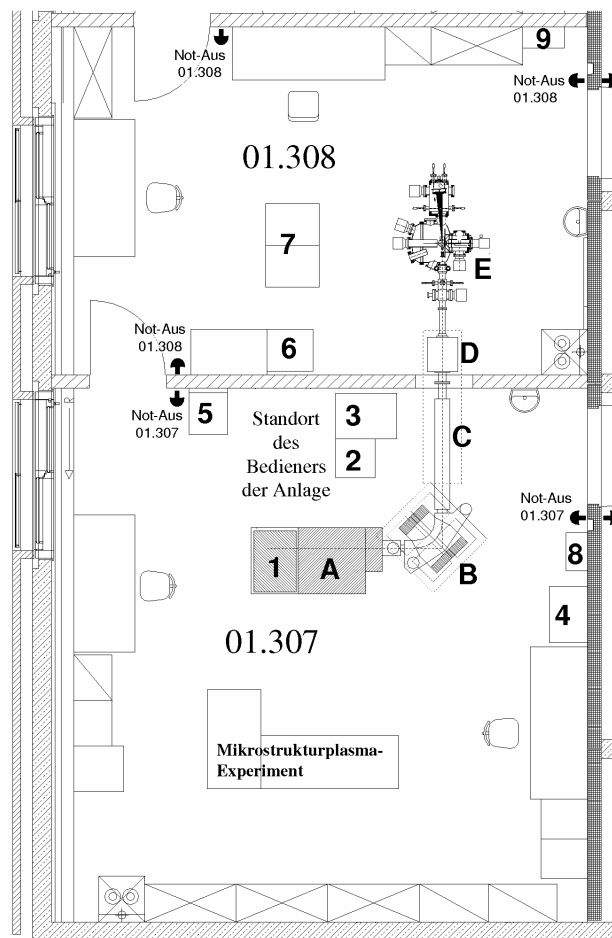


Abbildung 1: Grundriß der Implantationsanlage

- A) Hochspannungsterminal mit der Ionenquelle und deren Versorgungsgeräten
- B) Ablenkmagneten
- C) Transportkanal mit elektrostatischen Elementen zur Strahlfokussierung
- D) Implantationskammer
- E) ColTRIMS-Kammer
- 1-6) Versorgungsgeräte der Ionenquelle
- 7) Experiment-Elektronik

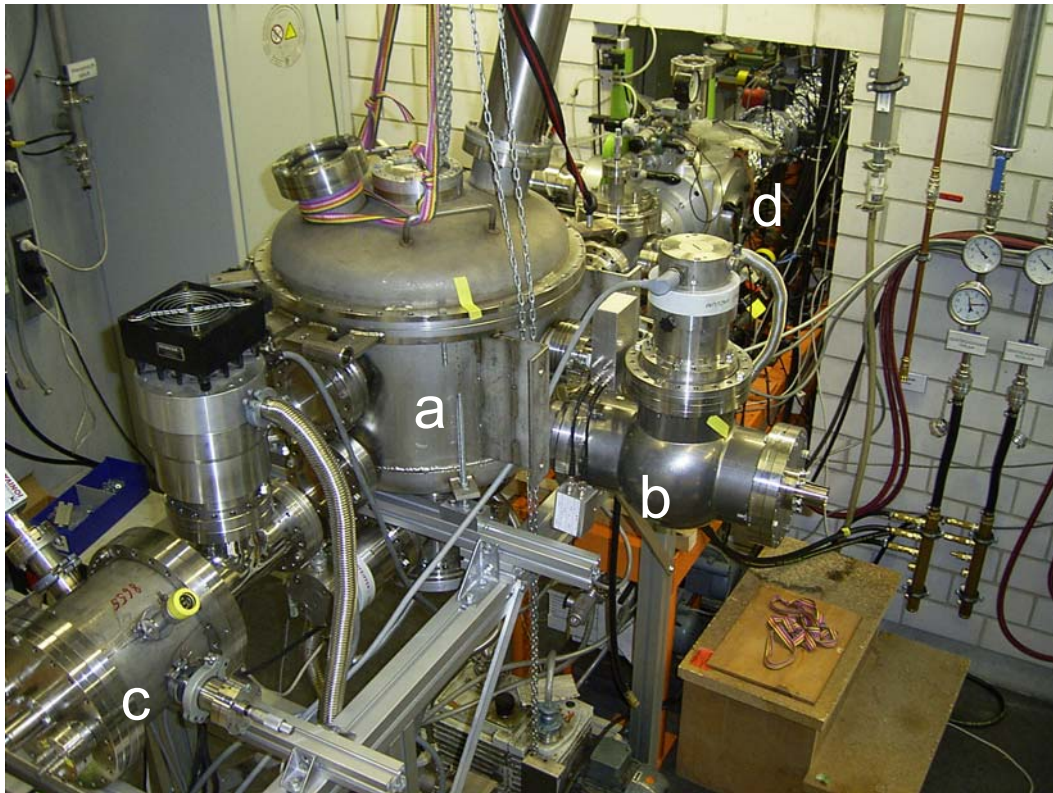


Abbildung 2: Atomphysik-Meßplatz während des Aufbaus im Oktober 2005.

- a) Reaktionskammer mit Überschall-Gastarget
- b) Kammer für Rückstoßionen-Detektor
- c) Kammer für Projektil-detektor
- d) Implantationskammer

Simulationen für eine Optimierung des Spektrometers für die geplanten Messungen zum Dissoziativen Elektroneneinfang in Molekül-Ionen wurden durchgeführt. Nach ersten erfolgreichen Tests des Atomphysik-Meßplatzes wurden die erforderlichen Teile in der Werkstatt beauftragt. Weiterhin wurde ein neuer Projektil-detektor mit Hexagonaler Anode aufgebaut. Mit diesem werden in Zukunft aufgrund verbesserter Multi-Hit Effizienz auch Ereignisse mit kleinem Kinetic Energy Release nachgewiesen werden können.

Mit dem voraussichtlich ab März 2006 zur Verfügung stehenden Aufbau sollen insbesondere Isotopeneffekte durch Vergleich der Reaktionen $\text{H}_2^+ + \text{He} \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{He}^+$, $\text{HD}^+ + \text{He} \rightarrow \text{H} + \text{D} + \text{He}^+$ und $\text{D}_2^+ + \text{He} \rightarrow \text{D} + \text{D} + \text{He}^+$ untersucht werden. Da für die Molekülfragmente die Streuwinkel, für das Rückstoßion jedoch Impulse vermessen werden, kann im wesentlichen Teil des Phasenraums die Fragmentmasse aufgrund der Impulserhaltung berechnet werden. Der Projektil-detektor selbst ist dazu nicht in der Lage und liefert nur die Orts-Zeit der Fragmente.

Mit der Möglichkeit zur Bestimmung des Massenverhältnisses der Molekülfragmente kann auch untersucht werden, an welchen Stellen z.B. größere Kohlenwasserstoff-Moleküle bevorzugt aufbrechen. Auch der Nachweis von 3 oder mehr neutralen Fragmenten sollte prinzipiell möglich sein. Als eine der ersten Reaktionen soll $\text{H}_2\text{O}^+ + \text{He} \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{O} + \text{He}^+$ untersucht werden, und auch einfach deuteriertes Wasser steht für entsprechende Experimente bereits zur Verfügung.

Bei den geplanten Messungen zum 3-Teilchenaufbruch soll geklärt werden, ob in der Impulsverteilung der Wasserstoffatome der Bindungswinkel im Molekül zu erkennen ist. Sollte dies der Fall sein, so ist die Reaktion des Dissoziativen Elektroneneinfangs prinzipiell dafür geeignet, Strukturuntersuchungen an Molekülonen durchzuführen, und somit könnten die geplanten Experimente die Grundlagen für ein weites Forschungsgebiet liefern.

Improved Ion Extraction from an Electron Cyclotron Resonance Ion Source by a Metal-Dielectric Extraction Electrode

K. E. Stiebing, L. Schachter* and S. Dobrescu*

* National Institute for Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH), Bucharest, Romania

In order to study the physics of the boundary region between plasma and extraction potential we have carried out an experiment where the extraction electrode of the Frankfurt 14 GHz ECRIS was covered with a specially processed MD-structure¹. Besides the well known high secondary electron emission, the MD-electrode induced a “quasi confinement” of the peripheral ions in extraction. The resulting combined effect permits a strong increase of the high charge states in Charge state distribution (CSD) recorded from the source.

Experiment

The MD-extraction electrode and the MD-liner used in this experiment were made of 1 mm thick plates of Al (99.999% purity) by a special electro-chemical technology, already used to manufacture the MD-liners for our previous experiments. The MD-liner covered the radial plasma chamber wall on a length of 15 cm centered on the hexapole magnet. All measurements were performed at 15 kV extraction voltage, 600 W RF- powers with pure argon as working gas. The vacuum was typically $(1-3) \times 10^{-7}$ mbar inside the source and $(7-8) \times 10^{-8}$ mbar at the extraction. The beam line was optimized for the transport of the argon 12+ ions.

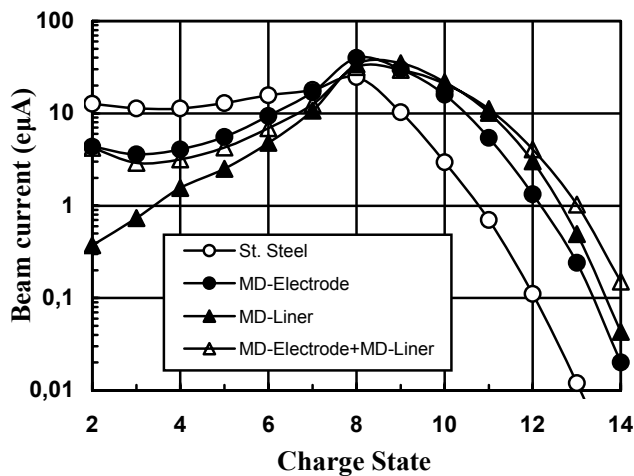


Figure 1: charge-state-distributions of analyzed argon ions for different mountings of the plasma chamber.

Results

In figure 1 the argon charge state distributions (CSD) are displayed for four configurations. While the intensity of the argon 8+ charge state is similar for all four configurations, significant differences are observed for low ($q \leq 6+$) and high ($q > 11+$) charge states:

-The MD-extraction electrode decreases the charge states lower than 6+ by a factor of 2-3, while the high charge states are increased by factors of about 10 compared to the standard stainless steel plasma chamber.

- The MD-liner reduces the low-charge-state intensities by a factor of 10-50 and increases the high-charge-state intensities, confirming previous results²⁻⁴.

- The MD-extraction electrode plus the MD-liner introduce a combined effect: stronger enhancement for high charge states, less reduction at low charge states.

From the analysis it is evident that the MD-electrode works different than a MD-liner. Whereas the MD liner leads to an increase of the global plasma density by injecting electrons into the plasma, this effect is reduced here due to the much smaller effective area of the MD-electrode. However, due to its position close to the extraction opening of the source it very effectively influences the extraction conditions for the ions. In a dedicated experiment⁵ it was shown that the extraction of ions from the IKF-ECRIS is strongly influenced by the electron currents from the extraction back to the source. These “extraction electron currents” are responsible for the detailed charge distribution at and in the close vicinity of the extraction hole. The secondary electron emission from the MD-electrode close to the extraction hole therefore compresses the extraction electron currents resulting in a higher electron density at the axis close to the extraction hole and hence in a higher ion density in this region. In this sense, the MD-extraction electrode effects an ion confinement in the vicinity of the plasma electrode. This region certainly is determinant for both quantity and quality of the extracted ion currents. Since it has to be expected that this effect is accompanied by an improved emittance, in the next series of measurements a study of the beam emittance will be accomplished⁷.

It is worth mentioning that the source in the full configuration (MD-liner plus MD-extraction electrode) allowed a very steady and stable operation at only a moderate level of X-radiation and instability, despite of the best ever reached output of very highly charged ions in that source at the given extraction voltage and microwave power. The MD-extraction electrode therefore may be a cheap, non conventional alternative, to the known, usually very expensive methods to increase the output of an ECRIS.

References

1. L. Schächter et al. Rev. Sci. Instrum. 70, 2 1367 (1999).
2. L. Schächter et al. Rev. Sci. Instrum. 71, 918 (2000).
3. L. Schachter et al. Rev. Sci. Instrum. 73, 570 (2002).
4. L. Schachter et al. Proc. Int. Conf. on Plasma Production by Laser Ablation, Messina, Italy, Sept. 2003, p. 206.
5. K. E. Stiebing, et. Proceedings of the 15th Int. Workshop on ECR Ion Sources, Edt. J. Arje, H. Koivisto, P. Suominen; Jyvaskyla, Finland, 2002, p. 146.
6. K.E. Stiebing et al, this annual report

Emittanz-/Profilmonitore an der 14GHz EZR -(ve)RFQ Anlage des Instituts

K. E. Stiebing, V. Alexandrov*, A. Kayukov*, A. Philippov*, O. Strelakowski*, G. Shirkov*
*Joint Institute of Nuclear Research, PPL JINR, Dubna, Russland

Die Software für die Strahlprofil-/Emittanzmonitore an der EZR-(ve)RFQ Anlage des Instituts¹ wurde im Rahmen einer WTZ Kollaboration mit dem JINR, Dubna entwickelt. Im Berichtszeitraum wurde sowohl die online Datenaufnahme für die beiden im Strahlengang der EZR-RFQ Anlage eingebauten Systeme, als auch die Programme zur Analyse der Strahl-emittanz fertiggestellt und getestet.

Online Programm

Die Benutzeroberfläche wurde im vorangegangenen Bericht beschrieben¹. Alle zu einer Messung gehörenden Profile werden in einem Ordner auf dem PC abgelegt, der eindeutig durch das Datum gekennzeichnet ist. Die Anzahl der Spektren hängt dabei von der im online Programm gewählten Auflösung der Messung (Schrittweite der Schlitzbewegung) ab. Zusätzlich werden auch die beiden, bei der Aufnahme erzeugten zweidimensionalen Verteilungen der Spektren gespeichert. Da der Integralscanner immer sowohl das x-, als auch das y-Profil des Strahls liefert, stellt eine der beiden Darstellungen die Emittanz dar, während die andere die örtliche Strahlverteilung widerspiegelt. Diese Verteilungen stellen sowohl während der Messung als auch nachträglich eine wertvolle Hilfe für die Beurteilung der Messung dar. Da das System in der 0-Grad Strahllinie mit zwei orthogonalen Schlitzsystemen ausgestattet ist, kann hier gewählt werden zwischen einer Messung der x/x'-Emittanz bei gleichzeitiger Bestimmung der y(x)-Strahlverteilung und der Messung der y/y'-Emittanz bei gleichzeitiger Bestimmung der x(y) Strahlverteilung.

In Abb.1 und 2 sind diese beiden Spektren für eine Messung eines Ar Ionenstrahls bei $E_{\text{extr}}=15\text{kV}$ im 0-Grad Monitor (nicht analysierter Strahl) gezeigt. Man erkennt, dass der Strahl zwei Maxima aufweist und dass er nicht in der Strahlrohrmitte liegt. In diesem Fall müsste er symmetrisch zur horizontalen Mittellinie (rote Linie) liegen. Ein Filter zur Darstellung in den Raumkoordinaten ist in Arbeit.

Offline Programm

In Abb.3 ist die y/y'-Emittanz nach offline Analyse dargestellt. Es wird sowohl der Wert der RMS Emittanz (hier $37,89 \pi\text{mm}\cdot\text{mrad}$) als auch die Parameter (α , β , γ) der RMS Verteilung angegeben. Außerdem wird die RMS-Ellipse graphisch dargestellt (innere blaue Linie). Die äußere blaue Linie stellt eine Ellipse mit vierfacher Fläche dar. Im Fall guter Übereinstimmung der gemessenen Verteilung mit den ermittelten Parametern stellt sie die Randemittanz des Strahls dar. Das offline Programm erzeugt auch einen Datensatz zur weiteren Verarbeitung mit dem Emittanz-Analysesystem EAS².

Referenzen

- ¹ K.E. Stiebing et al., Jahresbericht 2003, IKF-64, S. 82
- ² Emittance Analysis System (EAS) Accelerator Physics Group Codes Spallation Neutron Source (SNS)
< www.sns.gov/APGroup/Codes/Codes.htm >

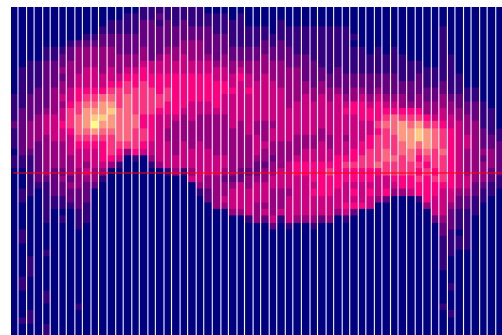


Abbildung 1: Online- x(y)-Strahlprofil eines Ar Ionenstrahls bei $E_{\text{extr}}=15\text{kV}$ im 0-Grad Monitor (nicht analysierter Strahl). Da die Messung unter 45-Grad erfolgt, liegt die räumliche Horizontale diagonal im Bild.

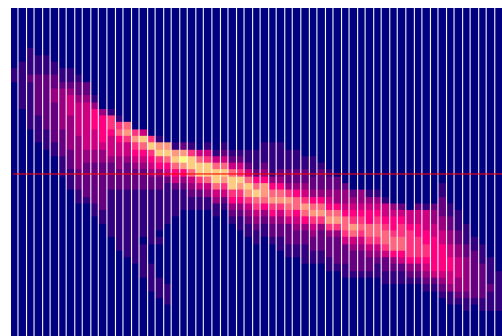


Abbildung 2: Darstellung der parallel zur Verteilung in Abb.1 gemessenen online- y/y'-Emittanz.

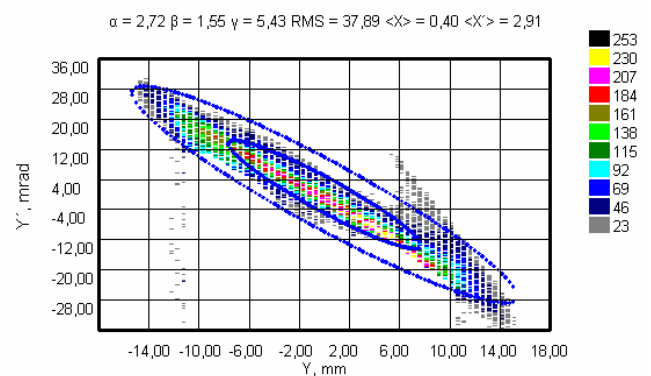


Abbildung 3: Die analysierte y/y' Emittanz aus dem obigen Beispiel. (aus technischen Gründen ist die online Verteilung gegenüber der analysierten Emittanzverteilung an der x-Achse gespiegelt)

Diese Arbeit wurden durch das BMBF im Rahmen des Programms „Wissenschaftlich Technische Zusammenarbeit“ (WTZ) RUS 01/689 gefördert.

Ein Speicherring für Niederenergetische Hochgeladene Ionen

K. E. Stiebing, R. Dörner, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, V. Alexandrov*, G. Shirkov*
 *Joint Institute of Nuclear Research, PPL JINR, Dubna, Russland

Als Ergänzung der Großgeräteausstattung am Institut wird ein elektrostatischer Speicherring für langsame hochgeladene Ionen ($E_{\max} = 50\text{keV}$) aufgebaut. Ziel dieses Projektes ist es, neue Experimentiermöglichkeiten für die Untersuchung der Dynamik in atomaren und molekularen Systemen zu eröffnen. Das Grunddesign wurde im Rahmen einer Doktorarbeit entwickelt^{1,2}. Um den gegebenen Randbedingungen (Finanzen und experimentelle Anforderungen) Rechnung zu tragen, wurde dieses Konzept noch einmal deutlich überarbeitet.

In Abb.1 ist der Rezipient des Rings gezeigt. Die Ablenkungen werden durch Kombination je eines 15° - Parallelplattenkondensators mit einem 75° - Zylinderkondensator erreicht. Zur Strahlfokussierung wird eine optimierte Anordnung von elektrischen Quadrupollinsen eingesetzt (4 Singulets, 8 Dubletts und 2 Triplets). Das gesamte System wurde mit dem Programm „methodical accelerator design“ (MAD, C.E.R.N.) optimiert mit dem Ziel, Positionen zu definieren, an denen, ein Strahlfokus derart erzeugt werden kann, dass z.B. die für Laserexperimente notwendigen Ionendichten erreicht werden. In Abb. 2 sind die Einhüllenden des Strahlprofils für einen der beiden Supersymmetriebereiche des Rings dargestellt. An den beiden Fokuspositionen (zwischen Quadrupoldublett Q2 und Parallelplattenkondensator PPD) ist die Strahldichte um einen Faktor von ca. 20 gegenüber den übrigen Bereichen des Rings erhöht. Die absolute Dichte hängt natürlich von der Gesamtzahl an gespeicherten Ionen ab, die ihrerseits bei gegebener Ringgröße durch den Injektionsstrom und die Teilchenenergie begrenzt ist. Der Rezipient ist so konstruiert, dass sowohl die Fokuspunkte selbst als auch die zum Nachweis erzeugter Produkte notwendigen Detektor- u. Messpositionen durch Flansche zugänglich sind.

Um die Kosten gering zu halten, wurden die Querschnitte aller Kammern und Flansche konsequent auf maximal 250mm beschränkt. Der Ring wird durch 8 Kombinationspumpen (Ionengetterpumpen/Titan-Sublimationspumpen)

vakuum deutlich unter 10^{-11} mbar erwartet. Pro Langseite sind zwei Bereiche vorgesehen, die durch Ventile vom übrigen Ring getrennt werden können. Hier können Experimente in den Ring eingebaut werden, ohne das übrige Vakuum des Rings zu brechen.

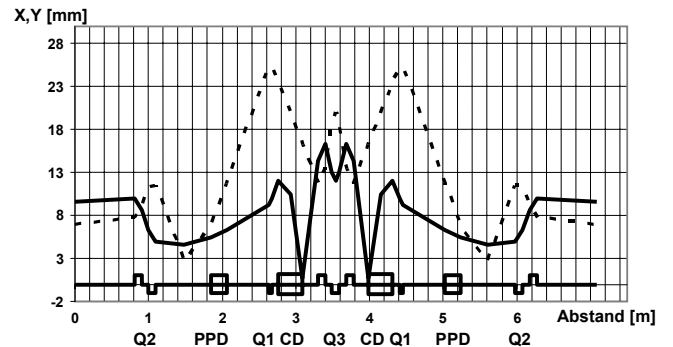


Abbildung 2: Ausdehnung des Ionenstrahls für eine Superperiode (horizontal: durchgezogen, vertikal: gestrichelt). Für die Rechnungen wurde eine Emittanz von $30 \pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ angenommen. Die Positionen der ionenoptischen Elemente sind angedeutet (Q1,Q2,Q3:Quadrupol-Singulett,-Dublett,-Triplett, PPD:Parallelplattendeflektor(15°),CD:Zylinderdeflektor(75°)).

Referenzen:

- ¹C.Welsch, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Frankfurt (2002),
- ²C. Welsch et al., PRST-AB 7, 080101(2004)

Der Frankfurter-Nieder-Energie-Speicherring wird finanziert mit Mitteln des Innovationsfonds der Hessischen Landesregierung. Die o. g. Rechnungen wurden durch das BMFT im

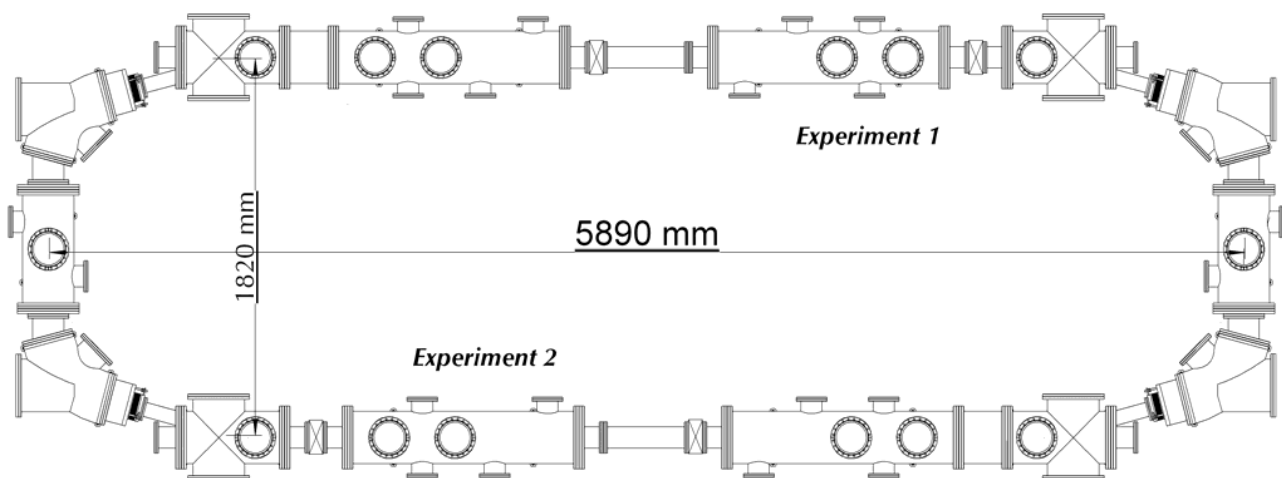


Abbildung 1: Vakuumrezipienten des Speicherrings evakuiert. Für den Rezipienten alleine, wird damit ein Grund-Rahmen des WTZ- Programms, RUS 05/A21 gefördert.

Performance and alignment studies of the HADES drift chambers

Y.C. Pachmayer¹, J. Markert¹, W. Koenig², S. Lang¹, C. Müntz¹, V. Pechenov³, A. Rustamov²,
A. Schmah², H. Ströbele¹, J. Stroth¹, M. Sudol¹, C. Sturm², J. Wüstenfeld¹, and P. Zumbruch²
for the HADES Collaboration

¹IKF, Univ. of Frankfurt; ²GSi Darmstadt; ³Univ. of Gießen

The spectroscopy of vector mesons in heavy ion collisions via their dielectron decay channel defines the decisive performance constraints on the HADES tracking system [1, 2]. An intrinsic spatial cell resolution of better than $140 \mu\text{m}$ along with the reduction of multiple scattering in detector materials and gas, high efficiency for detecting minimum ionizing particles and a large acceptance are mandatory. The tracking system consists of 24 low-mass (Aluminium field and cathode wires, Helium as carrier gas), trapezoidal drift chambers representing about 30 m^2 of active area. Presently 22 chambers are in place. High-precision tracking requires a detailed understanding of the chamber physics and performance by means of simulations [3] as well as the alignment of the detectors. Both can be experimentally assessed with cosmic rays [4].

The response of the drift chambers to charged particles has been modelled by GARFIELD simulations which reproduce to a high degree real data [3]. This agreement justifies the use of parameters in the calibration procedure which one extracted from simulation. Using both the track- and the electron drift-topology in the drift cell, the pulse shape can be correlated with the energy loss information for a given track. As a result, the normalized time-above-threshold $\Delta t \propto dE/dx$ is obtained and plotted as a function of the measured momentum in figure 1. The resolution (σ) of the normalized Δt is about 7 % (protons) and 12 % (π).

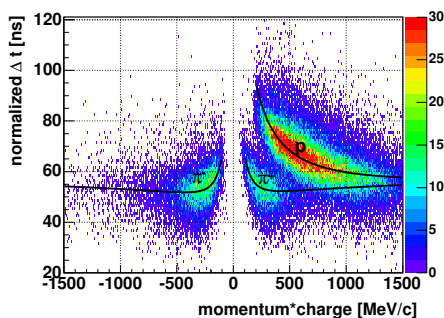


Figure 1: Normalized time-above-threshold $\Delta t \propto dE/dx$ plotted as a function of the measured momentum times the charge for the inner MDC segment (plane I and II). Lines indicate Bethe-Bloch parameterizations.

The separation of pions and protons at low momenta can be seen. Electrons cannot be distinguished from pions. These results provide confidence in the analysis power of the MDC's energy loss information, although the design of the chambers has been optimized for low-mass and not for particle identification.

Data taking triggered with cosmic ray muons is regularly carried out to study the chamber response and the relative detector alignment, because these muons are very similar to electrons with respect to their energy loss. Cosmic muons are triggered by the coincidence of the Time-Of-Flight detectors which sandwich the tracking system. Opposite sector trigger rates are 40-60 Hz, depending on the incident angle. Due to the geometrical trigger acceptance detailed investigations are reasonable only for the two outer drift chamber planes. As a result of the systematic performance studies the detection efficiency for cosmic muons has been determined to 98 % at the working point, for each of the six chamber layers [4]. The track reconstruction software tuned for tracks originating from the target region had to be modified for cosmic-ray muons. GEANT simulations show that the position of muon tracks can be determined to better than 0.3 mm (RMS) in two coordinates. Thus, tracking with cosmic rays enables to align chambers in opposite sectors with respect to each other. The distribution of position residuals from chamber hits in one sector relative to the track position projected from the chambers in the opposite sector is exemplified in figure 2 both for simulation and experimental data, transformed along the beam axis. For the given alignment parameters a displacement of about 5 mm results in this observable. The shape of the distributions further reflects the combined effects of the geometry, the spatial resolution of the chambers and tracking uncertainties.

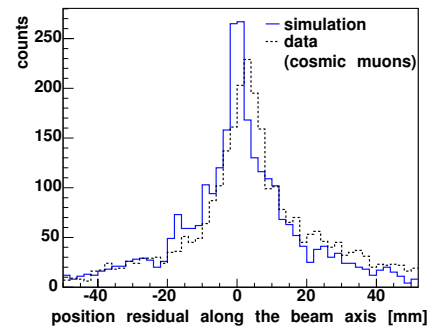


Figure 2: Position residual along the beam axis of opposite drift chambers for simulation (ideal geometry) and experimental data (cosmic muons), corresponding to about 18 hours of data taking with the cosmic ray trigger.

References

- [1] C. Garabatos et al., NIM A 412 (1998) 38
- [2] C. Müntz et al., NIM 535 (2004) 277
- [3] J. Markert, PhD thesis, Univ. Frankfurt, 2005
- [4] Y.C. Pachmayer, Dipl. thesis, Univ. Frankfurt, 2003

Scintillating fiber detectors for high intensity pion beam at HADES

B. Spruck¹, L. M. Pant¹, J. Pietraszko², W. König², R. S. Simon², R. Novotny¹, V. Metag¹

¹ II. Physikalisches Institut, Universität Gießen, ² GSI Darmstadt

To cope with high intensity pion beams to the HADES cave a new detector system is needed to replace the present hodoscopes. A new beam tracking system, based on scintillating fibers, has been designed and brought into operation. The two detectors comprise 96 channels each. Four layers of round fibers of 1mm diameter and 60mm length are welded to clear light-guides of identical diameter and read-out via 16-fold multi anode photomultipliers. The active size of each detector amounts to $60 \times 67\text{mm}^2$. A more detailed description can be found in [1,2]. In a test run with a π^- beam in May 2004 both detector allowed to track pions in the target region in horizontal and vertical position. In addition, two plastic scintillators were used for efficiency measurements. The efficiency of one fiber hodoscope has been determined to 98% with a time resolution of $\sigma < 300\text{ps}$ performing slightly better than the prototypes. The momentum reconstruction of the pions was done by two of the existing pion hodoscopes (PH1&2) with 16 plastic rods each of 1cm width, positioned in the dispersive plane [3]. The setup is shown in figure 1.

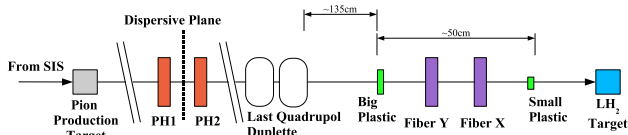


Figure 1: Schematic detector setup of the pion beamline.

The pions were produced by a beam of 3×10^{10} N-ions per burst of 2AGeV hitting a beryllium production target. The HADES beamline was set to particles of 1.17GeV/c momentum with negativ polarity. The pions were focused onto the fiber hodoscopes instead of the HADES target. The measured rate was 8.5×10^5 pions/spill with beam dimensions of 10.5mm in x and 8.4mm in y direction (FWHM). The x projection shows large tails on both sides, which would in an experiment hit the LH₂ target housing leading to large background.

Figure 3 shows that the horizontal distribution of the particles is momentum dependent. From the widths of the distributions it becomes evident that the focus in beam direction also depends on the momentum.

These results show that an improved beam focusing (with a 3rd quadrupole in the HADES cave) as well as an

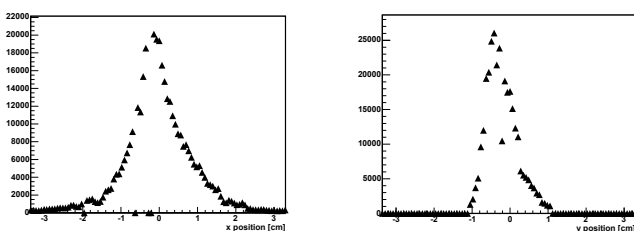


Figure 2: Beam profiles in x and y direction. Only the inner part of the y detector was read out.

online monitoring system are mandatory. Such a system should be able to track pions and display their momentum dependent distribution in the target area. These informations can be used as additional trigger or veto signals.

Since the existing pion hodoscopes will not cope with the envisaged pion rate, new detectors are needed for the momentum reconstruction in the dispersive plane. Two more fiber hodoscopes, based on the present design, are under development. They will have a granularity of less than 2mm to reduce the countrate per channel by a factor of five and allow a determination of the pion momentum to 0.5%.

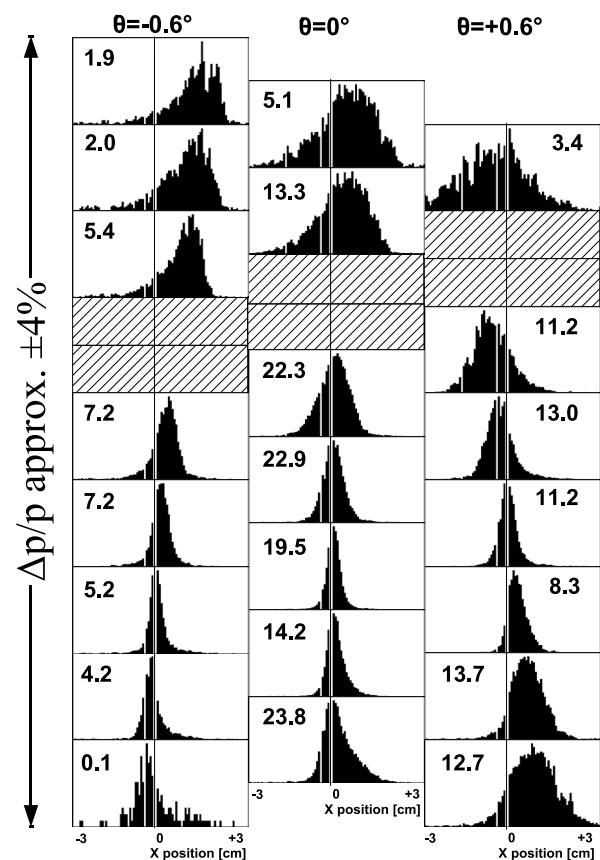


Figure 3: Momentum dependence of the spatial pion distribution in x. Numbers are relative intensities.

References

1. J. Díaz et al.: *Design and commissioning of the GSI pion beam*, Nucl. Instr. and Meth. A 478 (2002) 511.
2. M. Skoda et al.: *Development of a Scintillating Fiber Start Detector for HADES*, GSI Report 2002.
3. B. Spruck et al.: *Development of a Scintillating Fiber Detector for HADES*, GSI Report 2003.

Supported also by EU under RII3-CT-2004-506078 and BMBF 06GI146I.

Pad plane production for the ALICE-TRD readout chambers

W. Sommer¹, C. Adler², W. Amend¹, H. Appelshäuser¹, C. Blume¹, D. Emschermann²,
S. Freuen², H. Hinke¹ and F. Kramer¹ for the ALICE-TRD collaboration

¹Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt a.M., Germany

²Physikalisches Institut, Universität Heidelberg, Germany

The ALICE detector is a dedicated heavy-ion experiment at the new Large-Hadron-Collider (LHC) at CERN. One of its major components is the Transition Radiation Detector (TRD). It consists of 540 readout chambers. Each chamber has a 5 cm thick radiator where the transition radiation is produced. Attached to the radiator is a gas chamber to detect the transition radiation and measure the ionisation produced by the traversing particle. The gas chamber has a 3 cm long drift region and a 0.7 cm amplification gap. The induced charge is collected at the back panel of the chamber which is covered by copper pads of size $1.2 \times 9 \text{ cm}^2$. The copper pads are connected to the readout electronics via flat ribbon cables. Each cable connects 18 pads. 48 cables are soldered to the backside of each pad panel. All in all 1540 pad planes will be produced. The process of soldering consists of four major steps all conducted at the Institut für Kernphysik in Frankfurt:

- Application of tin-solder to the pads on the backside of the panel.
- Placing the ribbon cable.
- Soldering of the cables using a custom build soldering machine (see figure (1)).
- Quality control of the single connections.



Figure 1: Soldering ribbon cables to the pad plane.

Application of the tin-solder and the quality control turned out to be the crucial steps for the production. The tin-solder is applied to the pad plane by a dispenser, then the solder is distributed with a soldering iron. It takes some experience to apply the right amount of solder, insufficient amount of solder will lead to poor connections, while excessive amount of solder may cause shorts. To avoid poor connections which might pass the quality test but break afterwards, the amount of solder is chosen to be a bit more than necessary therefore the most dominant group of possible errors are shorts. The quality test is done using a custom-made device (see [1] for description) which measures the capacity of the copper pads. Shorts cause a

significant higher capacity as two or more pads are connected while bad connections will lead to small capacities as the copper pads will not contribute.

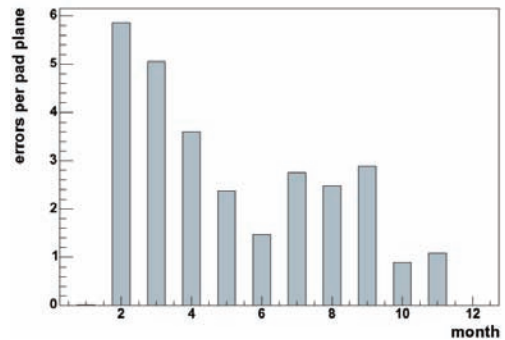


Figure 2: The evolution of errors per pad plane in 2004. More than 90% of the errors are shorts.

During the last year, the production developed in two ways: The amount of errors per produced pad plane reduced by a factor of two (see figure (2)) and the number of produced pad planes grew by a factor of 1.5 (see figure (3)) predominantly due to a better organisation of the production process and less time for repairs.

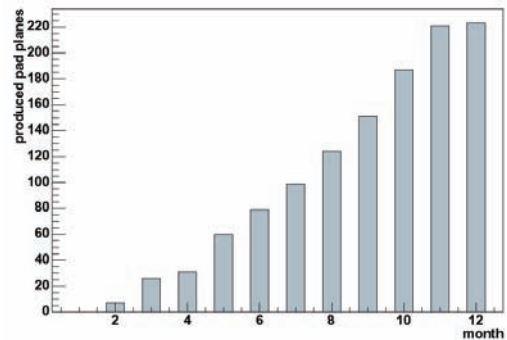


Figure 3: The number of produced pad planes in the year 2004. Due to the relocation of the institute the production was stopped in December.

In January 2005 three new student assistants started working on the production. Due to this fact and a larger production site at the new institute the amount of produced pad planes per month is expected to increase rapidly and will be enough to supply the different production sites for the chambers.

References

- [1] T. Lehmann, *Vorbereitungen für die Qualitätstests der ALICE-TRD-Kammern*, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (2004)

Mass test of the front-end cards of the ALICE TPC *

R.Renfordt, W. Amend, N. Bialas, S. Kniege, E. Köhler, W. Meuter, Th. Schwab and M. Urban and the ALICE Collaboration

The Time Projection Chamber (TPC) of the ALICE experiment is read out by 4356 front-end cards (FECs). The main components of the 8 layer boards are the 8 preamp/shaper chips (16 channels each) and the 8 ASICs for analog-to-digital conversion and signal processing. All chips went through an acceptance test before mounting on the board [1]. Space constraints on the TPC result in an elaborate mounting and dismounting procedure for the FECs. Therefore a rather stringent acceptance test is performed to avoid frequent exchanges of cards. In the first step of the acceptance test the front-end cards are exposed to 10 heating/cooling cycles with a minimum/maximum temperature of 25/95°C. This should expose weak soldering and bonding connections.

Then the 6 flat Kapton cables that connect later to the wire chambers of the TPC are inserted using a specially designed tool. Then the EPROM with the firmware for the board controller FPGA is plugged in. Afterwards the cards are tested in a test stand (Fig. 1). Special care has been

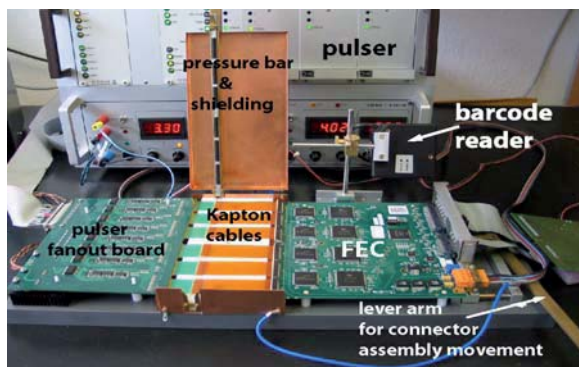


Fig. 1: Test stand for the front-end cards. The outputs of the pulser fanout board are connected to the inputs of the FECs by pressing the flat cables together with the pressure bar. On the right side the lever arm controlling the movement of the connector chariot is visible. For the identification of the board a barcode reader is installed.

taken to ensure fast connection of the cards to the various input and output cables. The connection of

the power and readout cables is performed by a simple movement of a chariot carrying all connectors. The connection of the inputs of the FECs to the outputs of the pulser fanout card supplying individually controllable test signals for all 128 channels is achieved by simply pressing the output cables against the input cables of the FECs with a pressure bar. Injecting charge - alternating between odd and even input channels - allows the detection of

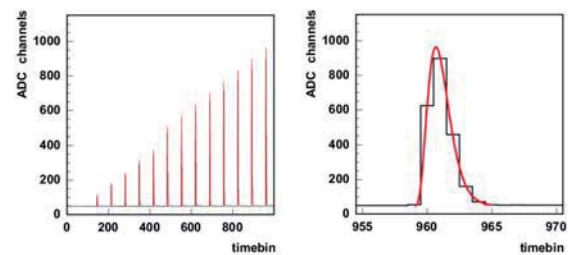


Fig. 2: Sequence of pulses with increasing charge (left side). Blow up of the highest peak together with a Gamma-4 fit (right side).

shorts between adjacent channels. In addition relevant parameters of the analog circuit (noise, gain, shaping time and linearity) are extracted. All status and control registers as well as memory cells of the digital circuits are tested. The results of the tests are stored for each card in a database. The cards are identified by a barcode sticker which is read out by a barcode reader at the beginning of the test. The card number is also written into an on-board flash memory which can be read out.

In Fig. 2 the response of a typical channel is shown for a sequence of increasing charge pulses over the full time range (left side) and an expanded view of the highest peak with a fit to a Gamma-4 function (right side). From this information the deviation from

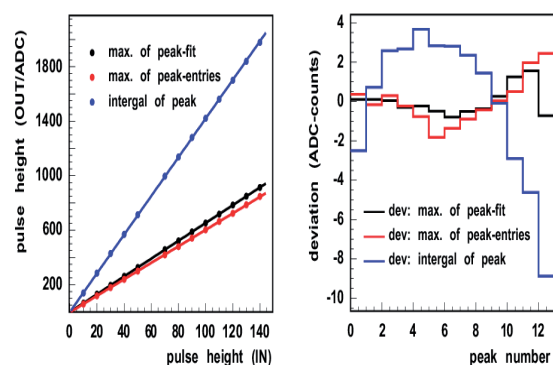


Fig. 3: Determination of linearity for a typical channel. Different methods to determine the amplitudes are compared (see text).

linearity is extracted by fitting a straight line to the response of the FEC (Fig. 3, left side). The deviation from a linear behaviour is shown on the right side of Fig. 3. Three different methods are used to extract the amplitudes: the maximum from the Gamma-4 fit, the time bin with the highest amplitude and the integral of the signal. Systematic differences between the different methods can be observed. Nevertheless the linearity is well within the required limit of 0.5%.

Since the absolute gain is also measured in this procedure the outputs of the pulser had to be calibrated first. In fig. 4 the distribution for a subset of cards is shown with and without the pulser internal calibration.

For the control of the pulser a digital I/O card (Natl. Instr. PCI-DIO-96) and for the readout of the FECs the ALICE RCU-1 (based on a commercial card from PLDA) or the ALICE RCU-2 card was used. Later in the test due to maintenance problems with the RCU-2 card the readout was switched to a newly developed interface card (U2F) using the USB port of the PC.

A LabView program has been developed for control and readout. The parameters of the analog part are extracted from an intermediary data file using a ROOT macro. The computer controlled test takes about 1.2 minute. When taking into account the handling of the cards, the insertion of the EPROM and of the Kapton cables and the mounting of the cooling plates after the test on average 10 - 15 cards per hour can be tested. So far about 4400 cards have been tested.

In the following we give a short overview over the defects observed.

We found in total 280 cards not passing the test of which 60 were successfully repaired so far.

In table 1 a summary is given for the defects related to the circuit boards. In fig. 4 an example of incomplete soldering is shown. This is due to upward bent pins probably caused in the process of testing the chips [1].

The other boards had defects associated with the PASA and ALTRO chips. So far about 100 PASA (in some cases more than one per FEC) and 10 ALTRO chips have been exchanged. Most of the PASA chips showed a problem on the input stage. This is most likely due to excessive discharges during handling (the inputs are protected by diodes against “normal” discharges).

In the process of mounting the FECs onto the readout chambers of the TPC the cards are immediately after insertion tested for good connections to the chambers (injecting charge with a pulser into the cathode plane). Occasionally not completely functioning cards were found. So far no systematic reason has been identified.

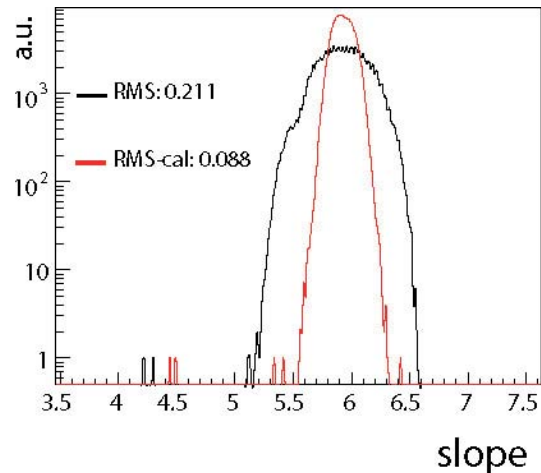


Fig. 4: Distribution of gain factors (slope of the straight line fit in fig. 3) of a sub sample of FECs before (blue) an after calibration of the pulser.



Fig. 5: Incompletely soldered pins (indicated by the strip inserted) of one of the ALTRO chips.

incomplete soldering	10
wrong placement	2
shorts	8
tilted connectors	7

Table 1: Various defects were found on the circuit boards repaired so far. Tilted connectors are input connectors not soldered parallel to the edge of the board.

References

- [1] U. Bonnes et al., GSI annual report 2004, p. 346
 * Work supported by BMBF and GSI

Simulation of the effect of clock jitter on the ALICE TPC Frontend electronics*

R. Bramm for the ALICE collaboration
Universität Frankfurt

Each digital clock has a finite jitter, which means that the time interval between two clock cycles is not exactly constant. The required clock accuracy is a compromise between the time accuracy of the measurement and the effort to build the clock. Since in this case, a clock is needed on each of the 4356 FECs (Frontend Card) of the ALICE TPC, a complicated clock scheme is prohibited. A simulation was done to find out the required accuracy.

The starting point is the signal generated by the PASA (Preamplifier/Shaper), which has the shape of a semi-Gaussian function of fourth order:

$$f(t) = k \left(\frac{t-t_0}{\tau} \right)^4 \cdot e^{-4 \frac{t-t_0}{\tau}} \quad t > 0, \quad (1)$$

and $f(t < 0) = 0$ with the parameters t_0 as the starting time, the relaxation time τ and $k = Ae^4$ with the amplitude A .

The jitter is a Gaussian distributed noise generator with varying width σ which represents the assumed clock accuracy. The noise of the acquisition chain is a Gaussian distribution of the width of $\sigma = 0.6$. All parameters are shown in the table:

Par.	Min.	Max.	Comment
A	25	1000	18 Steps
t_0	-0.5	0.5	Flat random
τ	1.5	1.5	Fixed
Jitter	$\sigma = 0\text{ns}$	$\sigma = 2\text{ns}$	Gaussian random
Noise	$\sigma = 0.6$		Gaussian random

Three sets of samples have been calculated: only noise, only jitter, noise and jitter, which are then rounded to integer values to add the quantisation noise, and finally fitted separately using equation 1 as fit function. The starting parameters for the fit are the original values of the generated pulse. There are two important parameters of a pulse, the time position and the amplitude. The difference between the fit result

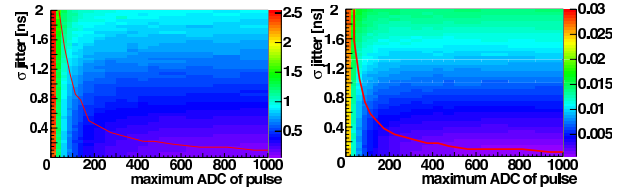


Figure 1: Error in the relative amplitude measurement (left) and time measurement in ADC (right) through all simulated amplitudes and jitter. The red line indicates the crossover in between the noise and the jitter as main error source.

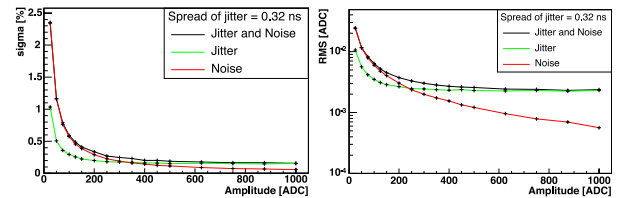


Figure 2: Relative error in the amplitude measurement (left) and in the time measurement (right) at the foreseen clock accuracy of 0.3 ns

and the original values for amplitude and time are collected out of 2000 differing generated sets of pulses. From this distribution the RMS is calculated. For the amplitude difference, the distribution is fitted by a Gaussian to get more stable results. In figure 1 the error introduced when increasing the amount of jitter by widening the σ of the random generator and as function of the amplitude is shown.

In figure 2 the cut along the foreseen clock inaccuracy of 0.3 ns is shown. It is clearly visible, that in the domain of the most probable ADC values (≈ 30 for a MIP (Minimum Ionising Particle)), the effect of the jitter plays a minor role compared to the influence of the noise.

* Work supported by BMBF and GSI

Readout Chambers for the ALICE TPC

G. Augustinski¹, J. Bächler², P. Braun-Munzinger¹, P. Christiansen², H. Daus¹, U. Frankenfeld¹, J. Hehner¹, C. Garabatos¹, P. Glässel³, R. Renfordt⁴, H.R. Schmidt¹, S. Schwab¹, J. Stachel¹, H. Stelzer¹, D. Vranic¹, J. Wiechula¹, B. Windelband²

¹GSI Darmstadt, ²CERN, ³University of Heidelberg, ⁴University of Frankfurt

In 2007, the Large Hadron Collider (LHC) at CERN is scheduled to commence operations. ALICE is the only experiment at the LHC dedicated to the investigation of Pb-Pb collisions at 1248 TeV center-of-mass energy. The central tracking detector of ALICE is large TPC ($V \approx 88 \text{ m}^3$). The two TPC readout planes ($\varnothing_{\text{outer}} = 530 \text{ cm}$) are divided into 18 sectors in ϕ . Each sector is radially subdivided in an inner and outer sector, each holding an Inner (IROC) and an Outer Readout Chambers (OROC) (cf. Figure 1).

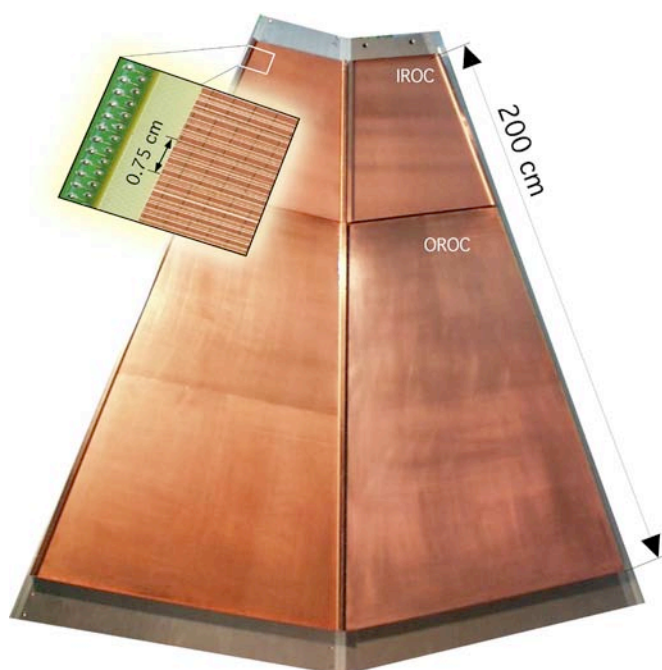


Figure 1 View of the pad side of two sectors of a TPC endplate. The magnification reveals the pad structure and the wire planes.

The design and construction of the TPC Read-Out Chambers is taken on by University of Heidelberg, Comenius University of Bratislava and GSI Darmstadt. The series production of, - in total 80 chambers -, had started in May 2001. It was completed, including quality control and functional tests [1] of all chambers by November 2004 [2].

Before and during production for each of the chambers were subjected to several tests:

All of the pad planes with 5.504 and 9.984 pads for IROC and OROC, respectively, have been checked with a semi-automatic device for a good contact to one and only one connector on the backside of the plane. About 5 % of the pad planes had to be rejected. The gluing of the pad plane onto the aluminium body and some machining has been done at the Physikalische Institute in Heidelberg. During

production, several quality controls were applied to ensure the same performance for all the chambers. The planarity of the pad plane and its distance to the reference points on the backside was measured with a high-precision X-Y-Z measuring table. On each wire plane, the mechanical tension of each wire was measured and documented. The resistance of all the wire planes to each other and to ground was measured. The acceptance tests consisted of the check of the gas tightness, the determination of the gas gain by counting the pulses of a Fe^{55} source and measuring the anode current, a check of the homogeneity across the active area and, finally, a long term test, where the chamber was operated with a strong Fe-source at a gain of about 40.000 for 50 hours minimum. Figure 2 shows a summary of the gain measurement for the OROCs. About half of the chambers were test with a newly introduced gas mixture [3], which supplements the nominal mixture NeCO_2 (90-10) with 5% N_2 .

Figure 2 Compilation of the measured gain of all produced OROCs at 1550 V in a NeCO_2 gas mixture. The second half of the chambers (green line) were tested with an admixture of 5 % N_2 at 1650 V.

Within the TPC project a test facility was build at CERN to study in detail the performance of an IROC. The chamber was equipped with the final electronics (43 readout board à 128 channels). The data were read out by the ALICE DDL data transfer system. It should be pointed out that it was the first time that all components were available in a final version.

An example of a multi-track event as recorded by the online monitor is shown in Figure 3.

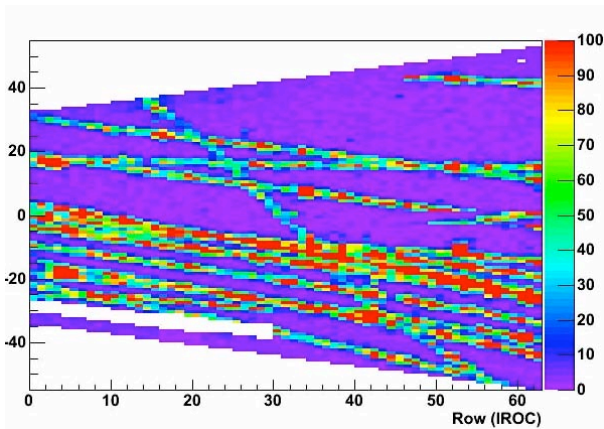


Figure 3 Cosmic ray multi-track event.

To study the response of the chamber with mono-energetic beam particles, the TPC test setup was installed in the CERN-PS T10 beam line. This allowed to evaluate the energy loss resolution with a high precision. By varying the extraction momentum a detailed study of the specific energy loss, dE/dx , in the newly proposed gas mixture – $NeCO_2N_2$ (90-10-5) – could be measured. A summary of the specific energy loss for different momenta and particles is shown in Figure 4 and compared with results from the ALEPH and NA49 experiments [4]. The corresponding energy resolution is $\sigma(dE/dx) \approx 5-6\%$ and thus comparable with the value specified in the TPC Technical Design Report[5]

Figure 4 Comparison of dE/dx curve for the gas mixture $NeCO_2N_2$. with previous results.

References

- 1 U. Frankenfeld et al., “The ALICE TPC Readout Chamber: From prototypes to Series Production”, ALICE-INT-2003-017;

H. Stelzer et al.; “The ALICE TPC Inner Readout Chamber: Results of Beam and Laser Tests“, ALICE-INT-2002-030,

- 2 <http://www-wnt.gsi.de/detlab/IROC.htm>;

<http://www-wnt.gsi.de/detlab/OROC.htm>

- 3 C. Garabatos, Nucl. Inst. Meth. A535 (2004) 197
- 4 „Particle Identification in the NA49 TPCs“, B. Lasiuk for NA49, Nucl. Inst. .Meth. A409 (1998) 402
- 5 Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-001

Front-end electronic cooling and temperature monitoring of the Alice TPC

U. Frankenfeld¹, P. Braun-Munzinger¹, C. Garabatos¹, R. Renfordt², H.R. Schmidt¹, H. Stelzer¹,
D. Vranic¹, J. Wiechula^{1,2}

¹GSI Darmstadt, ²University of Frankfurt

The Time Projection Chamber (TPC) is the main tracking detector of the ALICE Experiment at the CERN Large Hadron Collider (LHC). A gas-filled, cylindrical volume of 88 m³ composes the sensitive region of the TPC. The maximal drift length is 2.5 m. The readout chambers (ROC) are arranged in 18 trapezoidal sectors at both ends of the cylinder.

The electron drift velocity changes by ~0.3 %/K for the nominal gas mixture (NeCO₂ 90/10) and drift field (400 V/cm) [1]. This leads to the requirement for the temperature stability and homogeneity within the TPC drift volume of $\Delta T < 0.1^\circ\text{C}$ [2]. The main heat source is the Front-End Electronics of the detector itself, with a total heat dissipation of ~30 kW.

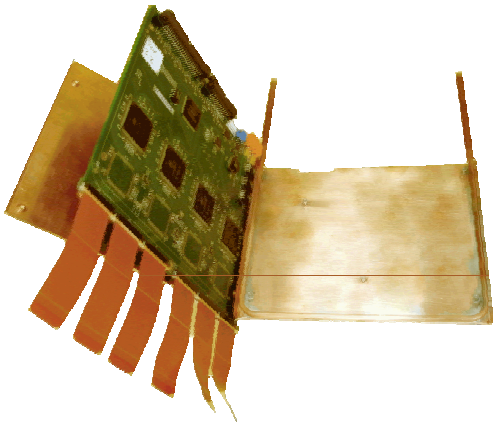


Figure 1: Cooling envelope of the front end electronic card.

The Front-End Cards (FEC) are covered with water-cooled copper plates (Figure 1). The cooling plates of one sector are connected to one cooling circuit which allows regulating the temperature for each sector individually. To remove residual heat not taken away by the FEC cooling the ROCs are connected to a common cooling circuit. To verify the cooling strategy tests with a readout chamber module and pre-series FECs in a thermal controlled environment have been carried out[3].

The pads signals from the detector are transferred to the inputs of the FECs via kapton cables. The cables have been chosen to minimize both the mechanical force and the heat transfer between the ROCs and the FECs.

Figure 2 shows the measured temperatures on the pad plane inside the TPC with and without the cables while switching off the power of the FECs. Approximately 25 % of the heat is transferred via the kapton cables. The relaxation time of the ROC is approx. 30 minutes.

Figure 3 demonstrates that the power dissipated by the FEC can be compensated by lowering the cooling water temperature. After the relaxation time of approx. one hour, here given by the chamber and the cooling system, there is no heat transfer to the pad plane measurable.

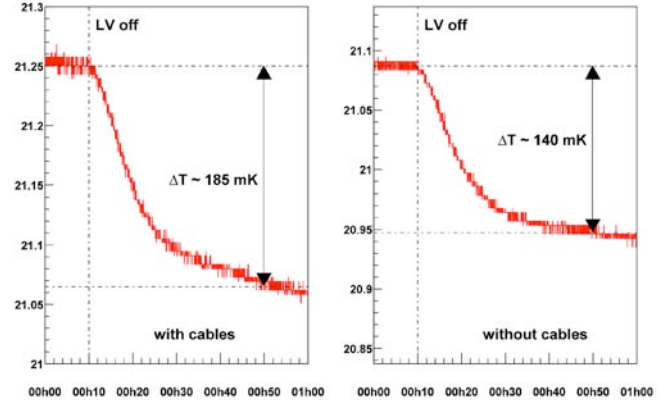


Figure 2: Measured heat transfer with and without the cables

To control the temperature stability within the TPC a temperature monitor system will be set up [4]. Altogether 432 sensors are mounted inside and outside of the gas volume of the TPC. Six sensors will be mounted on the ROCs in each sector, 144 on the field cage cylinder and 36 inside the TPC. At each sector one sensor will measure the cooling water inlet temperature and one the cooling outlet. The temperature monitoring system uses Pt-1000 sensors. To ensure a precision better than 0.1°C the sensors are calibrated against two certificated sensors at room temperature. Additional temperature sensors on the FECs (one sensor for each of the 4356 FECs) complete the monitoring system.

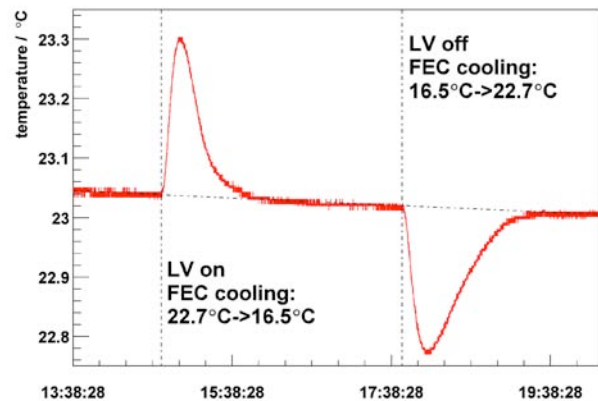


Figure 3: Compensation of the heat dissipation by the FECs with the cooling water temperature.

References

- [1] Jens Wiechula, Diplomarbeit, 2004
- [2] ALICE TPC TDR CERN/LHCC 2000-001
- [3] ALICE-INT-2005-001
- [4] ALICE-EN-2005-001

Proton irradiation of Large Area APDs for the PANDA-EMC*

A. Wilms, H. Nowak, GSI, Darmstadt, Germany
H. Löhner, KVI Groningen, Netherlands

Experimental overview

For the readout of the electromagnetic calorimeter of the PANDA detector large area APDs (LAAPDs) with an active area of $10 \times 10 \text{ mm}^2$ are envisaged. Several new developed devices have been tested in terms of radiation damage.

The LAAPDs were irradiated with 90 MeV protons at KVI Groningen at two different temperatures: at room temperature and at $T = -25^\circ\text{C}$, corresponding to the temperature value which is envisaged in case of using lead tungstate as scintillator material for the EMC. The current, which includes the dark current of the device and the current caused by irradiation, was monitored up to an integrated fluence of 10^{13} p/cm^2 using two different beam currents ($I_{\text{beam}} = 0.4 \text{ nA}$ and $I_{\text{beam}} = 4 \text{ nA}$). The dark current of the devices after irradiation was determined by using the measured currents without beam at the end of each measurement.

Two different APD types were tested: the device S8664-1010SPL which was developed in cooperation with Hamamatsu Photonics and one device (C30703F) manufactured by Perkin Elmer with the same size of active area.

Irradiation results

The results of the current measurements during proton irradiation are shown in fig.1 - fig.2.

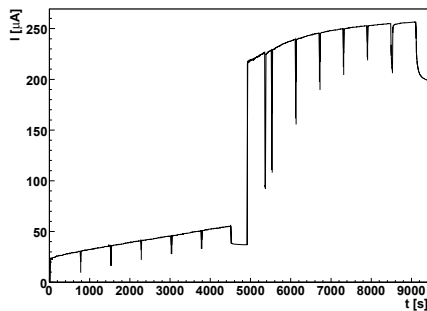


Figure 1: Current of the Perkin Elmer LAAPD C30703F measured at room temperature using two different beam currents.

The irradiation of the device manufactured by Perkin Elmer was done at room temperature. At the end of the irradiation the value of the dark current was approx. $I_d = 200 \mu\text{A}$ (see fig.1). In case of the Hamamatsu APD S8664-1010SPL the irradiation was done at two different temperatures. The dark current of this APD type after irradiation was $I_d = 55 \mu\text{A}$ at room temperature and $I_d = 5.4 \mu\text{A}$ at $T = -25^\circ\text{C}$ (see fig.2).

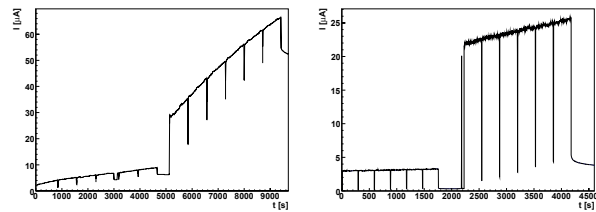


Figure 2: Current of the LAAPD S8664-1010SPL measured at room temperature (left) and at $T = -25^\circ\text{C}$ (right).

In all measurements the integrated fluence of 10^{13} p/cm^2 , which corresponds to the estimated value of 10 years of detector operation, was reached in a few hours. To extend this exposure an additional measurement of the device current was done with one S8664-1010SPL APD. The result of this measurement is shown in fig.3 and was done at $T = -25^\circ\text{C}$ using only the beam current value of $I_{\text{beam}} = 4 \text{ nA}$.

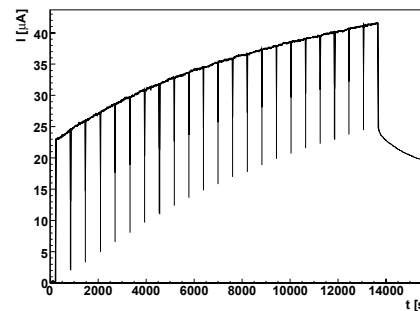


Figure 3: Measured current of S8664-1010SPL at $T = -25^\circ\text{C}$ using a constant beam current.

Conclusion

The dark current of the APDs from Hamamatsu after proton irradiation is nearly a factor four smaller than the corresponding value of the device manufactured by Perkin Elmer (both measured at room temperature). Therefore more R&D has to be done to reduce the dark current of the APD type C30703F. A decrease of the device temperature by a value of $\Delta T \approx 45^\circ\text{C}$ decreases the measured dark current of the APD type S8664-1010SPL by nearly a factor of 10. The measurement of the device current using only one beam current value (see fig.3) shows the expected exponential behavior which corresponds to a saturation curve and is caused by point defects. More detailed studies of the radiation damage caused by proton irradiation are in progress.

* Work supported by EU/FP6 HADRONPHYSICS and GSI

Erste Messungen zur Strahlenhärte von monolithischen Pixeldetektoren im neuen IKF Technologielaor

S. Amar-Youcef, M. Deveaux (GSI und IPHC) I. Fröhlich, J.M. Heuser (GSI), C. Müntz, J. Stroth

Monolithische, Aktive CMOS Pixel-Sensoren (MAPS) [1] stellen eine der Silizium-Detektor-Technologien dar, die in den Spurrekonstruktions-Stationen STS des CBM-Experiments bei FAIR, GSI Darmstadt, eingesetzt werden sollen. Im neuen Technologielaor des Instituts werden Prototypen dieser Sensoren hinsichtlich ihrer Strahlenhärte systematisch untersucht [2].

Im Mittelpunkt der Zielsetzung von CBM steht die Untersuchung von sehr dichter Kernmaterie, wie sie bei zentralen Kern-Kern-Stößen bei Einschussenergien um 25 AGeV entsteht. Die Möglichkeit der Spektroskopie von D-Mesonen („open charm“) zählt zu den Schlüssel-Anforderungen an den experimentellen Aufbau. Diese Mesonen zerfallen hadronisch in zwei oder drei Sekundärteilchen, mit typischen Zerfallslängen von wenigen 100 μm , und sie werden anhand der rekonstruierten Zerfallsvertices nachgewiesen. Nur neuartige, sehr dünne (150 μm äquivalente Siliziumdicke) Pixelsensoren mit einer hohen Ortsauflösung von typischerweise 5 μm kommen hierzu in Frage. „Monolithic Active Pixel Sensors“, sog. MAPS [1], die Sensoren mit individuellen Vorverstärkern auf einem CMOS Chip beherbergen, sind eine der viel versprechenden Technologien. Geplant ist, diesen Detektortyp in den ersten drei STS Ebenen im Vakuum einzusetzen, wie in Abbildung 1 schematisch dargestellt.

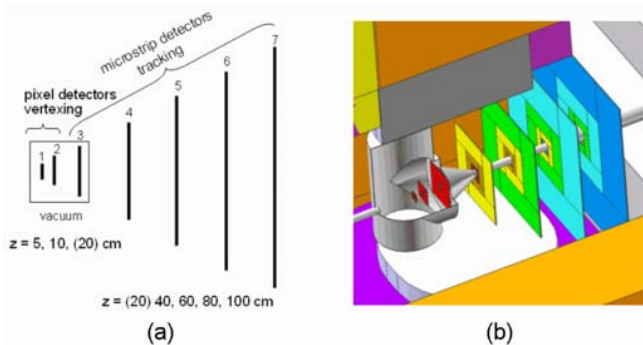


Abbildung 1: (a) Konzept der Silicon-Tracking-Station STS. (b) Design-Studie des STS-Detektors, das Target befindet sich links von der kleinsten Detektorebene, der Ionenstrahl kommt von links.

Die bei FAIR am Schwer-Ionen Synchrotron SIS 300 zu erwartenden hohen Strahlintensitäten erlauben außerdem nur den Einsatz von schnellen (10 μs) und extrem strahlenfesten (einige MRad) Detektoren. Hier konzentrieren sich die Arbeiten auf verschiedene Prototypen, den sog. MIMOSA-Chips. MIMOSA-11 Sensoren wurden auf eine hohe Toleranz gegen ionisierende Strahlung ausgelegt. Unbestrahlte wie bestrahlte (bis zu 1 MRad, weiche Röntgenstrahlung, 10 keV) Sensorstrukturen wurden dann mit Photonen einer Fe-55 Quelle charakterisiert, siehe Abbildung 2. Der Schwerpunkt dieser Untersuchungen wurde auf die Abhängigkeit der Sensor-Eigenschaften von der Betriebstemperatur gelegt. Abbildung 3 zeigt eine typische 2-dimensionale Ortsverteilung gemessener Amplituden einer 42x21 Pixel-Matrix für ein absorbiertes Fe-55 Photon und dokumentiert



Abbildung 2: Links: Aufbau im Technologielaor zur Sensor-Charakterisierung. Rechts: Detailansicht eines MAPS Prototyps MIMOSA-11.

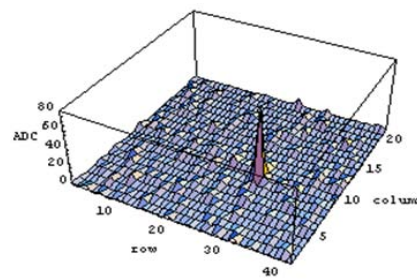


Abbildung 3: Typisches Fe-55 Photonensignal als Eintrag in einer MIMOSA-11 Matrix von 42x21 Pixeln, 1x0.5 mm² Fläche.

das ausgezeichnete Signal/Untergrund-Verhältnis für Sensoren dieser Art. Die Amplitudenverteilungen des Pixels mit der maximalen Amplitude pro Ereignis für strahlenweiche und -harte Sensordesigns ist in Abbildung 4 dargestellt, jeweils vor und nach der Bestrahlung (1 MRad). Deutlich zu erkennen ist, dass im Fall des strahlenweichen Designs die K/L-Linien der Fe-55 Quelle nicht mehr zu erkennen sind, im Gegensatz zu dem strahlenharten Design. Die quantitative Auswertung dieser Messungen wird zurzeit durchgeführt.

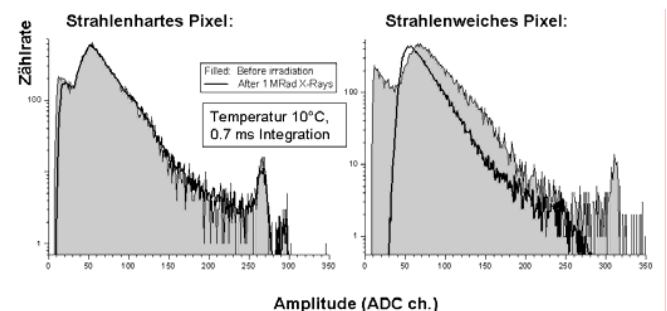


Abbildung 4: MIMOSA-11, strahlenhartes (links) und strahlenweiches (rechts) Sensordesign, jeweils vor (ausgefüllt) und nach (schwarze Linie) der Bestrahlung mit 10 keV Röntgenstrahlung, 1MRad Dosis, gemessen bei 10⁰ C Betriebstemperatur.

[1] G. Deptuch et al., NIM A535 (2004) 366

[2] Teil der Diplomarbeit von S. Amar-Youcef. Die Sensoren sowie der Teststand wurden von der Gruppe von M. Winter, IPHC (früher IReS)/ Straßburg entwickelt und bereitgestellt.

IKF-INSTITUTIONEN

Die Beschleuniger des Instituts	101
Abteilung Elektronik	103
Feinmechanische Werkstatt	105
Schlosserei	106
Bibliothek	107

Die Beschleunigeranlagen des Instituts

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

Die Jahre 2004 und 2005 sind geprägt durch den Umzug des Instituts an den neuen Standort Riedberg. Für den Einsatz in der Experimentierhalle des neuen Instituts mussten vor allem die Analysier- und Schaltmagnete umgebaut werden. Um dennoch die Beschleuniger möglichst lange am alten Standort für Experimente zur Verfügung zu haben, wurden die Anlagen zeitlich versetzt abgeschaltet und für den Umzug vorbereitet. Als erstes wurde die 7,5MV van de Graaff Anlage am 16. Juni 2004 endgültig abgeschaltet. Der Betrieb der 2,5MV van de Graaff Anlage und an der EZR-RFQ-Anlage wurde am 30. August 2004 eingestellt. Da der „große Beschleuniger“ (7,5MV Maschine) am neuen Standort nicht mehr als Experimentiereinrichtung zum Einsatz kommen konnte, wurde noch am alten Standort das Bedienterminal dieser Anlage für die Aufnahme der Bedienelemente der 2,5MV Maschine vorbereitet.



Abbildung 1: Blick in die Experimentierhalle vom Dach des „Beschleuniger Caves“ des 2,5MV van de Graaff Beschleunigers. Im Vordergrund ist die Strahlrohrinfrastruktur des Beschleunigers und ein Schaltmagnet zum Strahltransport in das angrenzende Labor zu sehen. Im Hintergrund ist der Schaltmagnet (ganz links) und die RFQ (teilweise durch den Schaltmagneten verdeckt) sowie Teile der Strahlrohrinfrastruktur der EZR-RFQ Anlage sichtbar.

Parallel zu diesen Arbeiten wurden in der Experimentierhalle des neuen Instituts ab Oktober 2004 die Vermessungsarbeiten für die neue Strahlrohrinfrastruktur durchgeführt, die umgebauten Magnete eingebracht, justiert sowie der Aufbau der neuen Strahlrohre so weit wie möglich vorbereitet. Im neuen Institut gilt eine einheitliche Strahlhöhe von 1,75m für alle Anlagen, wie sie bisher für die EZR-RFQ Anlage Standard war. Die hierzu benötigten neuen Strahlrohrgestelle werden aus Aluminium Profilsystemen (Fa. FlexLink) aufgebaut. Zum Einrichten der Strahlplätze wurden Messsäulen mit Aufnahmen für Teleskope (Fa. Taylor Hobson) fest installiert und eingemessen. Für Plätze, an denen keine festen Messsäulen installiert werden können, stehen zwei mobile Teleskophalterungen zur Verfügung, die über eingemessenen Bodenpunkten aufgestellt werden. Mit dem Aufbau der neuen Infrastruktur wurde im Januar 2005 begonnen. In Abb. 1 ist der Blick in die Experimentierhalle vom Dach des „Beschleuniger-Caves“ gezeigt.

14GHz EZR-(ve)RFQ Anlage

Diese Beschleunigeranlage für hochgeladene Ionen wurde als erste im neuen Haus in Betrieb genommen. Da die EZR-Ionenquelle eine starke Röntgenquelle darstellt und außerdem der Quellenkörper auf Hochspannungen liegt, wurde dieser Teil der Anlage und der Analysiermagnet in einem separaten Labor, dem „EZR-Cave“, untergebracht (Abb2). Der Rest der Anlage ist in der Experimentierhalle aufgestellt (Abb.1 Hintergrund).

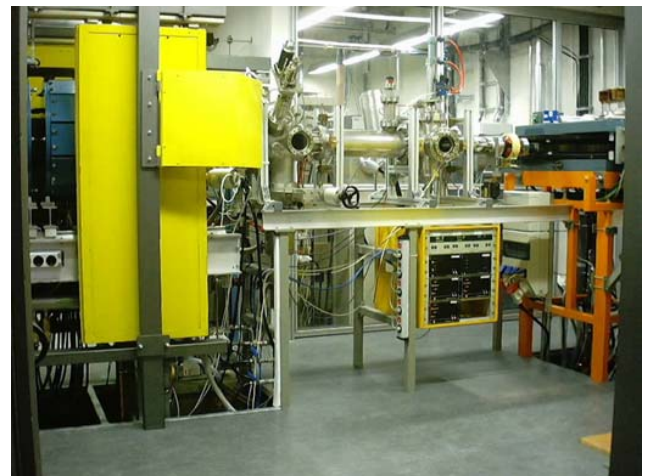


Abbildung 2: Blick in das EZR „Cave“. Die Quelle ist links hinter den gelben Röntgenabschirmungen zu sehen. Gezeigt ist außerdem das 0-Grad Strahlrohr und der Anfang des 90°/137° Analysiermagneten. Im Hintergrund befindet sich der Versorgungsgeräteraum mit den beiden 14GHz Mikrowellenverstärkern, dem 120KW Netzteil für die Solenoid-Magnete sowie dem, im Bereich 90-108 MHz abstimmbaren RFQ Sender.

Erste Messungen an der EZR-RFQ Anlage nach Inbetriebnahme im neuen Haus wurden im Rahmen einer internationalen Kooperation im Mai 2005 durchgeführt¹.

2.5MV van de Graaff Beschleuniger

Da beim Betrieb am „kleinen Beschleuniger“ bei Verwendung leichter Targets und Projektilen Kernstrahlung entstehen kann, ist auch die 2,5MV Maschine in einem separaten Labor („Beschleuniger Cave“) untergebracht, das je nach Betriebszustand der Maschine Kontroll- oder Sperrbereich im Sinne der Strahlenschutzverordnung ist. Innerhalb des Caves ist auch ein Messplatz untergebracht an dem wie bisher Experimente durchgeführt werden können, bei denen Kernstrahlung (Neutronen und Gammastrahlung) frei wird. Die übrigen Messplätze sind in der Experimentierhalle angeordnet (siehe Abb.1). Um für die dort geplanten Experimente zur atomaren und molekularen Dynamik ausreichende Strahlqualitäten zu erreichen, werden für diese Messplätze lange Kollimations- und Nachweisstrecken (Strahlrohre) benötigt.

Auf Grund der weitgehend fehlenden bauseitigen Infrastruktur im Beschleuniger Cave konnte der Betriebszustand dieser Maschine erst zum Dezember 2005 erreicht werden. Erste Experimente am Kernphysikmessplatz zeigen, dass auch diese Maschine, trotz der simultan zum Wiederaufbau erfolgten Umrüstung auf ein neues Beschleunigerrohr und Ladungsband die Erwartungen erfüllt.

Als sehr hilfreich beim Aufbau erwiesen sich die vorbereiteten Messpunkte und Justiersäulen, die die Einrichtung der einzelnen Strahlrohr und Messplätze wesentlich erleichtern und wesentlich dazu beigetragen haben, dass die Arbeiten bei reduzierter Zahl der Mitarbeiter überhaupt in der angegebenen Zeit erreicht werden konnten.

7.5MV van de Graaff Beschleuniger

Da die Wiederinbetriebnahme der „großen Maschine“ baulich unvermeidbar hohe Investitionen verlangt hätte, wurde der 7.5MV van de Graaff Beschleuniger am neuen Standort nur noch als Baudenkmal aufgebaut. Abb. 3 zeigt die innere Struktur (Beschleunigersäule und Hochspannungsterminal) des Beschleunigers an seinem Platz im neuen Institut („Magistrale“ im Erdgeschoß).

Der Beschleuniger wurde im Mai 1961 als 5,5MV Maschine erstmals in Betrieb genommen. Im Nov. 1969 wurde er auf die Endspannung von 7.5MV aufgerüstet. Im April 1975 wurde eine Penning-Ionenquelle im Terminal des Beschleunigers eingebaut, um auch den Strahlbetrieb mit schwereren Ionen zu ermöglichen. Schließlich wurde 1989 im Zuge eines größeren Umbaus der gesamte Beschleuniger angehoben, um auch die Messplätze in der damals neuen Experimentierhalle

des IKF am Rebstockgelände versorgen zu können. Die damals eingebaute Infrastruktur (neue Magnete für höhere Steifigkeiten und neue Strahlrohrgrundausrüstung in CF-Norm) sind der Grundstock der Aufbauten im neuen Institut am Riedberg.

In der Zeit vom 29.06.1961 bis zum 17.06.2005 war die Anlage insgesamt 205680 Stunden in Betrieb. An der Maschine wurden im Durchschnitt 10 experimentelle Diplom- u. Doktorarbeiten pro Jahr durchgeführt und erfolgreich abgeschlossen.



Abbildung 3: Die Struktur des 7.5MV van de Graaff Beschleunigers als Baudenkmal in der Magistrale des neuen Instituts (Vom Drucktank des Systems (2,5m Durchmesser, Innendruck bei Betrieb 16bar) ist nur der Bodenflansch zu sehen).

Referenzen:

¹ K.E.Stiebing et al. dieser Jahresbericht S. 85

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

Abteilung Elektronik

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

Im Berichtszeitraum waren infolge des Umzuges zum Campus-Riedberg und dem Neuaufbau der Experimentiersysteme und Praktika zwei Schwerpunkte des Leistungsspektrums der Elektronikabteilung besonders begehrt.

So waren die Tätigkeiten geprägt durch umfangreiche Serviceleistungen – Modifikationen, Reparaturen, Installationen, Beschaffungen und Problemlösungen von der „Stromschiene bis zum Bit“ einerseits, und eines großen Auftragspektrums für Entwicklungen andererseits.

Statistisch betrachtet entfielen 48% der Aktivitäten auf Neuentwicklungen, 26% auf Dienstleistungen, 20% auf Reparaturen und 4% auf Aktivitäten rund um Rechner und Software.

Einige spezifische Leistungen im Jahr 2005 waren:

Vier Kanal IKF Zähler-Erweiterung

Der seit vielen Jahren im Gebrauch, auf LS-TTL Technologie basierende 4-fach IKF-Zähler konnte durch seine auf TTL-Grundlage basierende Technik die heute schnellen NIM-Pulse von weit unter 30ns Dauer nicht mehr verarbeiten. Es wurde eine Modifikation angestrebt die NIM-Pulse mit einer minimalen Pulsbreite von bis zu 5ns zuverlässig zählt.

Deshalb wurde der IKF-Zähler um eine Zwischenstufe erweitert. Diese Erweiterungskarte enthält eine überarbeitete Eingangsstufe, eine Timing-Logik und eine angepasste Ausgangsstufe, die in das bestehende System integriert wurde.

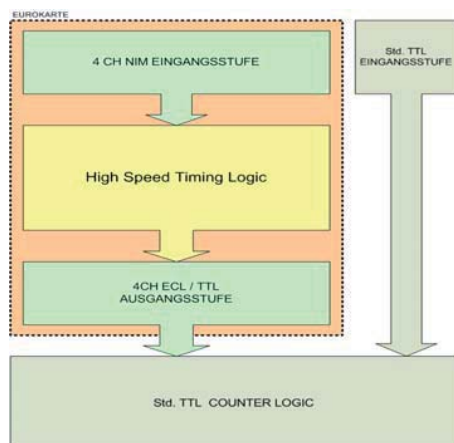


Abb.1: Blockschaltbild: IKF Zähler mit Erweiterung

Die Erweiterungskarte basiert im wesentlichen auf schneller ECL-Technologie. Der Aufbau erkennt NIM-Pulse bis ca. 4ns Pulsbreite und bereitet diese kurzen Pulse „TTL-typisch“ auf,

so dass sie von dem nach geschalteten Zähler noch sicher erfasst werden.

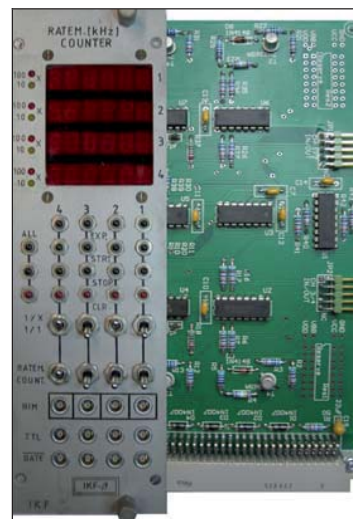


Abb. 2: 4-fach IKF Zähler mit Erweiterungskarte

Insgesamt 7 Zähler-Module konnten bis jetzt erfolgreich nachgerüstet werden.

Pb – Akkumulator Wächter

Der Pb- Akkumulator Wächter überwacht die Spannung eines 12V Bleiakkumulators und trennt ihn von der Last vor Erreichen der Tiefentladung.

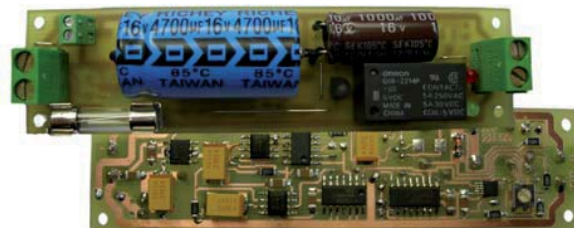


Abb.3: PCB mit Elektronik

Die Besonderheit des „Pb- Akkumulator Wächter“ ist, dass er im Unterschied zu kommerziell erhältlichen Geräten stoßfrei eingeschaltet werden kann und dadurch ohne Hilfsspannung extrem niederohmige Lasten schalten kann. Er ist trotz seines kompakten Aufbaus für eine maximale Ausgangsleistung von 35W ausgelegt.

Teststand für FEC-Elektronik der ALICE TPC

Entwickelt wurde eine Steckkarte für den Anschluss des Auslekabels der Ausleseinheit an die Front-End-Karte. [1]. Eine weitere Entwicklung war die Kanalschaltmatrix. Mit dieser lässt sich jeder der 128 Kanäle der Signalverteilerkarte

auf jeden der 128 Eingangskanäle der Front-End-Karte einkoppeln. Mit den ermittelten Kalibrierparametern lassen sich die im Testbetrieb ausgelesenen Daten bewerten. Durch einen irreparablen Defekt an dem Prototyp der Ausleseeinheit und dem Wechsel zu einem neuem System war eine Verdopplung der Systemgeschwindigkeit des Pulsgenerators am Teststand notwendig. Diese anspruchsvolle Modifikation konnte erfolgreich durchgeführt werden.

Four Channel High Speed NIM to TTL Converter

Der „High Speed NIM to TTL Converter“ ist ein Vier-Kanal AEC-NIM zu TTL Signalpegelwandler mit einstellbarer Ausgangsimpulsdauer.



Abb. 4: Converter-Modul

Der AEC-NIM Eingangsimpuls wird an der Eingangsstufe nach ECL gewandelt. Ein ECL-D Master-Slave Flip Flop wird gesetzt und das Ausgangssignal nach TTL konvertiert. Der erkannte TTL-Impuls erzeugt über einen monostabilen Multivibrator einen Impuls einstellbarer Länge. Gleichzeitig wird das Signal nach ECL gewandelt und setzt das ECL-D Master-Slave Flip Flop wieder zurück. Die Ausgangspulsbreite lässt sich von 45ns bis 540ns über ein frontseitig zugängliches Potentiometer kanalweise variieren. In der Ausgangsstufe können über Jumper die Ausgangsbetriebsmodi (Std. TTL / 50 Ohm Driver / Serial 50 Ohm) pro Kanal angewählt werden.

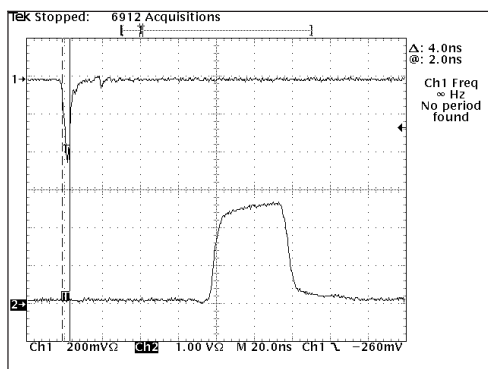


Abb. 5: Typ. minimale Ausgangsimpulsdauer bei einer min. NIM-Eingangspulsbreite von 4 ns

Dieses 1/12 AEC-NIM Modul hat eine Auflage von 10 Stück.

Schnelle Verstärkermodule für octal fast amplifier

Die seit vielen Jahren eingesetzten octal fast amplifier-Kassetten (AEC-NIM Kassetten mit steckbaren Verstärkermodule) stoßen im praktischen Einsatz zunehmend auf ihre Leistungsgrenzen. Das Verstärkungs-Bandbreite-Produkt ist zu gering und die Halbleiter sind längst abgekündigt. Deshalb wurden bei gleicher mechanischer Form zum Nachrüsten der vorhandenen AEC-NIM Kassetten neue invertierende und nicht invertierende Module entwickelt und gebaut, die eine Verstärkung von etwa 120 und eine Anstiegszeit von etwa zwei ns aufweisen.



Abb. 6: Verstärkermodule für octal fast amplifier-Kassetten

Die Module haben eine Gesamtauflage von 50 Stück.

Praktikanten

Auszubildende der Institute für Mineralogie, Kristallographie Physikalische Chemie und der Kernphysik haben jeweils eine 2-wöchige innerbetrieblichen Unterweisung in Elektrotechnik und Elektronik absolviert.

Ein Student des Wirtschaftsingenieurwesens hat einen 2-wöchigen Teil seines Grundpraktikums absolviert.

Weitere 9 Schulpraktikanten konnten jeweils zwischen 3 und 5 Tagen einen Einblick in die reelle Arbeitswelt in der Elektronikabteilung erhalten.

Die Praktikanten erhielten abgestimmt auf ihren Kenntnisstand eine Einführung in die Elektrotechnik und Elektronik. Im praktischen Teil konnten die Teilnehmer das erworbene Wissen und ihre manuellen Fähigkeiten testen.

Mit insgesamt 74 Praktikanten-Mann-Tagen lag der Betreuungsstand in der Abteilung überdurchschnittlich hoch.

Unterstützung anderer Institute

Am Institut für Biophysik wurde die Kontrolleinheit eines Lasersystems überprüft und instand gesetzt.

Für ein weiteres Experiment wurde für die Strahlenkung eine Blendensteuerung entwickelt.

Referenzen:

[1] W. Amend et al., Jahresbericht IKF-62(2002), S. 59

Werkstatt Feinmechanik

B. Chakkalamattath, H. Düring, S. Engel, M. Lantschner, S. Geis, M. Lüttke, S. Pohlmann,
V. Scharf, T. Schwab, W. Theisinger

Auch im Jahr 2004 wurden in der Feinmechanischen Werkstatt des IKF wieder überwiegend Aufträge für Forschungsgruppen sowie Wartungs- und Instandsetzungsarbeiten an wissenschaftlichen Geräten und Einrichtungen durchgeführt.

In enger Zusammenarbeit mit den Physikern wurden die Apparaturen den jeweiligen Anforderungen entsprechend hergestellt und zum Teil auch mitentwickelt.

Darüber hinaus war das Jahr 2004 von umfangreichen Vorbereitungen für den Umzug zum Riedberg geprägt. So wurden einerseits zahlreiche Aufträge erledigt, um einen reibungslosen Umzug und Wiederaufbau des Beschleunigers und der EZR zu gewährleisten, andererseits stand die Planung der Einrichtung der neuen Werkstatt und dessen Durchführung an.

Besondere Arbeiten:

- Für die Gruppe Prof. Dörner (Dr. Grisenti) wurde eine sehr große und kompliziert zu fertigende Kugel - Vakuumkammer aus Edelstahl hergestellt.
- Eine Magnetkammer aus rostfreiem Edelstahl wurde für den Beschleuniger angefertigt.
- Für die Gruppe Prof. Appelhäuser (Dr. Renford) wurde ein Gerät zur kontrollierten Einführung von Kapton-Flachkabel und ein Teststand zum Prüfen von 4700 Auslesekarten für die ALICE TPC am CERN konstruiert, hergestellt und gewartet.
- Ebenfalls für die TPC wurde ein wassergekühltes Stromschienensystem entwickelt und ein Prototyp hergestellt. Die Produktion wurde an eine externe Firma vergeben.
- Seit 2005 werden im IKF (Gruppe Prof. Appelhäuser) Übergangsstrahlungsdetektoren für das ALICE Experiment hergestellt. Hier hat die Werkstatt zur Einrichtung der Laborräume, Montage und Ausrichtung von Vakuum- und Rahmenklebetisch beigetragen. Zudem ist die mechanische Werkstatt in den Bau der Detektorrahmen integriert.

Das Jahr 2005 war zudem von umfangreichen Umbau- und Einrichtungsarbeiten in den neuen Werkstattträumen geprägt. Im Rahmen der Neueinrichtung wurden diverse neue Werkzeugmaschinen angeschafft.

Zu erwähnen ist hierbei eine zusätzliche CNC-Fräsmaschine mit moderner Siemens-Steuerung die schwerpunktmäßig bei der Produktion von Frontplatten für elektronische Geräte eingesetzt wird.

Des Weiteren wurde mit einer „Zyklengesteuerten Drehmaschine“ eine bis dato nicht vorhandene Technologie eingeführt, die es nun ermöglicht, sphärische Konturen, sowie Kleinserien rationell herzustellen.

Berufsausbildung:

Industriemechaniker / Fachrichtung Geräte- und Feinwerktechnik

Über den Berichtszeitraum wurden insgesamt drei Auszubildende beschäftigt.

In Zusammenarbeit mit der Industrie- und Handelskammer Frankfurt/Main wurde der praktische Teil der Zwischen- und Abschlussprüfung durchgeführt.

Herr M. Lantschner hat seine Abschlussprüfung vor der Industrie- und Handelskammer mit „sehr gut“ abgeschlossen und erhielt eine Auszeichnung bei der „Ehrung der Besten“.

Von Januar bis Juni 2004 belegte Herr T. Schwab einen Vollzeit- Meisterkurs, legte im Anschluss daran die Meister-Prüfung vor der Handwerkskammer Rhein- Main ab.

Mit Herrn Theisinger schied zum 01.07.2005 ein langjähriger- und allseits geschätzter Mitarbeiter aus. Herr Theisinger nahm nach 41 Dienstjahren die vorgezogene Altersteilzeit in Anspruch.



Schlosserei

J. Kölichhaus, W. Gass

Durch den Umzug des Institutes vom Rebstock in das neue Physikgebäude auf dem Campus Riedberg gab es für die Schlosserei viele Veränderungen.

Bereits im Februar 2005 konnten die ersten Konstruktionen und Montagearbeiten in der neuen Werkstatt durchgeführt werden.

Die Räumlichkeiten im Gebäude sind großzügiger, moderner und mit den neuesten sicherheitstechnischen Anforderungen ausgestattet.

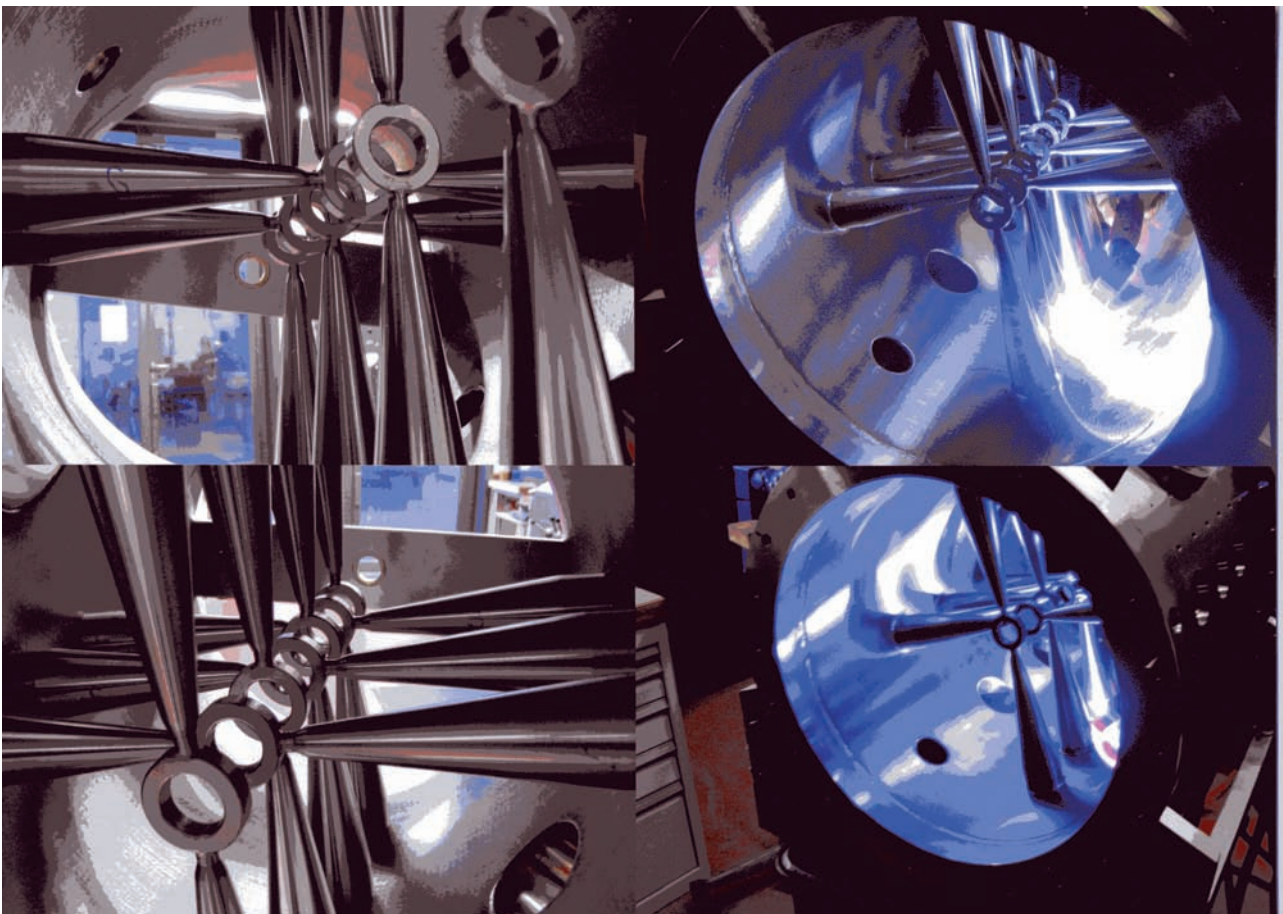
Durch die Anschaffung neuer Gerätschaften ist die Schlosserei jetzt auch in der Lage hochkomplexe System zu erstellen.

Die Schweißerei ist in einem separaten Raum untergebracht, wodurch bessere und qualifizierter Arbeiten durchgeführt werden können (WIG, MIG/MAG-Schweißen)

Hervorzuheben ist auch das neue Flex-Link System. Von der Konstruktion bis zur Montage werden so flexible, moderne Gestelle für die Beschleunigeranlagen gebaut, dadurch wurde die Aufbauzeit am Beschleuniger verkürzt und verbessert.

Im Laufe des Jahres wurden nicht nur Arbeiten für das IKF, sondern auch für die Angewandte Physik, Theoretische Physik, Geo-Physik und auch für die Hausverwaltung gefertigt.

Die Schlosserei steht nun allen Physik Instituten zur Verfügung, wodurch sich das Auftragsvolumen erhöht.



Beispiel für eine hochpräzise Schweißarbeit: Teilstücke eines neu konzipierten Beschleuniger (Prof. Razinger, IAP)

IKF Bibliothek

Pia Seyler-Dielmann

Die Bibliothek ist spezialisiert auf die Gebiete der Forschungsgruppen und auf die technischen Einrichtungen des IKF. Außer der Institutsbibliothek gibt es 4 Handbibliotheken für den Beschleuniger, die Elektronikabteilung, das Praktikum und die Werkstatt.

Neben Monographien wurden auch Zeitschriftenabonnements und Reihen in der Bibliothek gehalten.

In den Jahren 1957-1983 waren das durchschnittlich 66 Abonnements im Jahr. In den Jahren 1983-1996 hatten wir einen stetigen Anstieg der Abonnements auf 96. Ab 1997 wurden viele Abonnements im Zuge der Sparmaßnahmen abbestellt bis zu einem Rekordtief von 35 Abonnements im Jahr 2003.

Etat

Die Bibliothek wurde aus dem Etat des Institutes, aus Stiftungen und Drittmitteln finanziert.

Bestand

Im Juli 2004 hatte die IKF-Bibliothek einen Bestand an:

Monographien	5456 Bde.
Zeitschriften	8876 Bde.
Dissertationen/Diplomarbeiten	1480 Bde.
Berichte/graue Literatur	12971 Bde.
Sonderdrucke	3140 Exemplare

Wissenschaftl. Leitung

Dr. J. Meyer

Bibliothekarinnen

Pia Seyler-Dielmann

Jutta Scheikowski

Der Umzug

Um den Umzug und die Zusammenlegung der Bibliotheken optimal vorzubereiten, wurde eine Arbeitsgruppe AG Umzug unter Federführung von Frau Dr. Hausinger (UB) gegründet. Die zu leistenden Arbeiten waren sehr diffizil. Ziel war es alle Zeitschriftentitel, die mehrfach vorhanden waren auszusortieren, dann musste entschieden werden was in der UB aufgestellt wird, dabei musste beachtet werden ob es eventuell online Zugänge für die Zeitschriften gibt, ab wann etc. Es mussten viele Kleinigkeiten beachtet werden. Die Katalogbereinigung nahm sehr viel Zeit in Anspruch. Ebenfalls geleistet werden musste die Katalogisierung der Titel, die an die UB abgegeben wurden. Aus den IKF-Beständen wurden ausgesondert:

- 4849 Zeitschriftenbände
- 441 Monographien
- 12971 Berichte
-
- Abgegeben an die UB wurden :
- 622 Zeitschriftenbände
- 800 Monografien

Gegenwart und Zukunft

Die Zusammenlegung der Physikbibliotheken mit der Chemie/Pharmazie und Ende 2006 den Geowissenschaften ist der Beginn einer Entwicklung deren Ziel eine große Bereichsbibliothek Naturwissenschaften ist.

DOKUMENTATION

Institutsangehörige	111
Gutachtertätigkeiten	112
Veröffentlichungen	113
Dissertationen / Diplomarbeiten	120
Forschungsaufenthalte, Konferenzteilnahmen	121
Konferenzbeiträge	124
Gäste	130
Kollaborationen	131
Pressespiegel	135
IKF - Adressen und Lageplan	145
Gebäudeplan	147
Autorenindex	148
Impressum	150

INSTITUTS ANGEHÖRIGE

Professoren:

Dr. H. Appelshäuser
Dr. C. Blume
Dr. R. Dörner (Geschäftsführender Direktor bis 9.2005)
Dr. W. Henning
Dr. K. Peters
Dr. H. Ströbele (Geschäftsführender Direktor)
Dr. J. Stroth

Emeritierte und pensionierte Professoren

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

Honorarprofessoren und APL-Professoren

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

Privatdozenten

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

Helmholtznachwuchsgruppenleiter Dr. Th. Weber

Wissenschaftliche Mitarbeiter

Dr. H. Baumann (bis 3.2005), Dr. A. Czasch, Dr. Flierl (bis 3.2005), Dr. I. Fröhlich, Dr. K. Goetzen, Dr. R. Grisenti, Dr. S. Hagmann, Dr. M. Hartig, Dr. O. Jagutzki, Dr. H. Kreyling (bis 3.2004), Dr. S. Lange (bis 8.2004), Dr. J. Markert, Dr. J. D. Meyer, Dr. C. Müntz, E. Palit, Dr. R. Renfordt, Dr. L. Schmidt, Dr. K. E. Stiebing, Y. Wang, Dr. B. Wiedemann, Dr. A. Wilms

Doktoranden

J. Berger, B. Wagner, R. Bramm (bis 6.2005), T. Dietel, D. Flierl, T. Galatyuk, A. Gumberidze, M. Hattaß (bis 8.2004), T. Jahnke, M. Kaesz, A. Knapp (bis 6.2005), S. Kniege, Th. Kolleger, K. Kreidi, I. Kraus, G. Lazko, C. Loizides, M. Lang, B. Lungwitz, M. Mitrovski, N. Neumann, M. Nofal, H. Nowak, A. Orsic-Muthig (bis 11.2004), Y. Pachmeier, M. Ploskon, M. Pomorski, M. Rudolphi (bis 6.2005), M. Schöffler, S. Schlößler, F. Segner, S. Sengupta, W. Sommer, A. Staudte, M. Smolarski, Ch. Struck, M. Sudol, J. Titze, B. Ullrich, S. Voss, M. Weckenbrock (bis 9.2004), A. Wetzler, C. Wimmer, J. Wüstenfeld (bis 7.2005)

Diplomanden

C. Alt, S. Amar-Yousef, D. Akoury, M. Balsler, K. Cole
R. Costa-Fraga, J. Fiess, L. Foucar, F. Hess, T. Havermeier,
M. Heilmann, M. Kliemant, H. Kim, F. Kramer, K. Kreidi (bis 7.2005), S. Kniege (bis 9.2005), B. Lungwitz, (bis 11.2004),
C. Meurer (bis 3.2004), M. Mitrovski, N. Neumann (bis 7. 2005),
R. Nörenberg, M. Odenweller (bis 3.2005), N. Petridis, J. Rösch,
M. Rudloff, R. Schriel, T. Schuster, C. Strabel, S. Schwientek,
M. Smolarski (bis 5.2004), U. Spillmann, K. Teilab, J. Titze (bis 1.2005), M. Trummel, B. Ullrich (bis 8.2004), S. Voss (bis 9.2004),
J. Wallenwein, J. Wiechula, J. Zaranek, D. Wegerle

Verwaltung

Dr. P. Eschenbrenner, M. Frey, C. Kazamias, B. Kömpel,
U. Köpf, M. Lang, M. Piscevic, K. Rotter (bis 12.2004),
J. Scheikowski (bis 10.2004), P. Seyler-Dielmann (bis 12.2004)

Techn. Mitarbeiter

W. Amend, J. Berschin, E. Billig (bis 7. 2004),
C. Freudenberger, H. Hinke, M. Petri,
H. Rheinfels-Immans (bis 2.2005), E. Schwab (GSI)

Beschleuniger

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

Abteilung Elektronik

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

DV- Koordinator

K. Ullmann-Pfleger

Feinmechanik

B. Chakalamattath , H. Düring, S. Engel, S. Geis,
M. Lantschner (bis 9.2005), S. Pohlmann, Th. Schwab,
W. Theisinger (bis 6.2004)

Grobmechanik

W. Gass, J. Kölichhaus

Auszubildende

M. Lüdke, V. Scharf

PREISTRÄGER UND EHRUNGEN

Prof. Dr. H. Ströbele

wurde 2005 vom „Frankfurter Förderverein für Physikalische Grundlagenforschung“ die „Rolf und Edith Sandvoss Laureatus-Professur“ verliehen.



Foto: Der Vorsitzende des Fördervereins Prof. Greiner überreicht Prof. Ströbele die Auszeichnung.

Dr. Thorsten Weber

wurde der Röntgen-Preis der Justus Liebig Universität Giessen zum Thema: „ Vielteilchendynamik in fundamentalen atomaren und molekularen Systemen“ verliehen.

Der Philipp-Siedler-Wissenschaftspreis des Physikalischen Vereins wurde jeweils an **Christine Meurer** (2004), **Jens Wiechula** (2005) und **Benjamin Lungwitz** (2005) für ihre hervorragenden Diplomarbeiten verliehen.

Der VI-SIM (Virtual Institute on Strongly interacting Matter) Preis der Helmholtz Gemeinschaft 2005 wurde **Stefan Kniege** für seine hervorragende Diplomarbeit verliehen.

MITARBEIT IN GREMIEN
(innerhalb und außerhalb der Universität)

Prof. Dr. Appelshäuser

Sprecher des Helmholtz-Graduiertenkolleg
„Strongly Interacting Matter“
ALICE collaboration board

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. Beirates des Institut für Oberflächen und
Schichtanalytik GmbH, Kaiserslautern

Prof. Dr. R. Dörner

Studiendekan des FB Physik, Univ. Frankfurt/M
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 ionization and related topics
User Selection Panel ISA, Aarhus, Dänemark

PD Dr. M. Gazdzicki

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

Prof. Dr. K. Peters

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

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

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

Dr. K. Stiebing

Senat, Fachbereichsrat der Uni Frankfurt
Jurymitglied im Landeswettbewerb Jugend Forscht

Prof. Dr. R. Stock

Vorsitzender des Wiss. Rates der GSI (2004)

Prof. Dr. J. Stroth

Mitglied des erweiterten Direktoriums der GSI
Ko-Sprecher HADES Kollaboration

Prof. Dr. H. Ströbele

Technischer Koordinator der HADES Kollaboration

MITARBEIT ALS CO-EDITOR VON ZEITSCHRIFTEN

Prof. Dr. R. Stock: Wiley-Verlag

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

GUTACHTERTÄTIGKEIT
(außerhalb der Universität)

Prof. Dr. H. Appelshäuser

Gutachterausschuss Hadronen und Kerne

Prof. Dr. R. Dörner

Deutsche Forschungsgemeinschaft

PD Dr. M. Gazdzicki

Gutachter für Promotionsarbeiten in Frankreich und Polen

Prof. Dr. K.O. Groeneveld

Physikalischer Verein, Frankfurt/M

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

Deutsche Forschungsgemeinschaft

Prof. Dr. J. Stroth

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

REFEREE BEI ZEITSCHRIFTEN

Prof. Dr. H. Appelshäuser

Phys. Rev. Lett., Phys. Rev. C., Phys. Lett. B

Prof. Dr. Christoph Blume

Physical Rev. C, Physical Review Letters, Journal of Physics G

Prof. Dr. R. Dörner

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

Dr. M. Gazdzicki

Phys. Lett, Phys. Rev. Lett., Phys. Rev. Nucl. Phys., J. Phys.
G, Acta Phys. Polon.

Dr. T. Jahnke

Phys. Rev. Letters

Prof. Dr. K. Peters

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

Dr. M. Ploskon

Acta Physica Hungaria, Heavy Physics A

Prof. Dr. K.O. Groeneveld

Physical Rev. A, Nuclear Instruments and Methods B

Prof. Dr. F. Rauch

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking

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

Prof. Dr. R. Stock,

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

Prof. Dr. H. Ströbele

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

Prof. Dr. J. Stroth

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

- K. Bethge, P. Kreisler, G. Kraft, G. Walter
Medical Applications of Nuclear Physics
 Springer 2004
- K. Bethge, G. Gruber, T. Stöhlker
Physik der Atome und Moleküle
 2. Auflage, Wiley-VCH 2004
- V.V. Begun, M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein, O.S. Zozulya, Taras Shevchenko
Particle Number Fluctuations in Canonical Ensemble
 Phys. Rev.C70:034901 (2004)
- D.R. Bell, G.R. Rossman, J. Maldener, D. Endisch, F. Rauch
Hydroxyde in kyanite: A quantitative determination of the absolute amount and calibration of the IR spectrum
 American Mineralogist 89 (2004) 998-1003
- A. S. Alnaser, S. Voss, X.-M. Tong, C. M. Maharjan, P. Ranitovic, B. Ulrich, T. Osipov, B. Shan, Z. Chang, C. L. Cocke
Effects of molecular structure on ion disintegration patterns in ionization of O₂ and N₂ by short laser pulses
 Physical Review Letters 93, 113003 (2004)
- A. S. Alnaser, X.-M. Tong, T. Osipov, S. Voss, C. M. Maharjan, P. Ranitovic, B. Ulrich, B. Shan, Z. Chang, C. D. Lin and C. L. Cocke
Routes to Control of H₂ Coulomb Explosion in Few-Cycle Laser Pulses
 Physical Review Letters 93, 183202 (2004)
- A. S. Alnaser, X.-M. Tong, T. Osipov, S. Voss, C. M. Maharjan, B. Shan, Z. Chang and C. L. Cocke
Laser-peak-intensity calibration using recoil-ion momentum imaging
 Physical Review A 70, 023413 (2004)
- A. Czasch, M. Schöffler, T. Jahnke, S. Schössler, M. Hattass, Th. Weber, M. Weckenbrock, J. Titze, C. Wimmer, A. Staudte, S. Kammer, S. Voss, R. Dörner, H. Schmidt Böcking, J. M. Rost, T. Schneider, C. Liu
Doubly Excited States in Helium Close to the Double Ionization Threshold: Angular and Energy
 Resolved Partial Cross Sections Physica Scripta. Vol. T110, 141–143 (2004)
- A. De Fanis, N. Saito, M. Machida, K. Okada, H. Chiba, A. Cassimi, R. Dörner, I. Koyano, K. Ueda
Asymmetric nuclear motion of the F1s-ionized state in BF₃ probed by quadruple-ion-coincidence momentum imaging
 Phys. Review A 69, 022506 (2004)
- A. De Fanis, M. Oura, N. Saito, M. Machida, M. Nagoshi, A. Knapp, J. Nickles, A. Czasch, R. Dörner, Y. Tamenori, H. Chiba, M. Takahashi, J. H. D. Eland, K. Ueda
Photoelectron-photoion-photoion coincidence in Ar dimers
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 37 (2004) L235-L242
- A. De Fanis, N. Saito, K. Okada, M. Machida, I. Koyano, A. Cassimi, R. Dörner, A. A. Pavlychev, K. Ueda
Satellite excitations due to internal inelastic scattering in the K-shell photoemission from CO₂
 Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena 137–140 (2004) 265–269
- O. Dersch, J.E. Ericson, F. Rauch
A new dating technique: Quartz Hydration Dating
 Proceedings of the 33rd Int. Symposium on Archaeometry, April 2002, Amsterdam; Geoarchaeol. and Bioarchaeol. Studies 3(2005)417-422
 J.E. Ericson, O. Dersch, F. Rauch
Quartz Hydration Dating
 Journal of Archaeological Science 31(2004) 883-902
- O. Dersch, M. van Ess, F. Rauch
Materialzuordnung und Datierung archäologischer Quarz-Artefakte mit naturwissenschaftlichen Methoden
 Deutsches Archäologisches Institut-Baghdader Mitteilungen, Band 35(2004)
- R. Dörner
Bewegung in der Welt der Quanten
Was Murmeln und Elektronen miteinander verbindet
 Forschung Frankfurt 3-4 (2004)
- R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, Th. Weber, T. Jahnke, M. Schöffler, A. Knapp, M. Hattass, A. Czasch, L. Schmidt, O. Jagutzki
Double Ionization by One and Many Photons
 Radiation Physics and Chemistry 70 (2004) 191–206
- M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein, F. Grassi, Y. Hama, T. Kodama, O. Socolowski, Jr. Braz
Incident Energy Dependence of the Effective Temperature in Heavy Ion Collisions
 J. Phys.34:322-325 (2004)
- M. Gazdzicki, P. Seyboth and E. Shuryak
When Quarks and Gluons Become Free
 CERN Cour. 44 N7: 40-41 (2004)
- M. Gazdzicki
Energy Scan Program at the CERN SPS and an Observation of the Deconfinement Phase Transition in Nucleus Nucleus Collisions
 J. Phys.G30: S161-S168 (2004)
- M. Gazdzicki
Observation of Deconfinement Phase Transition in Nucleus Nucleus Collisions
 Acta Phys. Polon.B35:187-190 (2004)
- Y. Hama, F. Grassi, O. Socolowski, T. Kodama, M. Gazdzicki, M. Gorenstein
Energy Dependence of the Inverse Slope Parameter in Heavy Ion Collisions
 Acta Phys. Polon. 35:179-182 (2004)
- M. Hattass, T. Jalowy, A. Czasch, Th. Weber, T. Jahnke, S. Schössler, L. Ph. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking
A 2PI Spectrometer for Electron-Electron Coincidence Studies on Surfaces
 Rev. Sci. Inst. 75 [7] (2004) 2373

- H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, O. Jagutzki, T. Jahnke, V. Mergel, L. Ph. H. Schmidt, Th. Weber, A. Czasch, Ch. Wimmer, M. Hattass, A. Knapp, M. Schöffler, C. L. Cocke, M. Prior, A. Kheifets, E. Weigold, F. Afaneh
Many-particle dynamics in atomic and molecular physics investigated with the COLTRIMS-technique: New insight e-e- correlation
 Nucl. Ph. A737 (2004) 306-313
- H. Schmidt-Böcking, L. Schmidt, Th. Weber, V. Mergel, O. Jagutzki, A. Czasch, S. Hagmann, R. Dörner, Y. Demkov, T. Jahnke, M. Prior, C.L. Cocke, T. Osipov, A. Landers
Dynamics of multiple ionization of atoms and molecules by electron, photon, and ion impact - investigated by the COLTRIMS imaging method Radiation Physics and Chemistry 71 (2004) 627-632
- L. Schmidt, F. Afaneh, M. Schöffler, J. Titze, O. Jagutzki, Th. Weber, K. E. Stiebing, R. Dörner and H. Schmidt-Böcking
Fully Differential Study of Transfer Ionization Processes - a View into Correlated Many Particle
 Dynamics Physica Scripta. Vol. T110, 379–383, 2004
- N. Saito, Y. Muramatsu, H. Chiba, K. Ueda, K. Kubozuka, I. Koyano, K. Okada, O. Jagutzki, A. Czasch, T. Weber, M. Hattass, H. Schmidt-Böcking, R. Moshhammer, M. Lavollée, U. Becker
Deformation, nuclear motion and fragmentation of core-excited CO₂ probed by multiple-ion coincidence momentum imaging
 Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena 141 (2004) 183–193
- S. K. Semenov, N. A. Cherepkov, T. Jahnke and R. Dörner
Theoretical study of vibrationally resolved photoionization for the C K-shell of the CO molecule
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 37 (2004) 1331-1342
- T. Jahnke, Th. Weber, T. Osipov, A. L. Landers, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, C.L. Cocke, M.H. Prior, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
Multicoincidence studies of photo and Auger electrons from fixed-in-space molecules using the COLTRIMS technique
 Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena 141 (2004) 229–238
- T. Jahnke, A. Czasch, M. S. Schöffler, S. Schössler, A. Knapp, M. Kász, J. Titze, C. Wimmer, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, U. Hergenhahn, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner
Experimental Observation of Interatomic Coulombic Decay in Neon Dimers
 Phys. Rev. Lett., 93(2004)163401
- T. Jahnke, L. Foucar, J. Titze, R. Wallauer, T. Osipov, E. P. Benis, A. Alnaser, O. Jagutzki, W. Arnold, S. K. Semenov, N. A. Cherepkov, L. Ph. H. Schmidt, A. Czasch, A. Staudte, M. Schöffler, C. L. Cocke, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner
Vibrationally Resolved K-shell Photoionization of CO with Circularly Polarized Light
 Phys. Rev. Lett., 93(2004) 083002
- T. Jalowy, Th. Weber, R. Dörner, L. Farenzena, V.M. Collado, E.F. da Silveira, H. Schmidt-Böcking, K.O. Groeneveld
Initial velocity of secondary ions from XY-TOF technique, simultaneous calibration by residual gas ionization International Journal of Mass Spectrometry 231 (2004) 51-58
- T. Jalowy, L. S. Farenzena, C. R. Ponciano, H. Schmidt-Böcking, E. F. da Silveira, K. O. Groeneveld
Molecular secondary ion emission from binary collisions
 Surface Science, 557 (2004) 91-100
- T. Jalowy, L. S. Farenzena, M. Hattass, E.F. da Silveira, H. Schmidt-Böcking and K.O. Groeneveld
Analysis of the projectile track charging by H⁺ secondary ion velocity distribution measurements
 Nucl. Inst. Meth B 225 (2004) 78-87
- S. Voss, A. S. Alnaser, X.-M. Tong, C. M. Maharjan, P. Ranitovic, B. Ulrich, B. Shan, Z. Chang, C. D. Lin, C. L. Cocke
High resolution kinetic energy release spectra and angular distributions from double ionization of nitrogen and oxygen by short laser pulses
 Jour. of Physics B: At. Mol. Opt. Phys. 37, 4239-4257 (2004)
- M. Weckenbrock, D. Zeidler, A. Staudte, Th. Weber, M. Schöffler, M. Meckel, S. Kammer, M. Smolarski, O. Jagutzki, V. R. Bhardwaj, D. M. Rayner, D. M. Villeneuve, P. B. Corkum and R. Dörner
Fully Differential Rates for Femtosecond Multiphoton Double Ionization of Neon Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 213002
- T. Weber, A. O. Czasch, O. Jagutzki, A. K. Müller, V. Mergel, A. Kheifets, E. Rotenberg, G. Meigs, M. H. Prior, S. Daveau, A. Landers, C. L. Cocke, T. Osipov, R. Diez Muino, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
Complete photo-fragmentation of the deuterium molecule
 NATURE Vol. 431, 23 September 2004, p. 437-440
- Th. Weber, A. Czasch, O. Jagutzki, A. Müller, V. Mergel, A. Kheifets, J. Feagin, E. Rotenberg, G. Meigs, M. H. Prior, S. Daveau, A. L. Landers, C. L. Cocke, T. Osipov, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner
Fully Differential Cross Sections for Photo-Double-Ionization of D₂
 Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 163001-1
- C.P. Welsch, J. Ullrich, C. Gl. Xner, A. Schempp, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking
FIRE—the Frankfurt Ion Storage Experiments
 NIM A 527 (2004) 284–288
- D. Zeidler, M. Weckenbrock, A. Staudte, Th. Weber, M. Schöffler, M. Meckel, S. Kammer, M. Smolarski, O. Jagutzki, V.R. Bhardwaj, D.M. Rayner, D.M. Villeneuve, P.B. Corkum, and R. Dörner
Fully differential rates for femtosecond multiphoton double ionization of neon
 Photonics North 2004: Photonic Applications in Telecommunications, Sensors, Software, and Lasers, edited by J. Armitage, R. Lessard, G. Lampropoulos, Proc. of SPIE Vol. 5579 (SPIE, Bellingham, WA, 2004) p. 708 ff

- H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge
The Quantitative Role of Surface Doped Fluorine for the Improvement of Oxidation Resistance of TiAl in Air
 Materials Science Forum 461-464 (2004) 505
- F. Afaneh, R. Dörner, L.Ph.H. Schmidt, H. Schmidt-Böcking
Experimental investigation of the ionization dynamics in slow p-H₂ collisions
 NIMB 234, 431-440 (2005)
- A. Becker, R. Dörner and R. Moshhammer
Multiple fragmentation of atoms in femtosecond laser pulses
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 38 (2005) S753-S772
- G. Benedek, F. Dalfovo, R.E. Grisenti, M. Kasz, J. P. Toennies
Oscillations in the expansion of solid He-4 into vacuum
 Physical Review Letters 95 (9): art. no. 095301 AUG 26 (2005)
- A. L. Godunov, Colm T. Whelan, H. R. J. Walters, V. S. Schipakov, M. Schöffler, V. Mergel, R. Dörner, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, J. Titze, and H. Schmidt-Böcking
Transfer ionization process $p + He \rightarrow p + He + e^-$; $H^0 + He^{2+} + e^-$ with the ejected electron detected in the plane perpendicular to the incident beam direction
 Physical Review A 71, 052712 (2005)
- M. I. Gorenstein, Marek Gazdzicki, Walter Greiner
Critical Line of the Deconfinement Phase Transition
 Phys. Rev. C72: 024909 (2005)
- R. E. Grisenti, R. A. Costa Fraga, N. Petridis, R. Dörner, J. Deppe,
Cryogenic microjet for exploration of superfluidity in highly supercooled molecular hydrogen
 Europhysics Letters Vol. 73 Number 4 pp. 540-546
- A. Knapp, B. Krässig, A. Kheifets, I. Bray, Th. Weber, A. L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Schmidt, M. Schöffler, T. Osipov, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, R. Dörner
Photo double ionization of helium 100 eV and 450 eV above threshold: III. Gerade and ungerade amplitudes and their relative phases
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 38 (2005) 645-657
- A. Knapp, A. Kheifets, I. Bray, Th. Weber, A. L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, M. Schöffler, T. Osipov, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke and R. Dörner
Photo double ionization of helium 100 eV and 450 eV above threshold: II. Circularly polarized light
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 38 (2005) 635-643
- A. Knapp, A. Kheifets, I. Bray, Th. Weber, A. L. Landers, S. Schössler, T. Jahnke, J. Nickles, S. Kammer, O. Jagutzki, L. Schmidt, M. Schöffler, T. Osipov, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking,
Photo double ionization of helium 100 eV and 450 eV above threshold: I. Linearly polarized light
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 38 (2005) 615-633
- T. Osipov, A. S. Alnaser, S. Voss, M. H. Prior, T. Weber, O. Jagutzki, L. Schmidt, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, A. Landers, E. Wells, B. Shan, C. Maharjan, B. Ulrich, P. Ranitovic, X. M. Tong, C. D. Lin and C. L. Cocke
Photon-ion collisions and molecular clocks
 Jour. of Modern Opt., Vol. 52, No. 2-3, p. 439-451 (2005)
- N. Saito, K. Ueda, A. De Fanis, K. Kubozuka, M. Machida, I. Koyano, R. Dörner, A. Czasch, L. Schmidt, A. Cassimi, K. Wang, Zimmermann, V. McKoy
Molecular frame photoelectron angular distribution for oxygen 1s photoemission from CO2 molecules
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 38 (2005) L277-L284
- H. Schmidt-Böcking, M.S. Schöffler, T. Jahnke, A. Czasch, V. Mergel, L. Schmidt, R. Dörner, O. Jagutzki, M. Hattass, Th. Weber, E. Weigold, H.T. Schmidt, R. Schuch, H. Cederquist, Y. Demkov, C. Whelan, A. Godunov, J. Walters
Many-particle fragmentation processes in atomic and molecular physics - new insight into the world of correlation
 NIMB 233 (2005) 3-11
- M. Schöffler, A. L. Godunov, Colm T. Whelan, H. R. J. Walters, V. S. Schipakov, V. Mergel, R. Dörner, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, J. Titze, E. Weigold H. Schmidt-Böcking
Revealing the effect of angular correlation in the ground-state He wavefunction: a coincidence study of the transfer ionization process
 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 38 (2005) L123-L128
- H. Ströbele
Excitation function of particle production from SIS/BEVALAC to SPS energies: Evidence for a phase transition ?
 Nucl. Phys. A749:33-41 (2005)
- X.-M. Tong, Z. X. Zhao, A. S. Alnaser, S. Voss, C. L. Cocke, C. D. Lin
Post ionization alignment of the fragmentation of molecules in an ultrashort intense laser field
 Journal of Physics B: At. Mol. Opt. Phys. 38, 333-341 (2005)
- Th. Weber
Verschränkte Elektronenbewegung in Deuteriummolekülen
 Phys. Unserer Zeit, 36. Jahrgang, Nr. 1 (2005)
- H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann and K. Bethge
Application of Ion Beam Analysis for the Control of the Improvement of the Oxidation Resistance of TiAl at 900°C in Air by Fluorine Ion Implantation and HF-Treatment
 Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, B 240 137-141 (2005)

ALICE (bei LHC)

C. Blume

ALICE Physics Reach

Published in Eur. Phys. J. C34:S287-S298 (2004)

F. Carminati, Appelshäuser, Blume, Stroebele, Stock et al.

ALICE: Physics performance Report, Volume I

By ALICE Collaboration

Published in J.Phys.G30:1517-1763 (2004)

A. Andronic, H. Appelshäuser, C. Blume et al.

Energy loss of Pions and Electrons of 1 GeV/c to 6 GeV/c in drift chambers operated with Xe, Co (2) (15%)

Nucl. Instrum. Meth. A519: 508-517 (2004)

A. Andronic, H. Appelshäuser, C. Blume et al.

Space charge in drift chambers operated with the XE, CO (2) (15%) mixture

Nucl. Instrum. Meth. A525: 447-457 (2004)

C. Adler, H. Appelshäuser, C. Blume et al.

Electron/Pion identification with ALICE TRD prototypes using a neutral network algorithm

Nucl. Instrum. Meth. A552: 364-371 (2005)

C. Adler, A. Andronic, H. Appelshäuser, J. Bielcikova,

C. Blume, et al.

Position reconstruction in drift chambers operated with Xe, CO₂ (15%).

Nucl. Instrum. Meth. A540:140-157 (2005)

CERES (beim SPS)

H. Appelshäuser

Correlations and Fluctuations

J. Phys. G30 (2004) S935

H. Sako, H. Appelshäuser et al.

Event-by-Event Fluctuation at 40-A-GeV, 80-A-GeV/C and 158-A-GeV/C in Pb + Au Collisions

J. Phys. G30 (2004) S1371-S1376

H. Appelshäuser

Event-by-Event Fluctuations of the Mean Transverse Momentum M_T(p_T) at SPS Energies

Prog. Part. Nucl. Phys. 53 (2004) 253

H. Appelshäuser

HBT Interferometry at SPS and Universal Pion Freeze-Out

Acta Phys. Polon. B35 (2004) 9

A. Marin, H. Appelshäuser et al.

New Results from CERES

J. Phys. G30 (2004) S709

A. Cherlin, H. Appelshäuser et al.

Preliminary Results from the 2000 Run of CERES on Low Mass e+e- Pair Production in Pb-Au Collisions at 158 A GeV

J. Phys. G30 (2004) S1007

G. Agakichiev, H. Appelshäuser et al.

Semihard Scattering Unraveled from Collective Dynamics by Two-Pion Correlations

in 158 A GeV/c Pb-Au Collisions

Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 03231

G. Agakichiev, H. Appelshäuser et al.

e+e- Pair Production in Pb-Au Collisions at 158 GeV per Nucleon

Eur. Phys. J. C31 (2005) 475

H. Appelshäuser

Event-by-Event Fluctuations at SPS

Nucl. Phys. A752 (2005) 394

D. Adamova, H. Appelshäuser et al.

Latest Results on e+e- Pair Production in CERES

Nucl. Phys. A749 (2005) 160

A. Marin, H. Appelshäuser et al.

New Results from CERES

Published in J. Phys. G31:S1175-S1178 (2005)

J. Bielcikova, H. Appelshäuser et al.

Semihard Scattering Unravelled from Collective Dynamics at sqrt(SNN)=17 GeV

J. Phys. G31 (2005) 465

FAIR

J.M. Heuser, W.F.J. Muller, P. Senger, C. Muntz, J. Stroth

A high-performance silicon tracker for the compressed baryonic matter experiment at FAIR

Czech. J. Phys. 55:1649-1653 (2005)

J. Stroth

The Future at GSI and FAIR

Nucl. Phys. A755:209-218 (2005)

HADES

A. Kugler, H. Ströbele, J. Stroth et al.

Particle identification at HADES.

Prepared for 8th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions

Nucl. Phys. A734 (2004) 78-81 (2004)

P. Salabura, H. Ströbele, J. Stroth et al.

Study of e+e- production in elementary and nuclear collisions near the production threshold with HADES

Prog. Part. Nucl. Phys. 53 (2004) 49

P. Salabura, H. Ströbele, J. Stroth et al.

Studying in-medium hadron properties with HADES

Acta Phys. Polon. B35 (2004) 1119

T. Eberl, H. Stroebele, J. Stroth et al.

Di-electron measurements in C + C reactions at 2-GeV-A with HADES

Nucl. Phys. A752:433-438 (2005)

J. Bielcik, H. Stroebele, J. Stroth et al.

Dilepton analysis in the HADES spectrometer for C+C AT 2-A-GEV

J. Phys. G31:S231-S237 (2005)

- J. Otwinowski, H. Stroebele, J. Stroth et al.
Dilepton analysis in the HADES spectrometer for C-12 + C-12 AT 2 AGeV
 Int. J. Mod. Phys. A20:602-605, (2005)
- P. Salabura, H. Stroebele, J. Stroth et al.
Probing of in-Medium Hadron structure with HADES
 Nucl. Phys. A749:150-159 (2005)
- H. Ströbele for the HADES Collaboration
Dilepton Spectra from HADES
 EP Systema, Budapest, Hungary 2005
 ISBN 963 218 796 2
- KAOS (am SIS)**
- A. Schmah, H. Ströbele et al.
Kaon and Pion emission in asymmetric C+AU and AU+C collisions at 1.0 A-GeV and 1.8 A-GeV
 Phys. Rev. C71: 064907 (2005)
- F. Uhlig, H. Ströbele et al.
Observation of different azimuthal emission patterns for K⁺ and of K⁻ mesons in heavy ion collisions at 1 A GeV to 2 A GeV
 Phys. Rev. Lett. 95: 012301 (2005)
- NA49 (am SPS)**
- C. Alt, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Electric Charge Fluctuations in Central Pb+Pb Collisions at 20AGeV, 30AGeV, 40AGeV, 80AGeV, and 158AGeV
 Phys. Rev. C70 (2004) 064903
- T. Anticic, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele
Energy and centrality dependence of deuteron and proton production in Pb+Pb collisions at relativistic energies
 Phys. Rev. C69 (2004) 024902
- Ch. Roland, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Event by Event fluctuations of particle ratios in central Pb+Pb collisions at 20 A GeV to 158 A GeV
 J. Phys. G30 (2004) 1381
- C. Meurer, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Hyperon Production in Pb+Pb Collisions at the CERN SPS
 J. Phys. G30 (2004) s1325
- D. Flierl, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Indications for the Onset of Deconfinement in Nucleus Nucleus Collisions
 *Beijing 2004, ICHEP 2004, vol. 1 343-346
- T. Anticic, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Lambda and Anti-Lambda Production in Central Pb-Pb Collisions at 40, 80, and 158 AGeV
 Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 022302
- M. Mitrovski, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Multistrange Hyperon Production in Pb+Pb Collisions at 30AGeV, 40AGeV, 80AGeV, and 158AGeV
 Prog. Part. Nucl. Phys. 53 (2004), 269
- C. Alt, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Observation of an Exotic S=-2, Q=-2 Baryon Resonance in Proton Proton Collisions at the CERN SPS
 Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 042003
- M. Mitrovski, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Omega and Anti-Omega Production in Pb+Pb and p+p Collisions at 30AGeV, 40AGeV, and 158AGeV
 J. Phys. G30 (2004) s357
- S. Kniege, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Rapidity and Transverse Momentum Dependence of JI- JI- Bose-Einstein Correlations Measured at 20AGeV, 30AGeV, 40AGeV, 80AGeV, and 158AGeV Beam Energy
 J. Phys. G30 (2004) s1073
- C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Recent Results from the NA49 Experiment
 Kluwer Acad. Publisher, ISBN 1-4020-2446-0, (2004), 53
- M. Gazdzicki, C. Blume, R. Stock, H. Stroebele et al.
Report from NA49
 J. Phys. G30 (2004) s701
- C. Alt, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Strangeness from 20-A-GEV TO 158-A-GEV
 J. Phys. G30:S119-S128 (2004)
- T. Anticic, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Transverse Momentum Fluctuations in Nuclear Collisions at 158 AGeV
 Phys. Rev. C70 (2004), 034902
- C. Meurer, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Xi⁻ and Anti-Xi⁺ Production in Pb+Pb Collisions at 40AGeV at CERN SPS
 J. Phys. G30 (2004) s175
- C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Energy Dependence of Hadronic Observables in Central Pb+Pb Reactions at the CERN SPS
 Acta Phys. Hung. A24 (2005) 31
- A. Richard, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Energy Dependence of Hyperon Production in Central Pb+Pb Collisions at the CERN SPS
 J. Phys. G31 (2005) s155
- Marek Gazdzicki, C. Blume, R. Stock, H. Stroebele et al.
Fluctuations and NA49
 J. Phys. Conf.Ser.27:154-163,2005
- M. Mitrovski, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Hyperon Production at CERN SPS Energies
 Acta Phys. Hung. A24 (2005) 157
- P. Seyboth, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Indications for the onset of deconfinement in PB + PB collisions at the CERN SPS from NA49
 Acta Phys. Polon.B36: 565-573 (2005)
- C. Alt, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Omega and Anti-Omega Production in Central Pb+Pb Collisions at 40 and 158 AGeV
 Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 192301

- C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
Review of Results from the NA49 Collaboration
 J. Phys. G31 (2005) s685
- C. Alt, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
System Size and Centrality Dependence of the Balance Function in A+A Collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 17.2$ GeV
 Phys. Rev. C71 (2005) 034903
- P. Dinkelaker, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
System Size Dependence of Hadron Production in A+A Collisions at 40 AGeV Beam Energy
 J. Phys. G31 (2005) s1131
- C. Alt, C. Blume, M. Gazdzicki, R. Stock, H. Stroebele et al.
System-size Dependence of Strangeness Production in Nucleus-Nucleus Collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 17.3$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 052301
 STAR (am RHIC)
- J. Adams, R. Stock et al.
Azimuthal anisotropy and correlations at large transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 200$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 252301.
- J. Adams, R. Stock et al.
Azimuthal anisotropy at the Relativistic Heavy Ion Collider: the first and fourth harmonics
 Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 062301
- J. Adams, R. Stock et al.
Azimuthally sensitive HBT in Au+Au collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 200$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 012301
- J. Adams, R. Stock et al.
Centrality and Pseudorapidity dependence of charged hadron production at intermediate pT in Au+Au collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 130$ GeV
 Phys. Rev. C70 (2004) 044901
- J. Adams, R. Stock et al.
Cross Sections and Transverse Single-Spin Asymmetries in Forward Neutral Pion Production from Proton Collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 200$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 171801
Identified particle distributions in pp and Au+Au collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 200$ GeV
 J. Adams, ...R. Stock ...et al.
 Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 112301
- C. Adler, R. Stock et al.
Kaon Production and Kaon to Pion Ratio in Au+Au Collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 130$ GeV
 Phys. Lett. B595 (2004) 143
- Measurement of transverse energy distributions in Au+Au collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 200$ GeV**
 J. Adams, ...R. Stock ...et al.
 Phys. Rev. C70 (2004) 054907
 J. Adams, R. Stock et al.
Multi-strange baryon production in Au-Au collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 130$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 182301.
- Particle-type dependence of Azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in Au+Au collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 200$ GeV**
 J. Adams, R. Stock et al.
 Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 052302
- J. Adams, R. Stock et al.
Photon and neutral pion production in Au+Au collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 130$ GeV
 Phys. Rev. C70 (2004) 044902
- J. Adams, R. Stock et al.
Production of e+e- Pairs Accompanied by Nuclear Dissociation in Ultra-Peripheral Heavy Ion Collision
 Phys. Rev. C70 (2004) 031902(R)
- J. Adams, R. Stock et al.
Pseudorapidity Asymmetry and Centrality Dependence of Charged Hadron Spectra in d+Au Collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 200$ GeV
 Phys. Rev. C70 (2004) 064907
- Reinhard Stock
Relativistic nucleus-nucleus collisions: from the BEVALAC to RHIC
 J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30, (2004) 633
- J. Adams, R. Stock et al.
 ρ -0 Production and Possible Modification in Au+Au and p+p Collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 200$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 092301
- J. Adams, R. Stock et al.
Azimuthal Anisotropy in Au+Au Collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 200$ GeV
 Phys. Rev. C72 (2005) 014904
- A.A.P. Suaide, R. Stock et al.
Charm Production in the STAR Experiment at RHIC
 Eur. Phys. C43:193-200 (2005)
- J. Adams, R. Stock et al.
Distributions of Charged Hadrons Associated with High Transverse Momentum Particles in pp and Au+Au Collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 200$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 152301
- J. Adams, R. Stock et al.
Event by Event mean-pT fluctuations in Au-Au collisions at $\sqrt{\langle SNN \rangle} = 130$ GeV
 Phys. Rev. C71 (2005) 064906
- J. Adams, R. Stock et al.
Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions
 Nucl. Phys. A757 (2005)
- J. Adams, R. Stock et al.
Incident Energy Dependence of pT Correlations at RHIC
 Phys. Rev. C72 (2005)

J. Adams, R. Stock et al.
**K(892)* Resonance Production in Au+Au and p+p Collisions
at $\sqrt{(SNN)} = 200$ at STAR**
Phys. Rev. C71 (2005) 064902

J. Adams, R. Stock et al.
**Multi-strange baryon elliptic flow in Au+Au collisions
at $\sqrt{(SNN)} = 200$ GeV**
Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 122301

M. Calderon de la Barca Sanchez, R. Stock et al.
Open charm Production from d+Au collisions in STAR
Eur. Phys. J. C 43:187-192 (2005)

J. Adams, R. Stock et al.
**Open charm yields in d+Au collisions at
 $\sqrt{(SNN)} = 200$ GeV**
Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 062301

J. Adams, R. Stock et al.
**Phi meson production in Au+Au and p+p collisions at
 $\sqrt{(SNN)} = 200$ GeV**
Phys. Lett. B612 (2005) 181

J. Adams, R. Stock et al.
**Pion Interferometry in Au+Au collisions at
 $\sqrt{(SNN)} = 200$ GeV**
Phys. Rev. C71 (2005) 044906

J. Adams, R. Stock et al.
**Pion, kaon, proton and anti-proton transverse momentum
distributions from p+p and d+Au collisions at $\sqrt{(SNN)} = 200$
GeV**
Phys. Lett. B616 (2005)

C.A. Gagliardi, R. Stock et al.
Recent High P(T) Results from STAR
Eur. Phys. J. C43: 263-270 (2005)

A.H. Tang, R. Stock et al.
Strangelet Search at RHIC
J. Phys. G31:S1187-S1190 (2005)

DISSERTATIONEN

- Berger, Jens** (2004)
Anti-Proton to Proton Ratio in Au+Au Collisions at STAR
- Bramm, Roland** (2005)
Characterisation of the Alice TPC Read Out Chip
- Czasch, Achim** (2004)
Angeregte Zustände von Helium Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen der Elektronenemission
- Hattaß, Mirko** (2004)
Koinzidenz-Spektroskopie an Oberflächen: Zwei-Elektronen-Photoemission von Cu (111)
- Jahnke, Till** (2005)
Experimentelle Untersuchung eines neuartigen, interatomaren Abregungsmechanismus
- Knapp, Alexandra** (2005)
Photodoppelionisation von Helium Dynamik von zweielektronenprozessen bei Absorption von linear und zirkular polarisierten Photonen
- Kraus, Ingrid** (2004)
Hyperonenproduktion in C+C und Si+Si Kollisionen bei 158 GeV pro Nukleon T
- Loizides, Constantin** (2005)
Jet physics in ALICE
- Markert, Jochen** (2005)
Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes
- Orsic-Muthig, Andreas** (2004)
Zustandsselektive Untersuchung der Elektroneneinfangprozesse in hochgeladene Uranionen durch Nachweis der charakteristischen Projektilstrahlung
- Rudolphi, Mario** (2005)
Untersuchungen zur Phasenbildung der Kristallisation auf der Konode SiC Si₃N₄ unter Verwendung von Ionenimplantation und magnetronspütern
- Staudte, Andre´** (2005)
Subfemtosecond Electron Dynamics of H₂ in Strong Fields or the quest for the Molecular Clock
- Ploskon, Mateusz Andrzej** (2005)
Azimuthal angular distributions of K⁺ and K⁻ mesons from Au+Au collisions at a kinetic beam energy of 1.5 AGeV
- Wagner, Boris** (2004)
Dreidimensionale Rekonstruktion medizinisch relevanter Geometrien aus planaren Aufnahmen einer digitalen stereoskopischen Röntgenkamera
- Weckenbrock, Matthias** (2004)
Mehrelektronenprozesse in starken Laserfeldern
- Wüstenfeld, Jörn** (2005)
Auslese und Qualitätskontrolle der HADES-Driftkammern

DIPLOMARBEITEN

- Cole, Kyra** (2005)
Effects of the Correlation between the 4s and the Photoelectron on the charge state distribution of potassium after inner shell Excitation
- Fieß, Joachim** (2004)
Test und Optimierung der ALICE-TPC Ausleseammern
- Kliemant, Michael**
Kaonen- Produktion in C+C und Si+Si Kollisionen bei 40A und 158A GeV
- Kniese, Stefan**
Energieabhängigkeit von π - π - Bose-Einstein-Korrelationen in zentralen Schwerionenkollisionen gemessen am Experiment NA49
- Kreidi, Katharina**
Photodoppelionisation von H₂-Eine Analogie zum Doppelspalt
- Mitrovski, Michael** (2004)
Omega und Anti-Omega in ultrarelativistischen Blei-Blei-Kollisionen bei 40 A GeV
- Neumann, Nadine** (2005)
K-Schalen Photoanregung und Ionisation von Kaliumionen
- Odenweller, Matthias** (2005)
Erzeugung negativer Ionen mit einer Mikrostruktur Ionenquelle
- Richard, Agnes** (2004)
 Λ und $\bar{\Lambda}$ Produktion in zentralen Blei-Blei-Kollisionen bei 20 und 30 A GeV am CERN-SPS
- Smolarski, Mathias** (2004)
Ionisation von N₂ und O₂ in starken Laserfeldern
- Titze, Jasmin** (2004)
Untersuchung des Elektronentransfers in p-D₂-Stößen - Der Doppelspaltversuch mit einem diatomaren Molekül
- Trummel, Martin** (2004)
Molekulare Orientierungen beim Elektroneneinfang von HeH⁺-Molekül. Verwendung eines modifizierten Delay-Line-Detektors mit segmentierter Anode zur besseren Multi-Hit-Rekonstruktion
- Ulrich, Birte** (2005)
Pump-Probe Experimente zur Ionisation von diatomaren Molekülen - H₂, D₂, O₂, N₂ in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen
- Stefan Voss** (2004)
Orientierungseffekte bei der Doppelionisation von kleinen Molekülen-H₂, N₂, O₂ in ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen
- Wimmer, Christine** (2004)
Ein Molekül-Atom-Stoß als Doppelspaltexperiment
- Wiechula, Jens** (2004)
Präzisionsmessung der Elektronen-Driftgeschwindigkeit in Ne/CO₂

Prof. Dr. Harald Appelshäuser

4.-9. März 2005, DPG Frühjahrstagung Berlin
 5.-8. Juni 2005, ECT workshop: Electromagnetic Probes of Hot and Dense Matter, Trento, Italy
 3.-9. August 2005: Quark Matter 2005, Budapest, Hungary
 24.-28. September 2005, Workshop on TRD Detectors, Cheile Gradistei/Romania
 3.-5. Oktober 2005, VI-SIM Workshop on Correlations and Fluctuations, Bad Liebenzell

Prof. Christoph Blume

November 2004, State University of New York (SUNY), Stony Brook, NY, USA
 2. 22. Oktober 2004, Seminar Vortrag am IReS, Straßburg, Frankreich,
 September 2004, Kapstadt, Südafrika, C. Blume, „Review of Results from the NA49 Collaboration“.
 4. Juli 2004, Taos, Neu Mexiko, USA
 5. April 2004, Eingeladener Vortrag auf dem Workshop „Tracing the Onset of Deconfinement in Nucleus-Nucleus Collisions“, ECT*, Trento, Italien, C. Blume, „Light Ion Program at the CERN SPS“.
 6. März 2004, Vortrag auf dem „20th Winter Workshop on Nuclear Dynamics“, Trelawny Beach, Jamaika, C. Blume, „Energy Dependence of Hadronic Observables in Central Pb+Pb Reactions at the CERN SPS“.
 3.-5. 10. 2005, Organisation des Workshops: „1st International Workshop of the Virtual Institute of Strongly Interacting Matter VI-SIM on Correlations and Fluctuations“, Bad Liebenzell

Prof. R. Dörner

Januar 2004: MIPPKS Kolloquium: Eingeladener Vortrag
 Juli 2004: VUV Australien: Plenarvortrag
 August 2004: Few Body Physic: Niederlande Plenarvortrag
 Dezember 2004 : Physik Kolloquium Rostock: Vortrag
 Januar 2005: Attosecond Physics: Oesterreich Eingeladener Vortrag
 März 2005 DFG Frühjahrstagung: Plenarvortrag
 Mai 2005: DAMOP, Lincoln, USA, Eingeladener Vortrag
 Juli 2005: EPS Meeting Bern Plenarvortrag
 Juli: IWP, Brasilien: Eingeladener Vortrag
 August 2005: Laser-Matter Interaction Dresden: Eingeladener Vortrag
 Oktober 2005, ICOMP, Kanada: Eingeladener Vortrag

Lutz Foucar

August 2004, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, USA
 August 2005, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, USA
 November/Dezember 2005, DESY, Hamburg

Tilo Havermeier

Januar -August 2005 Forschungsaufenthalt am Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, USA

Manuel Käsz

26. April -02. Mai. 2004 , Univ. Milano, Bicocca, Italien
 Januar/Februar/April/Juni/July/August 2004 , Experimente MPI für Strömungsforschung, Göttingen
 11. Sep. -17. Sep. 2005 , Univ. Milano, Bicocca, Italien

Katharina Kreidi

März 2005 Strahlzeit Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, USA

Till Jahnke

1. März 2004 bis 1. April 2004 Strahlzeit, LBNL ALS, Berkeley, USA
 1. März.05 bis 1. April.2005 Strahlzeit, LBNL ALS, Berkeley, USA
 27. Juli bis 15. August 2005 Strahlzeit, LBNL ALS, Berkeley, USA

Dr. Jochen Markert

3. - 8. März 2005, DPG Tagung Berlin

Moritz Meckel

Oktober 2004 bis Oktober 2005: Forschungsaufenthalt am National Research Council of Canada, Ottawa

Dr. Christian Müntz

März 2004 VCI Wien
 Oktober 2004 IEEE Rome Nuclear Science Symposium
 März 2004 DPG Frühjahrstagung Köln
 März 2005 DPG Frühjahrstagung Berlin
 Juni 2005 10th European Symposium on Semiconductor Detectors Wildbad Kreuth

Nadine Neumann

März - August 2004, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, USA
3. - 8. März 2005, DPG Tagung Berlin

Ralf Nörenberg

Februar 2005, EAS-Tagung, Riezlern, Österreich
3. - 8. März 2005, DPG Tagung Berlin

Matthias Odenweller

März 2004, DPG Frühjahrstagung, München
27. Juli - 16. August 2005, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, USA

Ivonne C. Pachmayer

März 2004, DPG Frühjahrstagung, Köln
Juni 2004 International School of Physics „Enrico Fermi“ Course CLVIII Hadron Physics. Wo war das ?????
Dezember 2004, Institut Physique Nucléaire Orsay, Frankreich

Prof. Dr. Klaus Peters

4.-9.März 2005, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2005, Berlin, 4.-9.3.
17.-21. Mai 2005, Low Energy Antiproton Physics 2005, Bonn
30.-31.Mai 2005, HIF 2005, Elba, Italien
11.-17. Juli 2005, Resonances in QCD, Trento, Italien
25.-29. Juli 2005, Hadron Physics at COSY 2005, Bad Honnef
22.-26. August 2005, Hadron 2005, Rio de Janeiro, Brasilien
26.-30. September 2005, Third Sandanski Coordination Meeting on Nuclear Science, Albena, Bulgarien
24.-28. Oktober 2005, PANIC 2005, Santa Fe, USA

Prof. Dr. Friedel Rauch

20.-24. Sept. 2004, 8th European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology, Paris, Frankreich
26. Juni – 1. July, 2005, XVII Int. Conference on Ion Beam Analysis, Sevilla, Spanien

Markus Schöffler

April 2004, ETH, Zürich, Schweiz - Experimentaufbau
Juni 2004, AIST & IMS, Tsukuba und Okazaki, Japan - Experimentaufbau
Juli 2004, NRC, Ottawa, Kanada - Experimentdurchführung
August 2004, ALS, Berkeley, USA - Experimentdurchführung
März 2005, TU Wien, Österreich - Experimentdurchführung
April 2005, CAB, Bariloche, Argentinien – Experimentaufbau
Juli 2005, ICPEAC XXIV, Rosario, Argentinien - Konferenzteilnahme
Dezember 2005, FEL, Hamburg, Deutschland - Experimentdurchführung

Sven Schössler

März 2004 DPG-Frühjahrstagung München
Juli 2004 Experiment am Steacie Institute for Molecular Sciences, National Research Council of Canada, Ottawa, Kanada
März 2005 DPG-Frühjahrstagung Berlin
August 2005 Experiment an der Advanced Light Source (ALS), Lawrence Berkeley, USA
National Laboratory, Berkeley, USA

Dr. Lothar Schmidt

4-8 July 2005, X05: 20th International Conference X-ray and Inner-Shell Processes, University of Melbourne, Australien

Prof. Dr. Horst Schmidt-Böcking

13.4.- 19.4. 2004, LBNL Berkeley USA
19.7.- 30.7. 2004, Australian Natl. University Canberra, Australia
7.8.- 16.8.2004, Academia Sinica, Lanzhou, China
4.12.-10.12. 2004, UIC, Chicago, USA
12.3.-18.3.2005, RIKEN, Tokyo, Japan
28.5.- 4.6.2005 Weizmann Institut Rehovot/Israel
28.6.-2-7.2005 St.Petersburg University, St.Petersburg, Rußland
19.7.-31.7.2005 University of Rosario, Rosario, Argentinien
22.8.- 27.8.2005, RIKEN, Tokyo
5.11.-10.11.2005, Hashemite University, Amman, Jordanien

Mathias Smolarski

April.2005, DPG Tagung Berlin
09.01.-15.01 HIFAT 2005 Obergurgl, Deutschland
02.05-03.05, 31.5-02.06, 28.06-30.06, 04.12-09.12 Forschungsaufenthalte ETH Zürich, Schweiz

Dr. Kurt Stiebing

12.Sept. – 16.Sept. 2005, International Conference on Ion Sources (ICIS05),Caen, Frankreich

Prof. Dr. Joachim Stroth DATUM

Frühjahrstagung Berlin
Semiconductor Detectors, Wildbad Kreuth
QM 2005, Budapest, Ungarn
VI-Meeting Liebenzell

Prof. Dr. Herbert Ströbele

24.8. - 26.August 2004 Nucl/ Phys. Conference der Eur. Physik. Gesellschaft, Prag, Tschechien
13.6. - 18. Juni 2004 Gordon Research Conference, New Hampshire, USA
14.2. - 19. Februar 2005 „Winter Workshop on Nuclear Dynamics“, Breckenridge, USA
04.8. - 09. August 2005 Quark Matter 2005 Conference, Budapest, Hungary.

Jasmin Titze

März 2004, DPG-Frühjahrstagung, München
August 2004, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, USA
3. März - 8. März 2005, DPG Tagung, Berlin

Birte Ulrich

Januar 2004-Dezember 2004: J. R. Macdonald Laboratory, Physics Department, Kansas State University, USA
Forschungsaufenthalt

Stefan Voss

April 2003 – März 2004 J.R. Macdonald Laboratory, Kansas State University (KSU), Manhattan, Kansas, USA
November 2004 – Februar 2005, University of Illinois at Chicago (UIC), Chicago, Illinois, USA
April 2005 – November 2005, University of Illinois at Chicago (UIC), Chicago, Illinois, USA
Juli, August 2005 Strahlzeit am Synchrotron Berkeley Kalifornien (ALS)

Robert Wallauer

Januar 2005 - Oktober 2005 Instituto Pluridisciplinar, Universidad Complutense, Madrid, Spanien

Dr. Thorsten Weber

15.6.2003 bis 15.6.2005, Postoc als Feodor-Lynen-Stipendiat der Alexander von Humboldt Stiftung am Lawrence Berkeley National Laboratory (Chemical Science Division)
in Zusammenarbeit mit: Humboldt-Professor: Prof. Dr. Lew Cocke, KSU-Manhattan, Kansas, USA
Lawrence Berkeley National Lab, Chemical Science Division, Berkeley/USA
XXIV ICPEAC, Rosario (Argentinien), 20 - 26 Juli 2005
27 Juli - 20 August 2005, COLTRIMS-Experiment, Light Source des LBNL, Berkeley, USA

KONFERENZBEITRÄGE UND VORTRÄGE

7. - 19. Februar 2004, Relativistic Nuclear Matter, Seminar, Darmstadt

Prof. C. Blume

Recent Fluctuation Measurements in Heavy Ion Collisions Vortrag

16. - 21. Februar 2004, VCI (Vienna Conference on Instrumentation, Wien, Österreich)

Dr. Christian Müntz

The HADES Tracking System

Februar 2004, EAS-Tagung, Riezlern, Österreich

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

Transferionisation in schnellen Ion-Atom-Stößen Vortrag

März 2004, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG), München

L. Foucar, M.H.Prior, M.Schöffler, L.Schmidt, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, A. Landers, T. Osipov, E.P.Benis, C.L.Cocke

Fragment Distributions from the Photoionisation and Dissociation of H₂ and D₂ Molecules

T Jahnke, L. Foucar, J. Titze, R. Wallauer, T. Osipov, E. Benis, A. Alnaser, O. Jagutzki, W. Arnold, C. L. Cocke, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

KER-selektive Auger-Elektronenemission von raumfestem N₂

T. Jahnke, A. Czasch, M. Schöffler, S. Schößler, A. Knapp, M. Kász, J. Titze, C. Wimmer, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, U. Hergenhanh, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

Direct Experimental Observation of Interatomic-Coulombic-Decay of Neon Dimers

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

Transferionisation in langsamen und schnellen Ion-Atom-Stößen

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

Mechanismen der Transferionisation in He²⁺ - He-Stößen von 40 bis 630 keV/u

J. Titze

Elektroneneinfang in Protonen aus D₂ - Molekülen

März 2004 Atomic Physics Seminar, Kansas State University, USA

S. Voss

COLTRIMS studies of diatomic molecule double-ionization alignment dependence in intense Laser fields

6. März 2004, 20th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Trelawny Beach, Jamaika

Prof. C. Blume

Energy Dependence of Hadronic Observables in Central Pb+Pb Reactions at the CERN SPS Vortrag

5. April 2004, Workshop „Tracing the Onset of Deconfinement in Nucleus-Nucleus Collisions“, ECT*, Trento, Italien

Prof. C. Blume

Light Ion Program at the CERN SPS Vortrag

4. April, 2005, Stefan-Meyer Institut für subatomare Physik, Wien, Österreich

Prof. Peters

Charm Spectroscopy in B-factories

30. April 2004, Univ. Milano / Bicocca, Italien

M. Kász

Expansions of Solid Helium-4 into a vacuum: Search for the Supersolid Phase of Solid Helium-4

26. - 29. Mai 2004 DAMOP Tucson, Arizona, USA

S.Voss, A.S. Alnaser, X.M. Tong, T. Osipov, C.M. Maharjan, P. Ranitovic, B. Ulrich, C.D. Lin and C.L. Cocke

Double ionization of N₂ and O₂ in intense laser field

16. - 21. Mai 2004, Les Embiez, France, 6th International Symposium on High Temperature Corrosion and Protection of Materials

H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann and K. Bethge

The Quantitative Role of Surface Doped Fluorine for the Improvement of Oxidation Resistance of TiAl in Air

Juni 2004 Hereaus Seminar, Bad Honnef

T. Jahnke

Vortrag Electrons from Fixed-In-Space Clusters: Interatomic Coulombic Decay

4. Juli 2004, Hot Quarks Workshop, Taos, Neu Mexiko, USA

Prof. C. Blume

Energy Dependence of Hadronic Observables” Vortrag

Juli 2004 EPIIRT, Louvain-La-Neuve, Belgien

T. Jahnke, A. Czasch, M. Schöffler, S. Schößler, A. Knapp, M. Käs, J. Titze, C. Wimmer, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, U. Hergenhanh, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

Vortrag Interatomic Coulombic Decay in fixed-in-space Neon Dimers

July 2004 VUVSat, Melbourne, Australien

T. Jahnke

Electrons from Fixed-In-Space Molecules and Clusters

6. -10. Juli 2004, ECAMP 8, Rennes, France

L. Foucar, M.H. Prior, M. Schöffler, L. Schmidt, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, A. Landers, T. Osipov, E.P. Benis, C.L. Cocke,

Fragment Distributions from the Photoionisation and Dissociation of aligned H₂ and D₂ Molecules

Markus S. Schöffler, L. Ph. H. Schmidt, F. Afaneh, Ch. Wimmer, J. Titze, K. E. Stiebing, R. Dörner and H. Schmidt-Böcking; **Dissociative electron transfer to H₂⁺ molecules** (Vortrag)

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

Transfer ionization in fast ion-atom-collisions - a fingerprint of helium's groundstate wave function

22. Aug. 2005, Internationalen Konferenz „Hadron 2005“, Rio de Janeiro, Brasilien

Prof. K. Peters

FAIR: The future project at GSI

29. Aug–2. Sep. 2004, 10 th International Conference on Desorption, Saint-Petersburg Hotel and Convention Centre, Saint-Petersburg, Russia

J. A M Pereira, R. Neugebauer, Th. Jalowy, E. F da Silveira, K.-O. Groeneveld

Strong Temperature Dependent Secondary Ion Emission From LiF

August, 2004 VUV14, Cairns, Australien

T. Jahnke, A. Czasch, M. Schöffler, S. Schößler, A. Knapp, M. Käs, J. Titze, C. Wimmer, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, U. Hergenhanh, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner

Experimental Observation of Interatomic Coulombic Decay in Neon Dimers

T. Jahnke, L. Foucar, J. Titze, R. Wallauer, T. Osipov, E. P. Benis, A. Alnaser, O. Jagutzki, W. Arnold, S. K. Semenov, N. A. Cherepkov, L. Schmidt, A. Czasch, A. Staudte, M. Schöffler, M. H. Prior, C. L. Cocke,

H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

Vibrationally Resolved K-Shell Ionization of Fixed-In-Space CO-Molecules With Circularly Polarized Light

T. Jahnke, N.A. Cherepkov, S.K. Semenov, and R. Dörner

Complete Photoionization Experiment for the C K-Shell of the CO Molecule

3. September 2004, 8. Konferenz über „Strangeness in Quark Matter“, Kapstadt, Südafrika

Prof. C. Blume

Review of Results from the NA49 Collaboration, Vortrag

September 20-24, 2004, Paris, France, 8th European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology ECAART 8

H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge

Application of Ion Beam Analysis for the Control of the Improvement of the Oxidation Resistance of TiAl at 900°C in Air by Fluorine Ion Implantation and HF-Treatment

2. 22. Oktober 2004, Seminar IReS, Straßburg, Frankreich

Prof. C. Blume

Energy Dependence of Hadronic Observables Vortrag

1. 17. November 2004, Workshop „Exploring the Phase Diagram of Strongly Interacting Matter“

State University of New York (SUNY), Stony Brook, NY, USA

Prof. C. Blume

Recent Results from the SPS Vortrag

16.-22. Januar 2005: XXXIII. International Workshop: Probing QCD with High Energy Nuclear Collisions, Hirscheegg/Austria

Prof. H. Appelshäuser

Dilepton Production at SPS

18. Januar 2005, Universität Kassel, Arbeitsgruppenseminar Theoretische Physik

Dr. L. Schmidt:

Untersuchung von Mehrelektronensystemen in zeitabhängigen Coulomb-Feldern mit COLTRIMS

9.- 15. Januar.2005, HIFAT 2005 Obergurgl

M. Smolarski, A. Staudte, A. Becker, D. Zeidler, S. Kammer, M. Weckenbrock, V. R. Bhardwaj, D. M. Rayner, D. M. Villeneuve, P. B. Corkum, H. Schmidt-Boecking, R. Doerner

Ionisation of N₂ and O₂ in strong laser fields

18. Januar 2005, Universität Kassel, Arbeitsgruppenseminar Theoretische Physik

Dr. L. Schmidt

Untersuchung von Mehrelektronensystemen in zeitabhängigen Coulomb-Feldern mit COLTRIMS Vortrag

Februar 2005, Kolkata, Indien, Physics and Astrophysics of the QGP

Prof. J. Stroth

Probing Dense Baryonic Matter with Time-like Photons

Februar 2005, Bhubaneswar, Indien, Topical Kolloquium CBM

Prof. J. Stroth

Probing Dense Baryonic Matter with Time-like Photons

31. Januar - 4. Februar 2005, 26. EAS-Tagung, Riezlern

T. Jahnke, A. Czasch, M. Schöffler, S. Schößler, A. Knapp, M. Käsz, J. Titze, C. Wimmer, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, U. Hergenhanh, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner

Mechanisms of Doubleionization of Small Clusters

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

Photodoppelionisation von H₂ bei hohen Energien

N. Neumann

K-Schalen Photoionisation von mit Femtosekunden Laser angeregten Kaliumatomen

3. - 10. März. 2005, 69. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG), Berlin

Prof. C. Blume

Exploring the QCD Phase Diagram Vortrag

L.Foucar, M.H.Prior, M.Schöffler, L.Schmidt, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, A.Landers,T. Osipov, E.P. Benis, C.L.Cocke

Ionisation und Anregung von Wasserstoff- und Deuteriummolekülen mit Synchrotronstrahlung

T. Jahnke, A. Czasch, M. Schöffler, S. Schößler, A. Knapp, M. Käsz, J. Titze, C. Wimmer, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, U. Hergenhanh, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner

Interatomic Coulombic Decay in fixed-in-space Neon Dimers eingeladenener Hauptvortrag

T. Jahnke, A. Czasch, M. Schöffler, S. Schößler, A. Knapp, M. Käsz, J. Titze, C. Wimmer, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, U. Hergenhanh, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner

Experimental Observation of Interatomic-Coulombic-Decay in Ne₂ Poster

T. Jahnke, A. Czasch, M. Schöffler, S. Schößler, A. Knapp, M. Käsz, J. Titze, C. Wimmer, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, U. Hergenhanh, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

Mechanisms of Doubleionization of Small Clusters Poster

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

Photodoppelionisation von H₂ bei hohen Energien

Y. C. Pachmayer

Performance of the HADES Tracking System in Experiment and Simulation

J. Titze

Elektroneneinfang in Protonen aus D₂ - Molekülen Poster

S.Voss, A.S. Alnaser, X. M. Tong, T.Osipov, B.Ulrich, C.D.Lin, H.Schmidt-Boecking, R.Doerner, C.L.Cocke

Double ionization of N₂ and O₂ in intense laser field

4. März 2005, XXXXth Recontres de Moriond Konferenz, „QCD and High Energy Hadronic Interactions“, La Thuile, Italien

Prof. C. Blume

Recent Results from NA49 Vortrag

30. März – 3. April 2005, 2nd International Workshop on the Critical Point and Onset of Deconfinement, Bergen, Norway

Prof. H. Appelshäuser

New Results from CERES, Vortrag

April 2005, FWKH Seminar, Forschungszentrum Rossendorf, Dresden

J. Wüstenfeld

Auslese und Qualitätskontrolle der HADES Driftkammern

3. April 2005, „2nd International Workshop on the Critical Point and Onset of Deconfinement“, Bergen, Norwegen

Prof. C. Blume

Energy Dependence of Soft Hadron Production Vortrag

5. April 2005, University of New South Wales, School of Materials Science and Engineering, Sydney, Australien

H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge

Application of Ion Beam Analysis for the Study of the Fluorine Effect to improve the Oxidation Resistance of TiAl at 900°C in Air

13. April 2005, INFN, Ferrara, Italien

Prof. K. Peters

QCD at FAIR: The future project at GSI

26. April 2005, Melbourne University, School of Physics, Centre of Excellence for Quantum

Computer Technology and Microanalytical Research Centre, Melbourne, Australia

H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann and K. Bethge

Ion Beam Analysis in High Temperature Materials Research

29. April 2005, IHEP, Beijing, China

Prof. K. Peters

Introduction to the hadron physics program at GSI

13. Mai 2005: Perspektivseminar Hadronen und Kerne, Bad Honnef

Prof. H. Appelshäuser

Technologische Innovationen, Vortrag

19. Mai 2005, Internationalen Tagung LEAP2005 (VIIIth Biannual Low Energy Antiproton Physics Conference), Bonn

Prof. Peters

FAIR: the future project at GSI

Mai 2005 Debrecen, Ungarn, Nuclear Physics in Astrophysics

Prof. J. Stroth

The future FAIR facility

29. Mai 2005, GSI Physics Program, Vortrag auf dem internationalen Workshop „HIF 2005“, Elba, Italien

Prof. K. Peters

27. -31. Mai 2005, Sixth International Conference on Swift Heavy Ions in Matter, Aschaffenburg

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

Secondary Ion Emission Dynamics Model: A Tool for Nuclear Track Analysis

P. Iza, L. S. Farenzena, E.F. da Silveira and K.O. Groeneveld

Secondary Ion Emission Dynamics Model: A Tool for Surface and Bulk Analysis

26. Juni – 1. July, 2005, XVII Int. Conference on Ion Beam Analysis, Sevilla, Spanien

O. Dersch, F. Rauch

Age determination of archaeological quartz artifacts using H profiling by NRA

29. Juni 2005, Physikalisches Kolloquium Frankfurt/M

Prof. H. Appelshäuser

Der Urknall im Labor, Antrittsvorlesung

2. Juli 2005, Vortrag auf der EPS-HEP 2005 Konferenz, Lissabon, Portugal

Prof. C. Blume

Recent Results from the NA49 Experiment Vortrag

Prof. Dr. J. Stroth

Recent results of HADES

4. - 8. July 2005, 20th International Conference X-ray and Inner-Shell Processes, The University of Melbourne, Victoria 3010, Australien

Dr. Lothar Schmidt, Eingeladener Vortrag:

Interference effects in molecular hydrogen

12. Juli 2005, ECT* Workshop, Trento, Italien

Prof. K. Peters

Experimental Status of QCD Exotics Resonances in QCD

Juli 2005, (e, 2e) and related Topics, Buenos Aires, Argentinien

M. S. Schöffler, J. Titze, T. Jahnke, L. Ph..H. Schmidt, V. Mergel, O. Jagutzki, A. Czasch, Th. Weber, E. Weigold, C. Whelan, A. Godunov, J. Walters, C. L. Cocke, H. Schmidt-Böcking and R. Dörner

Transfer ionization in fast p-He-collisions – revealing the non-s² contributions in He ground state

20.-26.Juli 2005 ICPEAC XXIV, Rosaria, Argentinien

T. Jahnke, A. Czasch, M. Schöffler, S. Schößler, A. Knapp, M. Käs, J. Titze, C. Wimmer, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, U. Hergenhan, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

Experimental Observation of Interatomic Coulombic Decay in Neon Dimers eingeladenener Vortrag

Thorsten Weber, Reinhard Dörner, Achim Czasch, Ottmar Jagutzki, Horst Schmidt-Böcking, Alkis Müller, Volker Mergel, Mike Prior, Timur Osipov, Sebastian Daveau, Eli Rotenberg, George Meigs, Lew Cocke, Allen Landers, Anatoli Kheifets, Jim Feagin, Ricardo Diez Muino

Photo Double Ionization of Fixed in Space Deuterium Molecules Eingeladener Vortrag

25. Juli 2005, 2. internationalen Workshop „Hadron Physics at COSY“, Bad Honnef

Prof. K. Peters

Exotics at LEAR

September 2005, Piaski, Polen, Collaboration Meeting of the CBM Experiment at FAIR

Prof. J. Stroth

STS concepts

31. July -05. August, 2005, Gordon Conference on Quantum Control Of Light And Matter Waterville, ME, USA

M. Meckel, D. Zeidler, A. Staudte, D. M. Villeneuve, P. B. Corkumb, R. Dörner

Photoelectron Emission From Aligned O₂ Molecules

5. - 8. September 2005, European Congress on Advanced Materials and Processes (EUROMAT 2005), Prague, Tschechien

H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann and K. Bethge

The time behaviour of surface applied fluorine inducing the formation of an alumina scale on γ -TiAl during oxidation at 900°C in air

4.-9. August 2005, VIII 2005 Budapest, Hungary, Quark Matter 2005

M. Ploskon and H. Appelshäuser,

Two-Particle azimuthal correlations at high transverse momentum in Pb+Au at 158 AGeV/c

M. Smolarski, A. Staudte, A. Becker, D. Zeidler, S. Kammer, M. Weckenbrock, V. R. Bhardwaj, D. M. Rayner, D. M. Villeneuve, P. B. Corkum, H. Schmidt-Boecking, R. Doerner,

Ionisation of N₂ and O₂ in strong laser fields

S.Voss, A.S. Alnaser, X.M.Tong, T.Osipov, B.Ulrich, C.D.Lin, H.Schmidt-Boecking, R.Doerner and C.L.Cocke

Double ionization of N₂ and O₂ in intense laser field

ICIS 2005, Sept. 2005, Caen, Frankreich

L. Schachter, S. Dobrescu, K. E. Stiebing

Improved Ion Extraction from an Electron Cyclotron Resonance Ion Source by a Metal-Dielectric Extraction Electrode

Konferenzbeitrag h wird veröffentlicht in Rev. Sci. Instr.

16. September, 2005, Univ. Milano/Bicocca, Italien

M. Kász

A Study of the Supersolid phase of Helium-4 by Means of Vacuum Expansion

30. Sept. 2005, „Third Sandanski Coordination Meeting on Nuclear Science“, Albena, Bulgarien

Prof. K. Peters

Hadron Physics Program @ FAIR

7. Okt. 2005, SUPA Launch Event, Glasgow, UK

Prof. K. Peters

The FAIR Project at GSI Vortrag

31. Okt. 2005, Physikalisches Kolloquium, Bochum

Prof. K. Peters

Hadronenspektroskopie: Ein Streifzug von Gestern bis Übermorgen

2. Nov. 2005, Physikalisches Kolloquium, Frankfurt/M

Prof. K. Peters

Hadronenspektroskopie: Ein Streifzug von Gestern bis Übermorgen

November 2005, Jahrestreffen der Niederländischen Physikalischen Vereinigung, Lunteren, Niederlanden

Prof. J. Stroth

Physics Opportunities at the Future Accelerator Facility Fair

1. 15. November 2005, SPSC Meeting, CERN, Genf, Schweiz

C. Blume

NA49 Status Report on Nucleus Nucleus Collisions Vortrag

16. November 2005, Bothe-Kolloquium, MPI-Heidelberg

Th. Weber, R. Dörner, A. Czasch, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, T. Jahnke, K. Kreidi, T. Osipov, A. Landers, S. Daveau, E. Rotenberg, G. Meigs, L. Cocke, A. Landers, A. Kheifets, J. Feagin, R. Diez Muino

Emission of an Electron pair from single and two center Coulomb-potentials induced by Photoabsorption: Photo Double Ionization of fixed in Space Hydrogen Molecules Vortrag

Darmstadt, 15. Nov. 2005, GSI Kolloquium

Prof. K. Peters

Facets of Hadron Spectroscopy

28. November 2005, Justus-Liebig Universität Giessen, Kolloquium des Fachbereichs Physik

Th. Weber, M. Weckenbrock, A. Staudte, R. Dörner, A. Czasch, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, H. Giessen, T. Osipov, A. Landers, S. Daveau, E. Rotenberg, G. Meigs, L. Cocke, A. Landers, A. Kheifets, J. Feagin, R. Diez Muino

Untersuchung der Vielteilchendynamik einfacher Atome und Moleküle durch Einzel- und Multiphotonenabsorption: Photo Double Ionization with Synchrotron Radiation and Short Laser Pulses

12. Dezember 2005 MPI-Heidelberg

T. Jahnke, A. Czasch, M. Schöffler, S. Schößler, A. Knapp, M. Kász, J. Titze, C. Wimmer, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, U. Hergenhan, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner

Mechanisms of Multiple-site Double Ionization of Neon Dimers Seminarvortrag

Dr. Vladimir Alexandrov, JINR, Dubna (Moskau), Russland

8.01.2004 – 19.1.2004, 19.8.2004 – 31.8.2004, 3.10.2005- 31.10.2005

Prof. Enio DaSilveira, Pontifica Universidade Catolica, Rio de Janeiro, Brasilien, Juni 2004, Mai 2005

Yurii Demkov, State University, Stary Petershof, St. Petersburg, Russland, November 2005

Dr. Serban Dobrescu. NIPNE-HH, Bukarest, Rumänien, 1.5.2004 – 31.5.2004, 1.8.2005 – 31.08.2005

Brandon Jordan-Thaden, University of Nebraska/USA, 9 - 14.10. 2005

Alexej Kayukov, JINR, Dubna (Moskau), Russland, 16.2.2004 – 12.3.2004, 7.6.2004 – 30.6.2004

Prof. Jaoa Pereira, Univerität Sao Paulo, Brasilien Juni 2004

Alexandr Philppov, JINR, Dubna (Moskau), Russland, 19.8.2004 – 31.08.2004

Dr. Leo Schächter . NIPNE-HH, Bukarest, Rumänien, 1.5.2004 – 31.5.2004, 1.8.2005 – 31.8.2005

Dr. Oleg Strekalovsky, JINR, Dubna (Moskau), Russland, 19.8.2004 – 31.8.2004

Prof. Dr. Grigori Shirkov, JINR, Dubna (Moskau), Russland, 7.10.2004 – 30.10.2004

Hermine Woehri, IST, Lissabon, Portugal 2. - 25 11.2005

ALICE

Armenia, Yerevan, Yerevan Physics Institute
 China, Beijing, Institute of Atomic Energy
 China, Wuhan, Hua-Zhong Normal University, Inst. of Particle Physics
 China, Wuhan, Hua-Zhong University of Science and Technology, Electronics and Information Eng.
 Croatia, Split, Technical University FESB
 Croatia, Zagreb, Ruder Boskovic Institute
 Cuba, La Habana, Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear, CEADEN
 Czech Republic, Praha, Academy of Sciences of the Czech Republic, Institute of Physics
 Czech Republic, Praha, Czech Technical University of Prague CTU
 Czech Republic, Rez, Academy of Sciences of the Czech Republic, Nuclear Physics Institute
 Denmark, Copenhagen, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen
 Finland, Jyväskylä, University of Jyväskylä, Department of Physics and Helsinki Institute of Physics
 France, Aubiére, Université Blaise Pascal (Clermont-Ferrand II), IN2P3-CNRS, Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC)
 France, Gif-sur-Yvette, DAPNIA CEA Saclay
 France, Grenoble, LPSC
 France, Nantes, Ecole des Mines, IN2P3-CNRS, Université de Nantes, Laboratoire de Physique Subatomique et des Technologies Associées (SUBATECH)
 France, Orsay, Université de Paris XI, IN2P3-CNRS, Institut de Physique Nucléaire (IPN)
 France, Strasbourg, Université Louis Pasteur, IN2P3-CNRS, Institut de Recherches Subatomiques (IReS)
 France, Villeurbanne, Université Claude Bernard Lyon-I, IN2P3-CNRS, Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL)
 Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) Darmstadt
 Germany, Darmstadt, Technische Universität Darmstadt
 Germany, Frankfurt, Johann-Wolfgang-Goethe Universität,
 Germany, Heidelberg, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Physikalisches Institut
 Germany, Heidelberg, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Kirchhoff Institute for Physics
 Germany, Karlsruhe, Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik
 Germany, Köln, Fachhochschule
 Germany, Münster, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Institut für Kernphysik
 Germany, Worms, Fachhochschule ZTT
 Greece, Athens, University of Athens
 Hungary, Budapest, Hungarian Academy of Sciences, KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics
 India, Aligarh, Department of Physics, Aligarh Muslim University
 India, Bhubaneswar, Institute of Physics
 India, Chandigarh, Panjab University, High Energy Physics group
 India, Jaipur, University of Rajasthan, Physics Department
 India, Jammu, University of Jammu, Physics Department
 India, Kolkatta, Variable Energy Cyclotron Centre (VECC)
 India, Kolkatta, Saha Institute of Nuclear Physics
 India, Mumbai, Bhabha Atomic Research Center (BARC)
 India, Mumbai, Indian Institute of Technology (ITT)
 Italy, Alessandria Università del Piemonte Orientale, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN)
 Italy, Bari, Politecnico di Bari
 Italy, Bari, Università degli Studi di Bari and INFN
 Italy, Bologna, Università degli Studi di Bologna and INFN
 Italy, Cagliari Università degli Studi di Cagliari and INFN
 Italy, Catania, Università di Catania and INFN
 Italy, Legnaro, Laboratori Nazionali di Legnaro, INFN
 Italy, Padova, Università degli Studi di Padova and INFN
 Italy, Roma, Università di Roma I 'La Sapienza' and INFN
 Italy, Salerno, Università degli Studi di Salerno and INFN
 Italy, Torino, Università degli Studi di Torino and INFN
 Italy, Trieste, Università degli Studi di Trieste and INFN
 Japan, Hiroshima, Hiroshima University
 Japan, Tokyo, University of Tokyo, Graduate School of Science, Center for Nuclear Study (CNS)
 Japan, Tsukuba, University of Tsukuba, Center for Nuclear Studies
 Japan, Wako, RIKEN, The Institute of Physical and Chemical Research

Mexico, Mexico, D.F., Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN (CINVESTAV), Departamento de Física and Departamento de Física Aplicada
 Mexico, Mexico, D.F., Universidad Nacional Autónoma de México, Instituto de Física and Instituto de Ciencias Nucleares
 Mexico, Morelia, Michoacan, Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Inst de Física y Matemáticas
 Mexico, Puebla, Universidad Autónoma de Puebla
 Netherlands, Utrecht, Rijksuniversiteit Utrecht (NIKHEF) and Amsterdam, Nuclear Physics Section (NIKHEF)
 Norway, Bergen, University of Bergen, Department of Physics
 Norway, Bergen, Bergen University College Faculty of Engineering
 Norway, Oslo, University of Oslo, Department of Physics
 Poland, Cracow, H. Niewodniczanski Institute of Nuclear Physics, High Energy Physics Department
 Poland, Warszawa, Soltan Institute for Nuclear Studies
 Poland, Warszawa, Warsaw University of Technology
 Portugal, Lisboa, Instituto Superior Técnico
 Rep. of Korea, Kangnung, Kangnung National University
 Rep. of Korea, Pohang, Pohang Accelerator Laboratory
 Rep. of Korea, Seoul, Sejong University
 Romania, Bucharest, National Institute for Physics and Nuclear Engineering
 Russia, Dubna, Moscow Region, Joint Institute for Nuclear Research
 Russia, Gatchina, St. Petersburg Nuclear Physics Institute
 Russia, Moskva, Academy of Sciences, Institute for Nuclear Research
 Russia, Moskva, Institute for Theoretical and Experimental Physics
 Russia, Moskva, Russian Research Centre Kurchatov Institute
 Russia, Moskva, Moscow Engineering Physics Institute
 Russia, Novosibirsk, Budker Institute for Nuclear Physics
 Russia, Protvino, Institute for High Energy Physics
 Russia, Sarov, Russian Federal Nuclear Center
 Russia, St. Petersburg, State University, Institute for Physics, Mendeleev Institute for Metrology and Meson Scientific Association
 Slovakia, Bratislava, Comenius University, Faculty of Mathematics, Physics and Informatics
 Slovakia, Kosice, Inst. of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences
 Slovakia, Kosice, Faculty of Sciences, P.J. Safarik University
 South Africa, Cape Town, University of Cape Town
 Sweden, Lund, University of Lund, Division of Cosmic and Subatomic Physics
 Switzerland, Geneva, European Organization for Nuclear Research (CERN)
 Ukraine, Kharkov, Ukrainian Academy of Sciences, National Scientific Centre 'Kharkov Institute of Physics and Technology'
 Ukraine, Kharkov, Scientific and Techn. Research Inst. of Instrument Eng.
 Ukraine, Kiev, Ukrainian Academy of Sciences, Bogolyubov Institute for Theoretical Physics
 UK, Birmingham, University of Birmingham, School of Physics and Space Research
 USA, Columbus OH, Ohio State University, Department of Physics
 USA, Columbus OH, Ohio Supercomputer Centre
 United States of America, Oak Ridge TN, Oak Ridge National Laboratory (ORNL), Instrumentation and Controls Division
 USA, Omaha NE, Creighton University

Weiter Informationen finden Sie unter:
<http://aliceinfo.cern.ch/Public/>

HADES

Czech Republic, Czech Academy of Sciences, Rez, Nuclear Physics Institute
 Cyprus, University of Cyprus, Nicosia
 France, Institut de Physique Nucleaire Orsay, Orsay
 Germany, Forschungszentrum Rossendorf, Institut für Kern- und Hadronenphysik Dresden
 Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, Darmstadt
 Germany, J. W. Goethe-Universität Frankfurt, Institut für Kernphysik Frankfurt
 Germany, Technische Universität München, München
 Germany, Justus Liebig Universität Giessen, Giessen
 Russia, Institute for Nuclear Research, Moscow
 Russia, Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow
 Italy, Istituto Nazionale di Fisica Nucl. Lab. Nazionali del Sud and Uni. Dep. of Physics, Catania
 Italy, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare and University of Milano, Milano
 Poland, Jagiellonian University, Cracow
 Portugal, Universidade de Coimbra, Coimbra

Russia, Joint Institute of Nuclear Research , Dubna
Russia, Moscow Engineering Physics Institute , Moscow
Slovakia , Slovak Academy of Sciences , Bratislava
Spain, Universidade de Santiago de Compostela , Santiago de Compostela,
Spain, University of Valencia , Valencia

Weitere Informationen unter:
<http://www-hades.gsi.de/>

KAOS

Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI Darmstadt
Germany, Technische Universität Darmstadt
Germany, Universität Marburg
Germany, Universität Frankfurt
Germany, Forschungszentrum Rossendorf, Dresden
Poland, Uniwersytet Jagiellonski Krakow

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

R3B Collaboration

Brazil, Instituto de Fisica, Universidade de Sao Paulo
Canada, TRIUMF, Vancouver,
China, Institute of Modern Physics, Lanzhou
Denmark , Department of Physics and Astronomy, University of Aarhus
Finland , CUPP project, Pyhaesalmi
France, CEA Saclay
France, GANIL, Caen
France, IN2P3/IPN Orsay
France, IPN Lyon
Germany , Forschungszentrum Rossendorf
Germany , Max-Planck Institut Heidelberg
Germany , Technische Universität Darmstadt
Germany , Technische Universität München
Germany, GSI, Darmstadt
Germany, Johann Wolfgang Goethe Universität, Frankfurt
Germany, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz
Germany, Justus-Liebig-Universität, Giessen
Germany, Universität zu Köln
Hungary , ATOMKI, Debrecen
India, Bhabha Atomic Research Center, Mumbai
India, Saha Institute of Nuclear Physics, Kolkata
India, Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai
Japan, Tokyo Institute of Technology,
Kurchatov Institute, Moscow, Russia
Norway, Univerity of Bergen
Poland, IFJ PAN Krakow
Poland, Jagellonski University, Krakow
Romania, Institut of Space Sciences, Bucharest
Russia , Joint Institute for Nuclear Research, Dubna
Russia, Inst. of Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow
Russia, IPPE Obninsk
Russia, PNPI, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina
Spain , CSIC University, Valencia
Spain, Instituto de Estructura de la Materia, CSIC, Madrid
Spain, Universidad Complutense, Madrid
Spain, Universidad Politecnica de Cataluna, Barcelona
Spain, Universidad Santiago de Compostela
Sweden , Chalmers University of Technology, Göteborg
UK, CCLRC Daresbury Laboratory
UK, University of Birmingham
UK, University of Keele
UK, University of Liverpool
UK, University of Manchester
UK, University of Paisly
UK, University of Surrey, Guildford
UK, University of York
USA, Argonne National Laboratory
USA, Michigan State University, East Lansing
USA, University of Arizona
USA, Yale Univerity

Weietre Informationen: <http://www-land.gsi.de/r3b/>

NA49

Bulgaria, Atom. Phy. Dep. , Sofia University St. Kliment Ohridski, Sofia
Bulgaria, Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia
Croatia, Rudjer Boskovic Institute, Zagreb
Czech Republic., Institute of Particle and Nuclear Physics, Charles University, Prague
Germany, Fachbereich Physik der Universität, Frankfurt
Germany, Fachbereich Physik der Universität, Marburg
Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, Darmstadt
Germany, Max-Planck-Institut für Physik, Munich
Greece, Department of Physics, University of Athens, Athens
Hungary, KFKI Res. Inst. for Particle and Nucl. Phys., Budapest
Netherlands , NIKHEF, Amsterdam
Poland, Institute of Physics Swietokrzyska Academy, Kielce
Poland, Institute for Exp. Physics, University of Warsaw, Warsaw
Poland, Institute for Nuclear Studies, Warsaw
Poland, Institute of Nuclear Physics, Cracow
Republic of Korea, Department of Physics, Pusan National University
Russia, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna
Slovakia Comenius University, Bratislava
Switzerland, CERN, Geneva
USA, MIT, Cambridge
USA, Nuclear Physics Laboratory
USA, University of Washington, Seattle

Weitere Informationen:
<http://na49info.cern.ch/na49/>

PANDA

Austria, SMI für subatomare Physik
Austria, Stefan Meyer Institut für subatomare Physik Vienna
Belarussia, Research Institute for Nuclear Problems, Minsk
China, IHEP Beijing
China, IMP Lanzhou
Finland, Institute of Physics Helsinki
France, IPN Orsay
Germany, FZ Jülich, IKP II
Germany, GSI, Darmstadt
Germany, TU Dresden
Germany, TU München,
Germany, Universität Bonn
Germany, Universität Erlangen
Germany, Universität Frankfurt
Germany, Universität Gießen
Germany, Universität Mainz
Germany, Universität Münster
Germany, Universität Tübingen
Germany, FZ Jülich, IKP I
Germany, Ruhr-Universität Bochum
Italy, Università di Trieste + INFN
Italy, INFN Sezione di Ferrara
Italy, INFN Sezione di Genova
Italy, LNF-INFN, Frascati
Italy, Università de Piemonte Orientale, Alessandria, Torino
Italy, Università di Brescia + INFN
Italy, Università di Catania, Italy
Italy, Università di Genova
Italy, Università di Milano
Italy, Università di Pavia
Italy, Università di Torino
Netherland, KVI Groningen
Poland, SINS Warschau
Poland, University Cracow
Poland, University of Silesia, Catowice
Romania, IFIN Bucharest
Romania, IFIN Bucharest
Russia , IHEP Protvino
Russia, BINP Novosibirsk
Russia, JINR Dubna
Russia, PNPI Gatchina, St. Petersburg
Spain, Universidad de Valencia

Spain, Universidad de Valencia
 Sweden, Stockholm University
 Sweden, TSL Uppsala
 Sweden, Uppsala Universitet
 Switzerland, Universität Basel
 United Kingdom, University Edinburgh
 United Kingdom, University of Glasgow
 USA, Northwestern University, Evanston

Weitere Informationen:
http://www-panda.gsi.de/auto/_home.htm

STAR

Brasil, Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo
 Carnegie Mellon University
 China, Institute of High Energy Physics, Beijing
 China, Institute of Particle Physics, Wuhan
 China, University of Science and Technology of China
 France, Institut de Recherches Subatomiques, Strasbourg
 France, Space Sciences Laboratory SUBATECH, Nantes
 Germany, Max-Planck-Institut fuer Physics
 Germany, University of Frankfurt
 India, Indian Institute of Technology
 India, Indiana University
 India, Institute of Physics, Bhubaneswar
 India, Panjab University
 India, University of Rajasthan
 India, Variable Energy Cyclotron Centre
 Poland, Warsaw University of Technology
 Russia, Institute of High Energy Physics, Protvino
 Russia, Laboratory of High Energy Physics, Dubna
 Russia, Moscow Engineering Physics Institute
 Russia, Particle Physics Laboratory, Dubna
 UK, Kent State University
 UK, University of Birmingham, UK
 USA, Argonne National Laboratory
 USA, Brookhaven National Laboratory
 USA, City College of New York
 USA, Creighton University
 USA, Lawrence Berkeley Laboratory
 USA, Michigan State University, USA
 USA, Ohio State University
 USA, Pennsylvania State University
 USA, Purdue University
 USA, Rice University
 USA, Texas A & M University, USA
 USA, University of California, Davis
 USA, University of California, Los Angeles
 USA, University of Texas, Austin
 USA, University of Washington
 USA, Wayne State University
 USA, Yale University

Weitere Informationen:
<http://www.star.bnl.gov/>

PRESSESPIEGEL



6. Juli 2005 · Jahrgang 38

UniReport₅

JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT

FRANKFURT AM MAIN

Ein Märchen wird wahr

Feierliche Einweihung des Neubaus Physik

»Ein Märchen wird wahr.« Das sagte Dekan Prof. Wolf Aßmus und würdigte damit nicht nur das Gebäude, sondern auch die Tatsache, dass erstmals in der über 90-jährigen traditionsreichen Geschichte der Physik in Frankfurt alle Physikalischen Institute unter einem Dach vereint sind. In einer augenzwinkernden Evaluation des neuen Gebäudes vergab Aßmus fast nur gute Noten – dass nicht alles perfekt sein konnte wie das Wetter an diesem Tag, hatte sicher niemand erwartet – Rednern und Gästen wurde bei der Feierstunde im Freien einigermaßen warm.

Einig waren sich alle Redner: Eine große Leistung ist vollbracht. Der Neubau wurde fristgerecht fertig gestellt – angesichts der kurzen Bauzeit für ein so komplexes Gebäude keine Selbstverständlichkeit. Nicht nur Präsident Prof. Rudolf Steinberg, sondern auch Minister Udo Corts lobten Architekten, Bau- und Projektleitung und hoben Walter Braun und sein Team vom Hessischen Baumanagement ausdrücklich hervor.

Steinberg dankte in seiner Begrüßung ausdrücklich Bund und Land für die finanzielle Unterstützung bei der Realisierung des Vorhabens. Die Stadt habe mit einem Zuschuss zur Verlagerung der Kernphysik am ehemaligen Standort Rebstock im Rahmen des Kulturvertrages einen wesentlichen Beitrag geleistet. Der Neubau Physik sei ein wichtiges Symbol nicht nur für die bauliche, sondern auch die innere Erneuerung der Universität. Der Fachbereich Physik, so Steinberg, sei nunmehr Teil eines einzigartigen interdisziplinären Umfelds für Lehre und Forschung mit vielfältigen Möglichkeiten der Vernetzung auf dem Campus Riedberg.

Wissenschaftsminister Udo Corts bekräftigte noch einmal das Ziel der Landesregierung, die auf rund 600 Millionen Euro veranschlagte Neuordnung der Standorte Westend und Riedberg wie vorgesehen bis 2014

zu verwirklichen. »In diesem Konzept ist der Neubau Physik ein wesentlicher Meilenstein.« Mit Kosten von etwa 70 Millionen Euro ist er neben den in Frankfurt und Marburg noch laufenden Medizinvorhaben und dem 2001 in Betrieb genommenen Campus Westend mit dem IG Hochhaus im Hochschulressort landesweit das viertgrößte Projekt der vergangenen Jahre und das modernste Gebäude, über das ein Fachbereich Physik in Deutschland verfüge. Corts hob hervor, dass die Frankfurter Physiker schon seit langem das praktizierten, was die Hessische Landesregierung von allen Hochschulen wünscht: Internationalität, strukturierte und profilbildende Schwerpunktsetzungen, Vernetzungen, Inter- und Transdisziplinarität, Kooperationen und weltweite Kontakte, hohe Drittmittel-erwerbungen, höchstes Ausbildungsniveau bei kurzen Studiendauern und beste Berufsaussichten für ihre Absolventen. Die Frankfurter Physiker gehörten schon seit langem zu den besten in Deutschlands. Daher sei ihm um die Entwicklung der »science city« Riedberg nicht bange. Ministerialdirigent Peter Greisler vom Bundesministerium für Bildung und Forschung, der in Vertretung von Bundesforschungsministerin Edelgard Bulmahn nach Frankfurt gekommen war, sagte, die 35 Millionen Euro, die der Bund zu dem Bau beitrage, seien eine gute Investition in die deutsche Wissenschaft. Hinzu komme die Verbundforschung des Bundes, von der die Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt mit über 18 Millionen Euro profitiert habe. Gerade in Zeiten, in denen zu Recht über tiefgreifende Reformen an deutschen Hochschulen diskutiert werde, sei es wichtig zu zeigen, dass Bund und Länder ihre gemeinsame Verantwortung für eine angemessene Ausstattung der deutschen Hochschulen wahrnehmen. Jede Reform müsse sich daran messen lassen, ob sie den Wissenschaftsstandort Deutschland stärke. Stadtverordnetenvorsteher Karlheinz Bührmann sagte, die Einweihung sei ein Tag der Freude für die Stadt. Unter diesen Voraussetzungen könne die Physik mit Sicherheit an ihre ganz großen Zeiten in den 20er Jahren des vergangenen Jahrhunderts anknüpfen.

Dekan Prof. Wolf Aßmus sagte, es sei ein enormer Kraftakt aller Beteiligten gewesen, nach dem schon planmäßig verlaufenen Umzug des Instituts für Kernphysik fünf weitere Institute mit Laboren und Werkstätten



Ein magischer Moment: Präsident Prof. Rudolf Steinberg, Stadtverordnetenvorsteher Karlheinz Bührmann, Dekan Prof. Wolf Aßmus und Wissenschaftsminister Udo Corts halten den Schlüssel in Händen, der den Physikern eine neue Dimension des Forschens und Lehrens eröffnet

in nur zwei Monaten komplett umzusiedeln. Besonders positiv: Der Lehrbetrieb sei pünktlich zum Vorlesungsbeginn des Sommersemesters fristgerecht angelaufen und funktioniere einschließlich der Praktika, die in der kurzen Zeit abgebaut, umgebaut, teilweise umgerüstet und wieder in Betrieb genommen werden mussten.

Daniel Wegerle, der für die Fachschaft Physik sprach, sagte, durch das neue Gebäude werde das Studium der Physik in Frankfurt noch attraktiver. Positiv sei, dass in dem Gebäude studentische Arbeitsräume eingerichtet seien; auch seien Kontakte zu und der Austausch mit den Hochschullehrern und zwischen den Instituten wesentlich erleichtert. Der Leitende Baudirektor Horst Nothnagel vom Hessischen Baumanagement hob das vorbildliche Zusammenwirken aller Planungs- und Ausführungsbeteiligten hervor.

Durch das hohe Engagement und die Einsatzbereitschaft sei es gelungen, den äußerst engen Terminrahmen einzuhalten und das Gebäude fristgerecht zu übergeben. Architektur und Flächenorganisation des Bauwerks erfüllten die hohen Ansprüche an ein modernes, interdisziplinäre Kommunikation förderndes Institutsgebäude. Bauwerk und Freianlage fügten sich harmonisch in den Campus ein und formulierten eine verbindende städtebauliche »grüne Mitte« für die umgebenden

Institutsbauten. Neubau und Fachbereich Physik ist Teil des Campus Riedberg, dessen Stellenwert sich nicht in der Addition der hier angesiedelten und noch hinzukommenden Einzeldisziplinen erschöpft, sondern im fachübergreifenden und grenzüberschreitenden Zusammenwirken seine eigentliche Wirkung entfalten wird. Mit dem Max Planck-Institut für Biophysik und dem Frankfurter Innovationszentrum Biotechnologie hat die Univer-

sität bereits namhafte Nachbarn. Hinzukommen wird das Max Planck-Institut für Hirnforschung, das von 2007 bis 2009 errichtet werden soll. Bis Ende 2006 wird das neue Geozentrum der Universität südlich des Neubaus Physik errichtet. Der den Gesamtstandort versorgende Werkstatttrakt wird zwischen der Physik und dem Neubau für die Geowissenschaften errichtet. Projektierter Fertigstellungstermin ist Mitte 2007.

rb

Für die Zukunft gerüstet

Der Neubau Physik verbindet Funktionalität mit warmer Ausstrahlung



Foto: Hoffmann

In unmittelbarer Nachbarschaft zum Biozentrum, den chemischen und pharmazeutischen Instituten, dem Max-Planck-Institut für Biophysik und dem Frankfurter Innovationszentrum für Biotechnologie (FIZ) setzt das neue Gebäude auf dem Campus Riedberg einen markanten Akzent:

Dem nördlichen Instituts- ist ein südlicher Hallenkomplex vorgelagert. Die Institute mit Laboren, Büros, Seminar- und Praktikumsräumen sind in vier viergeschossigen, ost-westorientierten

Der Hallenkomplex besteht aus einer Experimentierhalle mit angrenzenden Laborräumen, Anlieferung und Werkstätten und schließt im Norden an die Magistrale an. Der natürliche, nach Süden hin abfallende Geländeverlauf wurde so geschickt genutzt, dass sich die Traufhöhe des Hallendachs dem Institutskomplex unterordnet und der Blick nach Süden frei bleibt. Der Neubau schließt mit klar gegliederten Fassaden zu den Straßenräumen im Norden und Osten, der Max-von-Laue-Straße und der Altenhöfer Allee, ab. Die geschlossenen Fassaden sind mit



Riegeln untergebracht und werden im Norden und Süden durch Querriegel verbunden. Sie schaffen den Campushof und zwei weitere, um ein Stockwerk abgesenkte begrünte Innenhöfe. Im westlichen Riegel befinden sich zentrale Einrichtungen wie Foyer, Hörsaal und Unterrichts-räume. Der südliche Querriegel bildet die so genannte Magistrale, die die zentrale vertikale und horizontale Gesamterschließung aufnimmt. Mit ihrer vollflächigen Erganzung schafft die Magistrale den Übergang zum Außenraum und ermöglicht einen weiten Blick auf die Skyline Frankfurts. Unmittelbar an einem der Innenhöfe betreibt hier das Studentenwerk das Café Physik.

Verblendmauerwerk aus Wittmunder Torfbrandklinker mit einer lebendigen Farb- und Oberflächenstruktur verkleidet. Die Labor- und Bürobereiche haben hölzerne Schiebefeinheiten aus Hemlock mit einem außenliegenden Blendschutz und einer weiteren, mit der Fassade bündigen Außenverglasung. Die großflächigen Erganzungen der Magistrale, der Experimentierhalle und der Werkstätten sind Stahl-Glas-Konstruktionen mit einem in der Verglasung integrierten Sonnenschutz aus Aluminiumlamellen. Der Innenausbau ist sehr zurückhaltend gestaltet: In allen Räumen dominieren die Materialien Sichtbeton für Wände und Decken und dunkle Bo-



Mit weitem Blick, von Süden: Die Magistrale eröffnet großzügige Perspektiven über den Campus Riedberg und die Frankfurter Skyline. Lichte und großzügige Räume prägen auch das Innere des funktionalen Gebäudes, unten

denbeläge aus Werkstein und Linoleum. Die rationale, flexible Baustruktur erleichtert die Orientierung und trägt dem Kommunikationsbedarf der physikalischen Forschung und dem Wunsch der Nutzer nach kurzen Wegen durch die zentrale Erschließung mit der Magistrale Rechnung. Das Gebäude wurde von der Arbeitsgemeinschaft der beiden baden-württembergischen Architekturbüros Broghammer, Jana, Wohllebner und Harter + Kanzler aus Waldkirch entworfen. **UR**

Der Neubau – eine Baugeschichte

- 19. April 2000 Abschluss Kulturvertrag zwischen der Stadt Frankfurt und dem Land Hessen
- 10. April 2001 Festlegung Budget auf 60 + 10 Millionen Euro
- 17. August 2001 Ausgabe der Wettbewerbsaufgabe an die acht Teilnehmer
- 13. November 2001 Preisgerichts-Sitzung
- 13. Juni 2002 Einreichung des Bauantrags
- 25. September 2002 Erteilung der Baugenehmigung
- 24. Oktober 2002 Baubeginn
- 4. Dezember 2002 Grundsteinlegung
- 6. Januar 2003 Der Rohbaubeginn muss verschoben werden, da die Baugrubensöffnungen gesichert werden müssen; der Verzug beträgt sechs Wochen
- 17. Februar 2004 Genehmigung der HU-Gerät über 10 Millionen Euro
- 4. Mai 2004 Richtfest
- 31. Dezember 2004 Umzug des Instituts für Kernphysik vom Rebstock auf den Riedberg
- Februar bis April 2005 Umzug der übrigen Institute
- 15. März 2005 Gesamtfertigstellung
- 11. April 2005 Aufnahme des Lehr- und Forschungsbetriebs
- 21. Juni 2005 Feierliche Einweihung

Der Fachbereich Physik ist nicht alleiniger Nutzer des Gebäudes: Die Unterbringung des Center for Scientific Computing (CSC) war bereits in der Planung vorgesehen; der zentrale Strahlenschutzgruppe wurde in Absprache mit dem Präsidium Räume zugewiesen. Befristet aufgenommen wurde das »Frankfurt Institute for Advanced Studies (FIAS)«, bis es einen eigenen Neubau auf dem Campus Riedberg erhält.

Daten & Fakten zum Neubau Physik

Flächen:	
Baugrundstück:	36.800 m ²
Bebaute Fläche:	10.335 m ²
Bruttogrundfläche (BGF) nach DIN 277:	32.180 m ²
Hauptnutzfläche (HNF):	13.784 m ²
Umbauter Raum (BR) nach DIN 277:	157.500 m ³
Kosten: 60 Mio. Euro für Bau / 10 Mio. Euro für Gerät	
Gesamtsumme: 70 Mio. Euro brutto	
Institutsgebäude (Bauteil 1/ 2/ 3/ 4):	10.703 m² HNF
Institut für Kernphysik:	2.450 m² HNF
Atom- und Kernphysik/ Hochenergiekernphysik/ Elektronikbereich-Detektor-entwicklung/Beschleuniger/ Praktika; (Prof. Appelhäuser, Jun.Prof. Blume, Prof. Dörner, PD Gaszdzki, Prof. Strobel, Prof. Stroth)	
Institut für Angewandte Physik:	2.368 m² HNF
Beschleuniger- und Plasmaphysik, Ionenquellen/ Kommunikationsoptik/ Praktika (Prof. Jacoby, Prof. Lacroix, Prof. Ratzinger, Prof. Schempp, Prof. Tezlauff)	
Physikalisches Institut:	2.404 m² HNF
Festkörperphysik: Ultrakurzzeitspektroskopie/ Tieftemperatur- und Hochfeldlabore/ Kristallzüchtung und Materialentwicklung/ Terahertz-Physik/ Forschergruppe/ Praktika (Prof. Albus, Prof. Huth, Prof. Lang, Prof. Roskos, PD Wolf)	
Institut für Biophysik / Institut für Theoretische Biophysik:	1.071 m² HNF
Struktur-Funktionsuntersuchungen von Proteinen und Enzymen, Konformationsdynamik in Biomolekülen und Proteinen, Bioenergie/ Biochemisch-geotechnisches S1-Labor/ Spektrometrierlabore/ Reiraum/ Brutraum/Praktikum (Jun.Prof. Hauser, PD Heilig, Prof. Mäntele, Prof. Wachsvall)	
Institut für Didaktik der Physik:	511 m² HNF
Didaktik der Grundschule sowie der Sekundarstufen I + II, Physikalischer Sachunterricht/ Medienlabor, Praktikum (Prof. Görnitz, Prof. Siemsen)	
Institut für Theoretische Physik:	1.647 m² HNF
Theoretische Atom-, Kern- und Schwerionenphysik, Theoretische Festkörperphysik/ Kleinrechneräume (CIP, WAP-Pool) (Jun.Prof. Blescher, Jun.Prof. Dumitru, Prof. Greiner, Prof. Gros, Prof. Kopietz, Prof. Lüdtke, Prof. Maruhn, Prof. Rischke, Prof. Roser Valenti, Prof. Schramm, Prof. Stöcker)	
Center for Scientific Computing (CSC):	254 m² HN
Rechner-Cluster	
Experimentierhalle (Bauteil 5/ 6):	1.150 m² HNF
Institute für Kernphysik und Angewandte Physik	je 575 m ² HNF
Allgemein nutzbare Flächen:	1.931 m² HNF
Eingang, Dekanat, Hörsaal, Werkstätten	
Gesamt:	13.784 m² HNF



Physiker ziehen in die „Science City“

Der hessische Wissenschaftsminister Udo Corts ist vom Neubau auf dem Campus Riedberg sehr angetan

VON GEORG LEPPERT

Auf dem Campus Riedberg haben Wissenschaftsminister Udo Corts (CDU) und Unipräsident Rudolf Steinberg am Dienstag den neuen Sitz des Fachbereichs Physik offiziell eröffnet. Der Bau hat rund 70 Millionen Euro gekostet.

FRANKFURT. 21. JUNI. Wenn Udo Corts über den Uni-Standort Frankfurt spricht, verwendet er gerne den einen oder anderen Superlativ. So auch am Dienstagmittag, als der Wissenschaftsminister in den Norden der Stadt gekommen war, um auf dem Campus Riedberg den Neubau des Fachbereichs Physik zu eröffnen. Das Haus, das nach knapp drei Jahren Bauzeit fertiggestellt wurde, sei „das modernste Gebäude“, das ein physikalischer Fachbereich in Deutschland vorzuweisen habe. Und das sei auch gut so, „schließlich gehören die Frankfurter Physiker seit langem zu den besten in Deutschland“. Um die Naturwissenschaften in der „Science City Riedberg“ mache er sich jedenfalls keine Sorgen.

Bislang drei Standorte

In der Tat finden die Physiker auf dem Riedberg sehr gute Bedingungen vor. Von Vorteil sei vor allem, dass der gesamte Fachbereich nun an einem Standort untergebracht ist, sagte der Dekan des Fachbereichs Physik, Wolf Albus. Zwischen den drei Frankfurter Forschungsschwerpunkten - Schwerionen-, Festkörper- und Biophysik - sei eine intensivere Zusammenarbeit als bisher zu erwarten. Bislang waren die Physiker an drei Standorten untergebracht in Bockenheim, am Rebstockgelände und im Uni-Klinikum in Niederrad. Der Umzug von insgesamt sechs Instituten mit Laboren und Werkstätten sei ein „enormer Kraftakt“ gewesen, so Albus. Dennoch habe der Lehrbetrieb in dem neuen Gebäude pünktlich zum Sommersemester begonnen.

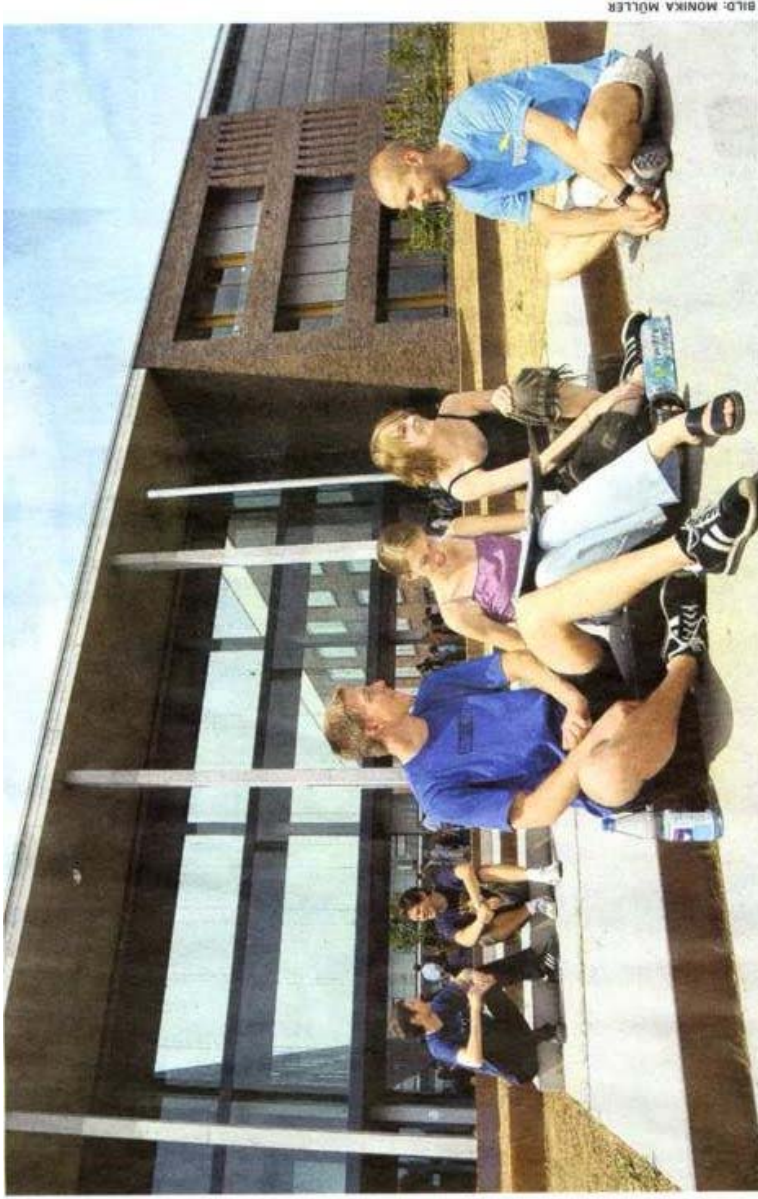


BILD: MONIKA MÜLLER

Mauerziegel und Glas prägen den Neubau des Fachbereichs Physik, der gestern auf dem Campus Riedberg eröffnet wurde.

Gekostet hat das ganze Projekt inklusive des für die Außenwände verwendet wurden. Umzugs rund 70 Millionen Euro. Davon bezahlt der Bund die Hälfte. Entstanden ist auf dem Campus Riedberg eine andere sein mehr als 10 000 Quadratmetern ein zweigeschossiger Bau mit zwei weiteren Tiefgeschossen. An das Gebäude grenzt ein Anbau mit Experimentierhalle und Werkstätten an. Verantwortlich für den Komplex zeichnet ein „grenzüberschreitendes Zusammenwirken“ in den kom-tembergischen Architekturbüros Broghammer, menden Jahren zu erwarten. Bis zum 100. Ge-Jana, Wohlleber sowie Harter und Kanzler. Der Bau fällt vor allem durch die Mauerziegel auf,

naturwissenschaftlichen Fachbereiche und Disziplinen auf den 56 Hektar großen Campus Riedberg gezogen sein. Bis Ende kommenden Jahres entsteht südlich des Fachbereichs Physik das neue Geozentrum der Universität.

Bis 2009 soll zudem das Max Planck-Institut für Hirnforschung auf dem Riedberg errichtet werden. Bereits jetzt grenzt das Max-Planck-Institut für Biophysik an die Universität an.

© Frankfurter Rundschau, 23.6.2005

Physiker zogen in die Idylle

Frankfurt. Auf 13700 Quadratmetern forschen die Physiker der Universität in ihrem Neubau auf dem Campus Riedberg. Noch ist der Blick aus den Fenstern idyllisch: Felder, Wiesen und Brachflächen umgeben das neue Domizil der Wissenschaftler. Das wird nicht so bleiben: In unmittelbarer Nachbarschaft wird schon in den kommenden Tagen die Baugrube für den Neubau der Geowissenschaften ausgehoben (Bezug spätestens Ende 2006), ein großes Werkstattgebäude zwischen Physikern und Geologen ist geplant, Biologen siedeln sich 2010 auf dem neuen Campus Riedberg an, und 2010 soll auch ein Hörsaalgebäude nördlich der Physik errichtet werden. Wenn dann zu guter Letzt ein Anbau am 1970 errichteten Chemiegebäude steht, die Chemiker bis 2011 dorthin umgezogen sind und in der alten Chemie die Mathematiker 2014 Einzug halten, ist die Errichtung der modernsten Universität Europas (Finanzminister Karlheinz Weimar) abgeschlossen - so weit es die Naturwissenschaften betrifft. Das Mammutprojekt ist mit 600 Millionen Euro veranschlagt. Enthalten sind in dieser Summe auch der Ausbau des Campus Westend für die Geistes- und Gesellschaftswissenschaften.

Die neue Universität soll bis 2015 fertig sein - vorausgesetzt, Bund und Land einigen sich darauf, dass der Bund seine Finanzierungszusagen einhält beziehungsweise das Land bereit ist, Geld vom Bund zu nehmen. Beide Versionen des aktuellen Streits zwischen Wiesbaden und Berlin waren gestern von Wissenschaftsminister Udo Corts und von Peter Greisler, Ministerialdirigent bei Bundesbildungsministerin Bulmahn, zu hören.

Mit der neuen Physik ist ein wichtiges Etappenziel der neuen Universität erreicht. Zeitgerecht zum Semesterbeginn konnten Studenten und Wissen-

schaftler den 70 Millionen Euro teuren Gebäudekomplex an der Max-Laue-Straße 1 beziehen - auch wenn der Hörsaal drei Tage vorher noch nicht fertiggestellt war.

„Anfangs wusste nur der Pförtner, wo was ist, und der Pizzadienst hat sich zur Fachschaft durchgefragt sagte der Student Dominik Wegerle. Doch das ist normal bei einem Neubau der auf fast 14000 Quadratmetern sämtliche Institute, Labore, Werkstätten, Seminarräume und einen kleinen Hörsaal beinhaltet Normal auch, dass die Atmosphäre anfangs noch etwas steril ist, die Wände der Flure blitzblank sind ohne Bilder. Auf drei Stockwerken können die Wissenschaftler arbeiten und lehren. Nicht nur, dass die Physiker ihre Büros dicht nebeneinander haben und schnell einmal beim Kollegen sind, um eine Frage zu besprechen - vorher war der Fachbereich auf mehrere Standorte innerhalb Frankfurts verteilt-, auch die Nachbarschaft zu den Chemikern und bald den Geologen wird die Interdisziplinarität befähigen.

Entlang der „Magistrale“, der Hauptachse des neuen Gebäudes an der Südseite, hat man einen kurzen Weg in sämtliche Institute und sieht sämtliche Physiker und Studenten, die ihre Büros verlassen haben.

Noch allerdings ist nicht alles perfekt im Neubau. So deutete Dekan Wolf Abmus an, dass noch ein paar Millionen Euro fehlen. Um die zugesagten Experimentalanlagen gibt es derzeit Streit wegen der Finanzierung. Prof. Horst Stöcker befürchtet, wenn der Ansturm der Abiturienten auf das Fach Physik weiter zunehme, wird der Neubau rasch zu eng. Immerhin hat sich die Geschossfläche um rund 20 Prozent verringert. Der Hörsaal mit seinen 199 Plätzen hat sich bereits als zu klein erwiesen. Vorlesungen werden deshalb zwei Mal gehalten. (tjs)

© Frankfurter Neue Presse, 22.6.2005

Gestalterischer Aufschwung Ziegelstein und Beton: Die Ästhetik der neuen Institutsgebäude

Fortschritt ist eine naturwissenschaftlich-technische und keine ästhetische Kategorie. Doch gibt es auch von dieser Regel Ausnahmen. So liegt das Durchschnittsniveau der Architektur heute eindeutig über demjenigen in den späten sechziger und siebziger Jahren. Auf dem Riedberg läßt sich der gestalterische Aufschwung in den vergangenen 30 Jahren deutlich ablesen. Dort steht mit den Betonklötzen der Chemie ein besonders brutales Beispiel jener fernem, tristen Bauepoche.

Es ist jedoch mittlerweile zum Nukleus eines Gebäudeensembles geworden, des neuen Campus Riedberg der Goethe-Universität. Ein erster Schritt war der Anbau des Biozentrums Mitte der neunziger Jahre. Seine nüchternen, grauen Putzfassaden und die Betonburg der Chemiker verbindet ein mit Granit und Sandstein verkleideter Längstrakt. Dessen aufwendige, an Museumsbauten erinnernde Architektur der Spätpostmoderne ist zwar ein Fremdkörper, behauptet sich aber aufgrund eigener Qualitäten, etwa des Innenhofs mit Brunnen.

Mit dem neuen Physik-Gebäude hat der Campus jetzt einen überaus ansehnlichen Zuwachs erhalten. Die beiden Büros Broghammer Jana Wohlleber und Harter + Kanzler haben mit den derzeit unter Architekten besonders beliebten Materialien Beton, Ziegelstein und Glas einen funktionalen Bau errichtet, der dennoch eine gewisse Wärme ausstrahlt. Der Max-von-Laue-Straße im Nordwesten wendet der Physik-Bau eine dreigeschossige Ziegelsteinfassade zu. Mit der Verwendung von unbehandelten Stahlplatten als metertiefe Türstöcke

haben sich die Architekten allerdings einen kleinen modischen Gag geleistet, dessen Verfallszeit abzuwarten ist.

Der rechteckige Gebäudeblock, der an einer Seite leicht angeschrägt ist, hat zwei Innenhöfe, um die Büros und Labore mit Licht zu versorgen. Die Innenhöfe sind begrünt und bieten sich als Aufenthaltsort für Forscher und Studenten an. Von einer Verbindungssache, der sogenannten Magistrale, werden die einzelnen Institutstrakte erreicht. Sie ist weitgehend verglast, durch Wintergärten mit exotischen Pflanzen geht der Blick nach Süden auf die Skyline. Da das Gebäude in ein abfallendes Gelände hineinkomponiert wurde, konnte dem Gebäude ein pavillonartiger Anbau vorgelagert werden, in dem sich der Experimentierraum befindet.

Deutlich technoider kommt das Nachbargebäude, das Max-Planck-Institut für Biophysik, daher. Beton, Glas, Aluminium sind die Fassadenmaterialien, die das Büro Auer + Weber gewählt hat. Die Architekten haben ihre Energie vor allem in die Gestaltung der Eingangsfront gesteckt. Ein Flugdach aus riesigen Aluminiumlamellen, ein weit auskragender Konferenzraum und eine runde Fluchtreppe mit Betonfertigteilmwänden sind ein wenig zu viel des Guten. Mit seinen Betonumgängen und dem außenliegenden Sonnenschutz läßt der Bau an die Entwürfe eines Egon Eiermann denken. Und damit auch an die sehr hohen Sanierungskosten, die bei einer solchen Bauweise fast zwangsläufig nach wenigen Jahrzehnten entstehen.

MATTHIAS ALEXANDER

© Frankfurter Allgemeine Zeitung, 23.6.2005

Bauen mit Beschleuniger

Die Physiker sind umgezogen,
die Neuordnung der Universität geht weiter

Auch eine Art von Technologietransfer: Neben Bananen und Agaven haben die Bauherren eine silberglänzende Riesenzigarre aufrecht ins Schotterbett des Wintergartens pflanzen lassen. Einen Van-de-Graaf-Teilchenbeschleuniger, acht Meter hoch, zehn Tonnen schwer und für den Gerätepark der Frankfurter Forscher zu altmodisch. Jetzt dient er nur noch als Blickfang in der Eingangshalle des neuen Physikzentrums der Universität. Seine alte Aufgabe im Labor erledigt inzwischen ein Radiofrequenz-Quadrupolbeschleuniger, der nicht mehr Platz braucht als ein Kleinwagen.

Das wissen die Physiker zu schätzen, denn jeder von den 1150 Quadratmetern in ihrer neuen Experimentierhalle ist kostbar. Es wird eng dort werden, wenn all die Apparate ausgepackt sind, die aus den alten Institutsräumen in Bockenheim und am Rebstock hinauf auf den Riedberg verfrachtet wurden. Auch wenn die Ionenschleudern kleiner geworden sind - moderne Kernphysik läßt sich nicht im Garagenmaßstab betreiben. Obendrein müssen sich die Teilchen-Experten die Halle mit den Kollegen der Angewandten Physik teilen. Was sie allerdings gerne tun dürften, denn die Praktiker bauen ein gut Teil der Beschleunigertechnik, mit der die Grundlagenforscher herauszufinden suchen, was die Materie im Innersten zusammenhält. Auch andere Anwender wie die Mediziner werden mit Spezialgerät beliefert. Von einer Plastikplane bedeckt, wartet ein mit Kupfer ausgekleidetes Rohr in der Halle auf die Montage. Es wird bald Teil einer Strahlenkanone zur Krebstherapie sein. Aus Erfahrung wissen die Physiker um die Bedürfnisse ihrer Kundschaft in den Kliniken: „Narrensicher“ müsse ein solcher Beschleuniger zu betreiben sein.

Daß es Theoretikern und Anwendern dank der räumlichen Nähe jetzt viel leichter fällt, sich untereinander auszutauschen, ist für Physik-Dekan Wolf Abmus eine der erfreulichsten Folgen des Umzugs. Schließlich sind jetzt nicht nur die rund 220 Mitarbeiter und Gastwissenschaftler von sieben physikalischen Instituten unter einem Dach tätig, sie haben auch interessante Nachbarn. Seit längerem schon residieren der Fachbereich Chemie und Teile der Biologie auf dem Riedberg, vor zwei Jahren kam das Max-Planck-Institut für Biophysik hinzu, die Geowissenschaftler der Uni sollen bis Ende 2006 folgen. Ziel ist es, alle Naturwissenschaftler auf dem Niederurseler Campus zu vereinigen, während rund um das IG-Farben-Haus im Westend der neue Standort für die Geisteswissenschaften heranwächst. Nur die Mediziner bleiben, wo sie sind -

in Niederrad. Bis 2014, wenn die Goethe-Universität ihr Hundert-Jahre-Jubiläum feiert, soll die Neuordnung abgeschlossen sein, schätzungsweise 600 Millionen Euro wird sie dann verschlungen haben.

Mit Kosten von rund 70 Millionen Euro gehört der Physik-Neubau zu den größten Teilprojekten des Mammutvorhabens. Auch dürften nur wenige unter ähnlichem Zeitdruck verwirklicht werden: Im Oktober 2002 hatten die Bauarbeiten begonnen, und bis Ende 2004 mußte ein großer Teil der 13 800 Quadratmeter Hauptnutzfläche bezugsfertig sein. Anderenfalls wären die Kernphysiker obdachlos geworden, verpflichtete sie doch der zwischen Stadt und Land geschlossene Kulturvertrag, ihr altes Domizil auf dem Rebstockgelände bis dahin zu räumen. Projektleiter Walter Braun vom Hessischen Baumanagement konnte die Terminvorgaben weitgehend einhalten, trotz zusätzlichen Aufwands für die Befestigung des Baugrundes und dreier letztlich erfolgloser Klagen von Bietern, die sich bei der Auftragsvergabe übergangen fühlten. Mit Insolvenzen hatte Braun nach eigenen Worten weniger Ärger als bei Unternehmungen dieser Größenordnung üblich: Von rund 50 beteiligten Firmen seien während der Bauzeit lediglich drei pleite gegangen.

Wie knapp bemessen die Mittel für den Neubau waren, zeigt sich daran, daß nicht alle Ideen der Waldkircher Architekten Harter, Kanzler, Broghammer, Jana und Wohlleber verwirklicht wurden. Einen Verbindungsgang in der Nähe des großen Hörsaals hatten sie mit „hängenden Gärten“ begrünen wollen. Jetzt stehen dort nur einige Holzbänke und Tische, noch dazu auf einer schiefen Ebene - Studenten, die hier ihre Übungsblätter ausfüllen, sollten den Stift besser nicht aus der Hand legen.

Auch ist der Hörsaal nicht optimal dimensioniert. Mit seinen 200 Plätzen reicht er zwar für die Physiker aus, doch die Vorlesungen für andere Naturwissenschaftler müssen Abmus und seine Kollegen doppelt halten, da das Gedränge sonst zu groß würde. Vielleicht, sagt der Dekan, könne später ein Anbau errichtet werden. Vielleicht wird sich auch Projektleiter Braun irgendwann einmal damit befassen. Der Universität bleibt er jedenfalls treu: Schon bald wird er seinen Arbeitsplatz vom Riedberg auf den Campus Westend verlegen. Dort soll Anfang 2006 der erste Spatenstich für die neuen Gebäude der Rechts- und Wirtschaftswissenschaftler gesetzt werden.

SASCHA ZOSKE

© Frankfurter Allgemeine Zeitung, 23.6.2005

Sternstunden der Frankfurter Physik

Frankfurt als Geburtsstätte der Quantenphysik

Bedeutende Physiker, darunter sieben spätere Nobelpreisträger der Physik, wirkten in Frankfurt und hinterließen ihre Spuren. Eine ›Stern-Stunde der Physik im wahrsten Sinne des Wortes gab es im Jahre 1922. Otto Stern und Walther Gerlach führten erfolgreich das weltweit bekannte, so genannte ›Stern-Gerlach-Experiment‹ durch, das eine entscheidende Erkenntnis lieferte, um die Physiker in die neue Welt der Quantenphysik zu führen.

Die ersten Professoren waren Richard Wachsmuth, ein Experimentalphysiker, der auch zum ersten Rektor der Universität gewählt wurde, und der neu berufene Max von Laue als theoretischer Physiker. Diese Stelle konnte eingerichtet werden, da es dem damaligen Frankfurter Oberbürger-

meister Adickes gelang, die Familie Oppenheimer – wie erzählt wird, vor allem Frau Oppenheimer – zu einer großzügigen Stiftung zu überreden. Mit Max von Laue hatte man einen Wissenschaftler von Rang und eine große menschliche Persönlichkeit gewonnen. Er erhielt schon 1915 den Nobelpreis, rückwirkend für das Jahr 1914, für den Nachweis der Diffraktion von Röntgenstrahlung in Kristallen. Diese Arbeit lieferte die Basis für Strukturuntersuchungen in der Quantenwelt, einer Untersuchungsmethode, die zur Grundlage aller modernen Wissenschaften geworden ist. In den Jahren 1918 bis 1922 wurde von einer kleinen Gruppe, die unter erschwerten Be-



Max von Laue

dingungen im Institut des späteren Nobelpreisträgers und Begründers der Göttinger Schule, Max Born, arbeiteten, sechs wissenschaftliche Arbeiten publiziert, die alle zu den Fundamenten der neuen Quantenphysik zu zählen sind.

Von ihnen war als erster 1914 Otto Stern – 1912 nach seiner Promotion zu Einstein nach Prag gekommen und dann bei ihm 1913 in Zürich habilitiert – als Privatdozent zu Max von Laue gestoßen. Stern hat mit seiner Molekularstrahlmethode als erster die so genannte Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung von Gasen gemessen. Zusammen mit Gerlach konnte er erstmals zeigen, dass

einzelne Atome ein magnetisches Moment haben, und er konnte deren Größe bestimmen. Mit seiner Methode haben dann Max Born und seine Mitarbeiterin Elisabeth Bornmann erstmals die mittlere freie Weglänge von Atomen und Molekülen in Gasen bestimmt – seinerzeit wichtige aktuelle Fragestellungen. Stern und Gerlach konnten nach vielen vergeblichen Versuchen in der Nacht vom 7. auf den 8. Februar 1922 die von Sommerfeld vorausgesagte ›Raumquantelung‹ nachweisen. Die Voraussage Sommerfelds nimmt quasi die später von Schrödinger gefundene Verschränkung quantenmechanischer Systeme mit der Messungsanordnung vorweg. Diese so ungemein wichtige Eigenschaft quantenmechanischer Systeme wurde damit also in Frankfurt nachgewiesen. Viele Jahre später hat auch Einstein auf dieses wichtige Ergebnis des ›Stern-Ger-

lach-Experimentes‹ hingewiesen. Dass Stern und Gerlach für dieses fundamentale Experiment nicht mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurden, liegt allein daran, dass ihr Experiment zu früh kam und keiner 1922 die wirkliche Bedeutung erkennen konnte – denn damit hatten Stern und Gerlach eigentlich auch den Elektronenspin entdeckt; mehr als fünf Jahre später haben Uhlenbeck und Goldsmid die Existenz des Spins gefordert und dafür den Nobelpreis erhalten.

Zur Gruppe von Max Born gehörte auch Alfred Landé. Er arbeitete als Lehrer der Odenwaldschule in Bensheim und kam nachmittags nach Frankfurt, um zu lehren und zu forschen. Es gelang ihm, eine Theorie zur quantenmechanischen Erklärung des normalen und anomalen Zeemaneffekts zu geben. De facto schon den Elektronenspin voll berücksichtigend – ohne seine Existenz zu kennen – konnte er die Feinstrukturaufspaltung im Magnetfeld vollumfänglich erklären. Für die damalige Zeit eine bahnbrechende, ja nobelpreiswürdige Arbeit. Die weitreichenden Konsequenzen wurden ebenfalls erst später erkannt, nachdem Werner Heisenberg zusammen mit Max Born und Pascual Jordan sowie Erwin Schrödinger die theoretischen Grundlagen der modernen Quantenphysik gelegt hatte. Mit dem Stern-Gerlach-Experiment und den Landé'schen Arbeiten zur Erklärung der Wechselwirkung von Atomen in Magnetfeldern (g-Faktor-

Gleichung) wurden wichtige fundamentale Grundlagen der modernen Quantenphysik gelegt, die viele heutige Anwendungen wie etwa die Entwicklung der Kernspintomographie erst möglich gemacht haben.

Ein anderer der ganz Großen der Physik war um diese Zeit noch Schüler des benachbarten Goethegymnasiums. Hans Bethe war 1915 aufgrund der Berufung seines Vaters, des 1918 zum Rektor gewählten Physiologen Albrecht Bethe, im Alter von 9 Jahren nach Frankfurt gekommen und begann 1924 mit dem Studium der Physik an der Universität Frankfurt. 1926 riet ihm Professor Karl Wilhelm Meissner zu Arnold Sommerfeld nach München zu gehen, um bei den Besten der damaligen Zeit zu studieren. 1928 promovierte Bethe bei Sommerfeld und trat dann bei Erwin Madelung, Borns Nachfolger in Frankfurt, seine erste bezahlte Stelle an. 1933 musste er wegen seiner jüdischen Mutter Deutschland verlassen und ging nach Cambridge/England, um ab 1935 bis zu seinem Tode 2005 an der Cornell Universität zu forschen und zu lehren.

Hans Bethe hat schon in jungen Jahren in Deutschland die Methoden der neuen Quantenphysik mit bestechender mathematischer Präzision auf fast alle Gebiete der Physik angewandt und konnte wie kein an-

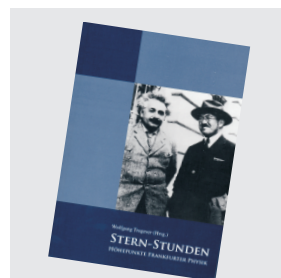
Das Stern-Gerlach-Experiment

Otto Stern hatte die so genannte Molekularstrahlmessmethode entwickelt, mit der einzelne Atome kontrolliert mit fester Geschwindigkeit wie eine Geschwehrgugel auf ein Ziel geschossen werden konnten. Hatten die Atome ein inneres magnetisches Moment, dann sollten sie in einem starken inhomogenen äußeren Magnetfeld je nach Raumorientierung der atomaren Momente unterschiedlich abgelenkt werden. Für Silberatome wurde nach damaliger Kenntnis erwartet, dass zwei Raumorientierungen und damit zwei Ablenkungswinkel vorkommen sollten. Dieser Nachweis gelang mit dem Stern-Gerlach-Experiment.



Die apparativen Schwierigkeiten, um ein solches Experiment durchzuführen, waren damals fast unlösbar und sind auch heute nicht einfach zu überwinden. Doch Stern hatte Glück! Der 1889 geborene Walther Gerlach, ein begnadeter Experimentalphysiker, war 1920 nach Frankfurt gekommen und Stern konnte ihn zur Mitarbeit an dem letztlich erfolgreichen Experiment gewinnen.

6. Juli 2005 - Jahrgang 38
UniReport
 JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN



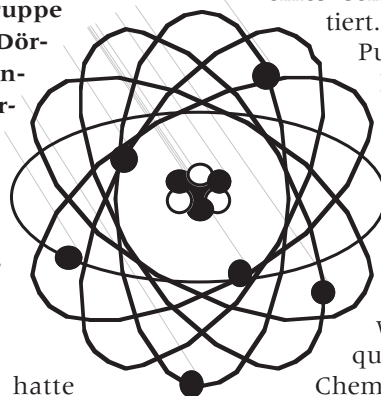
Stern-Stunden
 Höhepunkte Frankfurter Physik
 Frankfurt 2005; 358 Seiten

Kontakt/ erhältlich bei:
 Horst Schmidt-Böcking; E-Mail:
 schmidb@atom.uni-frankfurt.de
 Claudia Freudenberger; E-Mail:
 freudenberger@atom.uni-frankfurt.de
 Institut für Kernphysik, Max-von-Laue-
 Str. 1, 60438 Frankfurt

Antistress-Programm für Atome

Atome können überschüssige Energie an andere Atome weitergeben

Atome können Stress an andere Atome weitergeben. Im Vergleich zu Atomen, die ihr Dasein alleine fristen, haben Atome, die in einer Flüssigkeit oder einem Cluster vorkommen, einen gleichermaßen effizienten wie erstaunlichen Weg entwickelt, überschüssige Energie los zu werden: Sie reichen diese einfach an ihren Nachbarn weiter. Dies belegen Experimente, die kürzlich eine von der Gruppe um Prof. Reinhard Dörner, Institut für Kernphysik, geführte Forscherkollaboration am Bessy Synchrotron (www.bessy.de) in Berlin herausgefunden hat.



Bereits 1997 hatte ein Forscherteam der Universität Heidelberg diesen Mechanismus postuliert, der nur dann auftritt, wenn Atome sich zu Gruppen zusammenschließen. Sobald ein angeregtes Teilchen sich in der Nähe von anderen Atomen befindet, führt der neuartige Abregungsmechanismus dazu, dass ein niederenergetisches Elektron von einem der Nachbaratome des ursprünglich angeregten Atoms emittiert wird.

Die Wissenschaftler zeigten dies im Rahmen der Doktorarbeit von Till Jahnke an einem Paar durch eine Van-der-Waals-Bindung schwach zusammengehaltener Neonatome. Wird ein Elektron eines der beiden

Neonatome entfernt, so wird die so entstandene Vakanz durch ein anderes Elektron des gleichen Atoms aufgefüllt. Die hierbei freiwerdende Energie ist allerdings nicht ausreichend, um ein weiteres Elektron aus diesem Atom zu lösen. Stattdessen wird die Energie über eine Entfernung von mehr als sechs Atomradien an einen Nachbarn weitergeben. Dies führt dazu, dass dieser Nachbar eines seiner Elektronen emittiert.

Publiziert wurden die Ergebnisse im Herbst in den *Physical Review Letters*, der weltweit angesehensten physikalischen Fachzeitschrift. Diese Entdeckung könnte weitreichende Konsequenzen auch für die Chemie und Biologie haben, da der Effekt in Systemen, in denen Wasserstoffbindungen vorherrschen, vermutlich oft auftritt. Außerdem könnte es sich dabei um eine wichtige, bisher unbekannte Quelle für Niederenergie-Elektronen handeln, die – wie kürzlich bekannt wurde – mitverantwortlich für das Auftreten von DNA-Schäden sind. *möl*

Informationen:
Prof. Reinhard Dörner, Institut für Kernphysik, Telefon: 069/798-24218, Fax: 069/798-24212, E-Mail: doerner@hsb.uni-frankfurt.de / Till Jahnke, Institut für Kernphysik, Tel: 069/798-24275, Fax: 069/798-24218, E-Mail: jahnke@hsb.uni-frankfurt.de, <http://hsb.uni-frankfurt.de/photoncluster/icd.html>

UniReport 4

JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN

95. Geburtstag

Prof. Erwin Schopper

Am 26. Juni beging Prof. Erwin Schopper, Gründer und erster Direktor des Instituts für Kernphysik der Universität Frankfurt von 1956 bis 1977, seinen 95. Geburtstag.

Nach dem Studium der Physik in Tübingen, Berlin, München und Stuttgart und der Promotion 1934 war Schopper zunächst als wissenschaftlicher Assistent im Physikalischen Institut der TH Stuttgart bei Prof. Erich Regener und als Abteilungsleiter im Zentrallaboratorium der I. G. Farben Industrie, Agfa, tätig.

Nach dem 2. Weltkrieg war er Leiter des »Hochspannungs-Laboratoriums Hechingen«, einer selbstständigen Abteilung des Max-Planck-Instituts für Physik der Stratosphäre in Weissenau. Von dort wurde er 1956 nach dem Tod von dessen Direktor Prof. E. Regener nach Frankfurt berufen. Das Instrumentarium des Hechinger Instituts wurde der Universität Frankfurt als Leihgabe überlassen, darunter ein 1,5 MV-Kaskaden-Teilchenbeschleuniger, der im Frankfurter Institut noch eine Reihe von Jahren in Betrieb war. Dazu kam ein kleiner Forschungsreaktor als Stiftung der Farbwerke Hoechst. Der Bau des von Prof. Schopper mit seiner Hechinger Mannschaft geplanten Instituts für Kernphysik begann im Januar 1957.

Wissenschaftliche Pionierarbeit leistete er vor allem auf dem Gebiet der Schwerionenphysik. Bereits als Assistent Regeners am Physikalischen Institut der T. H. Stuttgart (1934-37) beschäftigte er sich mit der Aufzeichnung der Spuren, die ionisierende Teilchen beim Durchlaufen photographischer Schichten erzeugen. In Ballonaufstiegen, bei denen mit elektronischen Geräten kosmische Strahlen registriert wurden, konnte er in photographischen, mit Hilfe des Zentrallaboratoriums der Agfa hergestellten Emulsionsschichten die Spuren von Teilchen der kosmischen Strahlung und der von ihnen beim Stoß auf Atomkerne der Emulsion



erzeugten Trümmer sichtbar und der Messung zugänglich machen. Die »Kernspur-Emulsionen« haben später eine wichtige Rolle in der Elementarteilchen-Physik gespielt. Eine Variante der photographischen AgBr-Gelantine-Schichten, monokristalline Silberchlorid (AgCl)-Plättchen, in denen die Teilchenspuren durch Bestrahlung mit UV-Licht sichtbar gemacht werden konnten, verwendete er in den sogenannten Biostack-Experimenten in Zusammenarbeit mit den Arbeitsgruppen von Prof. Bücker (DVL) und Prof. Kranz (Botanisches Institut) für strahlenbiologische Experimente im Weltraum, um Strahlenschäden durch hochenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung an Pflanzensamenbiologie und Steinkrebsen zu untersuchen. Nach seiner Emeritierung 1979 setzte er die Arbeiten mit Kernspurschichten mit einer kleineren Arbeitsgruppe fort. Mit strahlenbiologischen Experimenten im Weltraum, zuletzt mit sowjetischen Bioskosmos-Satelliten, war er bis 1994 beschäftigt.

Über seine Lehr- und Forschungstätigkeit hinaus nahm Prof. Schop-

per eine große Zahl anderer Verpflichtungen wahr: als Dekan, als Mitglied des Großen Rats der Universität, Ehrenbeamter im Werksausschuss der Stadt Frankfurt und in wissenschaftlichen Gremien, unter anderem der IUPAP Sparte Cosmic Rays (1963-70), als Mitglied der Deutschen Atomkommission (1963-70) oder als Vorsitzender der Working Group »Space Biophysics« im Europarat.

Mit Prof. Walter Greiner gründete er die Arbeitsgemeinschaft Hessischer Kernphysiker AHK, in der sich Kernphysiker hessischer und benachbarter Universitäten im Rhein-Main-Gebiet von 1965 bis 1969 im Institut für Kernphysik der Universität trafen, um ein Institut mit einem Hochenergie-Beschleuniger für Schwerionen zu konzipieren. Daraus entstand die international renommierte Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt.

Seine aktive Forschungstätigkeit beendete Schopper erst 1995, er nimmt aber weiterhin regelmäßig an Forschungskolloquien teil. Seine Beschäftigung mit physikalischer und naturwissenschaftlicher Literatur gilt vor allem der Hirnforschung. Außerdem ist er Mitglied der Wissenschaftlichen Gesellschaft Frankfurt.

Den Umzug des Instituts für Kernphysik Ende des Jahres vom Rebstockgelände auf den Campus der Naturwissenschaften auf den Riedberg begrüßt er, vor allem die dadurch entstehende räumliche Nähe der gesamten Institute des Fachbereichs Physik und der anderen Naturwissenschaften.

Prof. Schoppers Wirken wurde durch zahlreiche Preise und Ehrungen anerkannt. So erhielt er unter anderem 1973 den Group-Achievement-Award der NASA (Apollo-Sojus-Mission), 1979 den Bundesverdienstorden 1. Klasse, sowie 1983 den ESA Team-Achievement-Award (Space-Lab-Mission). *Ann Wente*

Neu berufen

Harald Appelshäuser

Seit vielen Jahren beschäftigt die Physiker die Frage nach der Gestalt des Universums in den ersten Sekundenbruchteilen nach seiner Entstehung. Zu diesem Zeitpunkt hatte die Materie eine völlig andere Struktur als unsere heutige Welt. Sie bestand aus einem heißen Plasma der kleinsten bekannten Bausteine der Materie, den Quarks und Gluonen. Zur Erzeugung und Erforschung dieser Ursuppe werden heute aufwendige Experimente mit Schwerionenstrahlen an den großen Beschleunigerlabors der Welt durchgeführt, etwa am CERN in Genf oder an der GSI in Darmstadt.

Seit dem letzten Wintersemester ist Harald Appelshäuser, Jahrgang 1966, Professor für experimentelle Kernphysik an der Universität. Sein wissenschaftlicher Schwerpunkt ist die Untersuchung extremer Formen nuklearer Materie. Der gebürtige Frankfurter promovierte 1997 mit einer Dissertation über Bose-Einstein-Korrelationen in Schwerionenkollisionen, bevor er an die Universität Heidelberg wechselte. Dort widmete er sich dem Studium von Elektron-Positron Paaren aus Zerfällen von Vektormesonen sowie der Analyse nicht-statistischer Fluktuationen in Schwerionenkollisionen, gefolgt von seiner Habilitation im Jahr 2003.

Der Blick richtet sich nun in die Zukunft: im Jahr 2007 wird am CERN der neue LHC-Beschleuniger in Be-

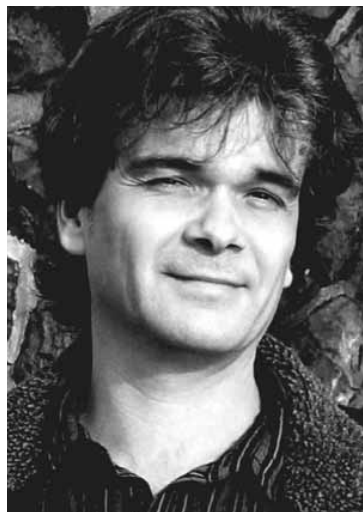


Foto: Privat

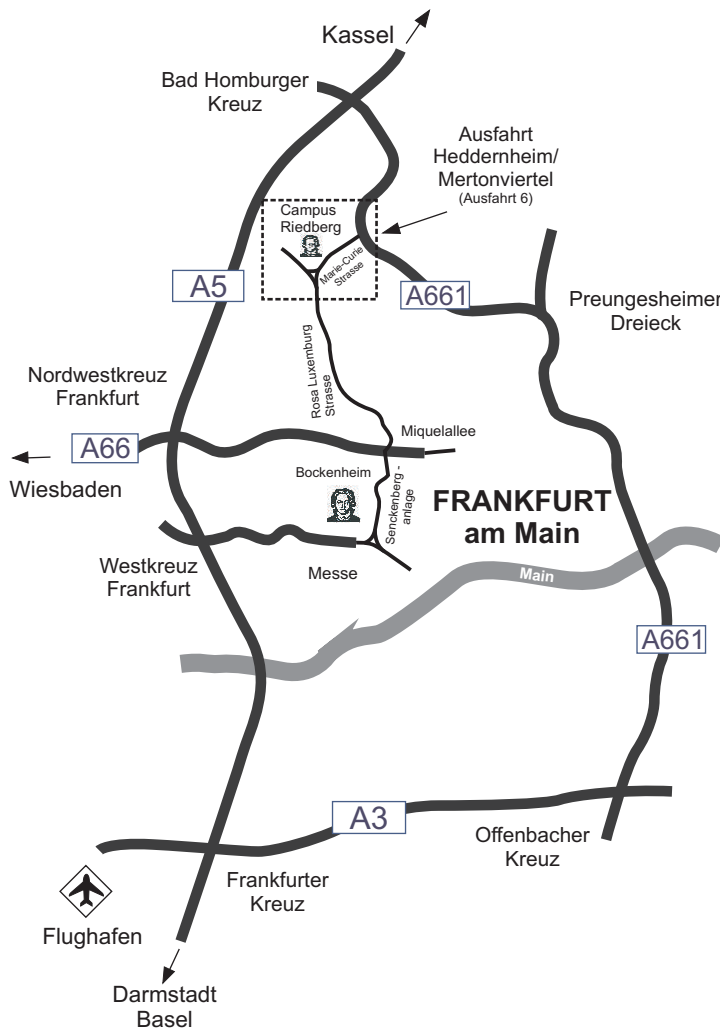
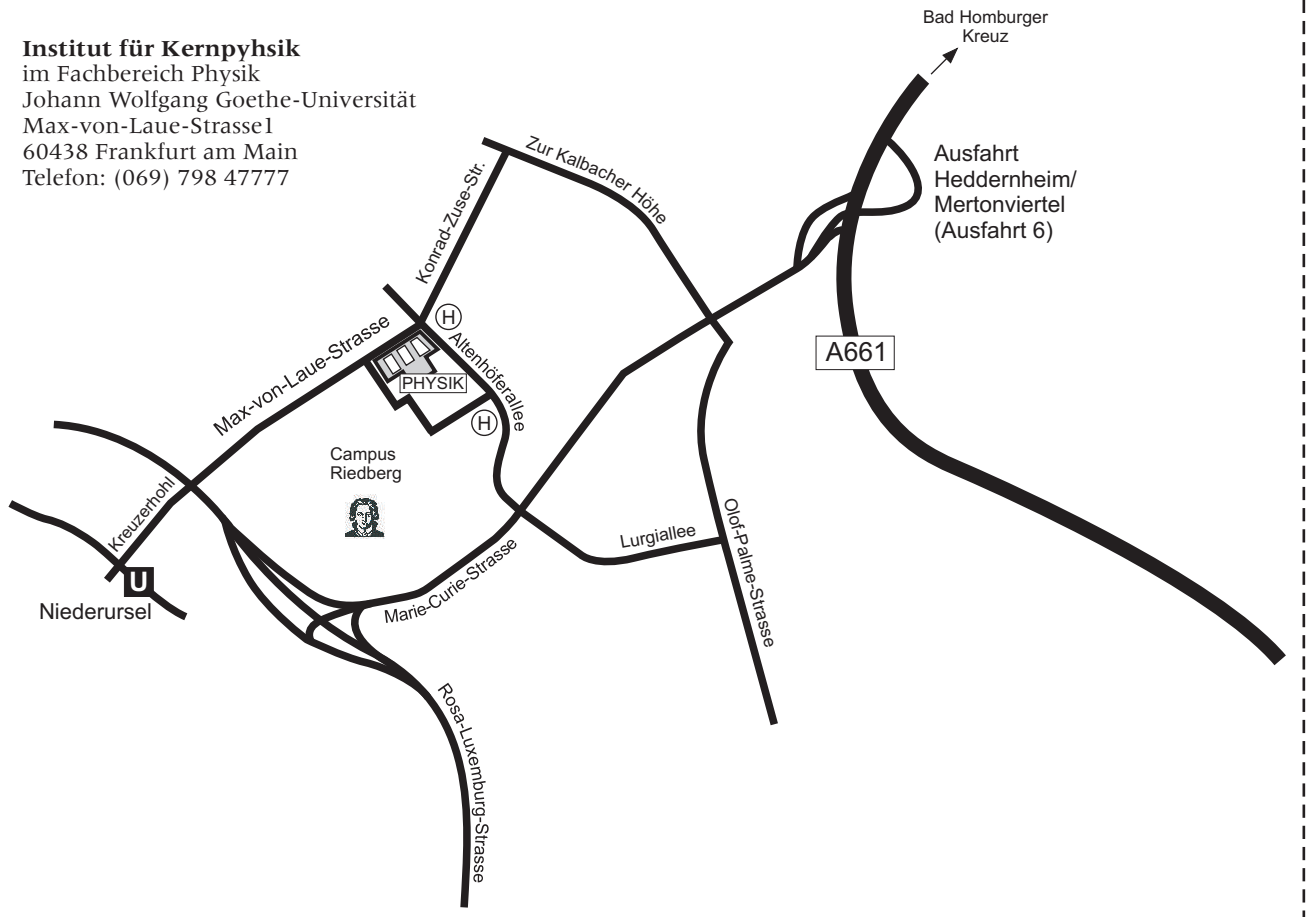
trieb genommen. Im Vergleich zu bestehenden Beschleunigeranlagen weist der LHC eine vielfach höhere Einschussenergie auf, wodurch eine präzise und detaillierte Charakterisierung des Quark-Gluon Plasmas ermöglicht werden soll. Hierfür werden am LHC neue Untersuchungsmethoden zur Verfügung stehen, etwa das Studium hochenergetischer Teilchenjets und die Spektroskopie schwerer Vektormesonen. Dies erfordert die Entwicklung modernster Technologien und Detektoren zum Nachweis von Elementarteilchen, die in ALICE, einem der drei großen LHC-Experimente, zum Einsatz kommen sollen. Die Arbeitsgruppe von Harald Appelshäuser ist maß-

geblich an den Entwicklungen für das ALICE-Experiment beteiligt, wofür sie im Neubau der Physik am Riedberg und am neuen Stern-Gerlach Zentrum für experimentelle physikalische Forschung ideale Voraussetzungen vorfindet

Eine langfristige Perspektive erhält dieses Forschungsgebiet durch das neue FAIR-Projekt der GSI in Darmstadt, wo im nächsten Jahrzehnt weltweit einzigartige neue Forschungsmöglichkeiten entstehen sollen. Der Schwerpunkt wird dabei auf der Erzeugung ultradichter Kernmaterie liegen, wie sie möglicherweise im Innern von Neutronensternen vorzufinden ist. Harald Appelshäuser wird die bestehende enge Kooperation mit der GSI fortführen und ist an den Vorbereitungen für ein zukünftiges experimentelles Programm bei FAIR beteiligt.

Mit dem Beginn der LHC-fra werden die Grenzen der klassischen Kernphysik weit überschritten. Dieser Annäherung an die Konzepte der Hochenergiephysik möchte Harald Appelshäuser auch in seinem Lehrangebot Rechnung tragen. Die Studierenden in seiner Arbeitsgruppe sollen frühzeitig in die Zusammenarbeit großer internationaler Kollaborationen eingebunden und ihnen so Möglichkeiten eröffnet werden, bereits im Rahmen ihrer Studienarbeit einen Beitrag an vorderster Front internationaler Forschung zu liefern. **UR**

Institut für Kernphysik
im Fachbereich Physik
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Max-von-Laue-Strasse 1
60438 Frankfurt am Main
Telefon: (069) 798 47777



Physik - Campus Riedberg
Anfahrt mit öffentlichen Verkehrsmitteln

Von Frankfurt "Hauptwache": mit der U-Bahn Linie 1 bis "Nordweststadt", dann mit dem Bus Linie 26 oder 29 bis "Campus Riedberg"

oder ab

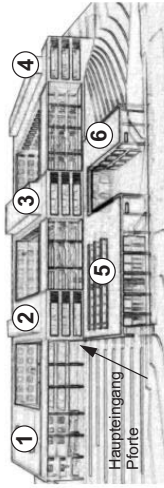
Frankfurt "Hauptwache" mit der U-Bahn Linie 3 bis "Niederursel", dann 10 Minuten Fußweg

Physik - Campus Riedberg
Public Transportation

From Frankfurt "Hauptwache": U-Bahn Line 1 to "Nordweststadt", change to Bus 26 or 29 to "Campus Riedberg"

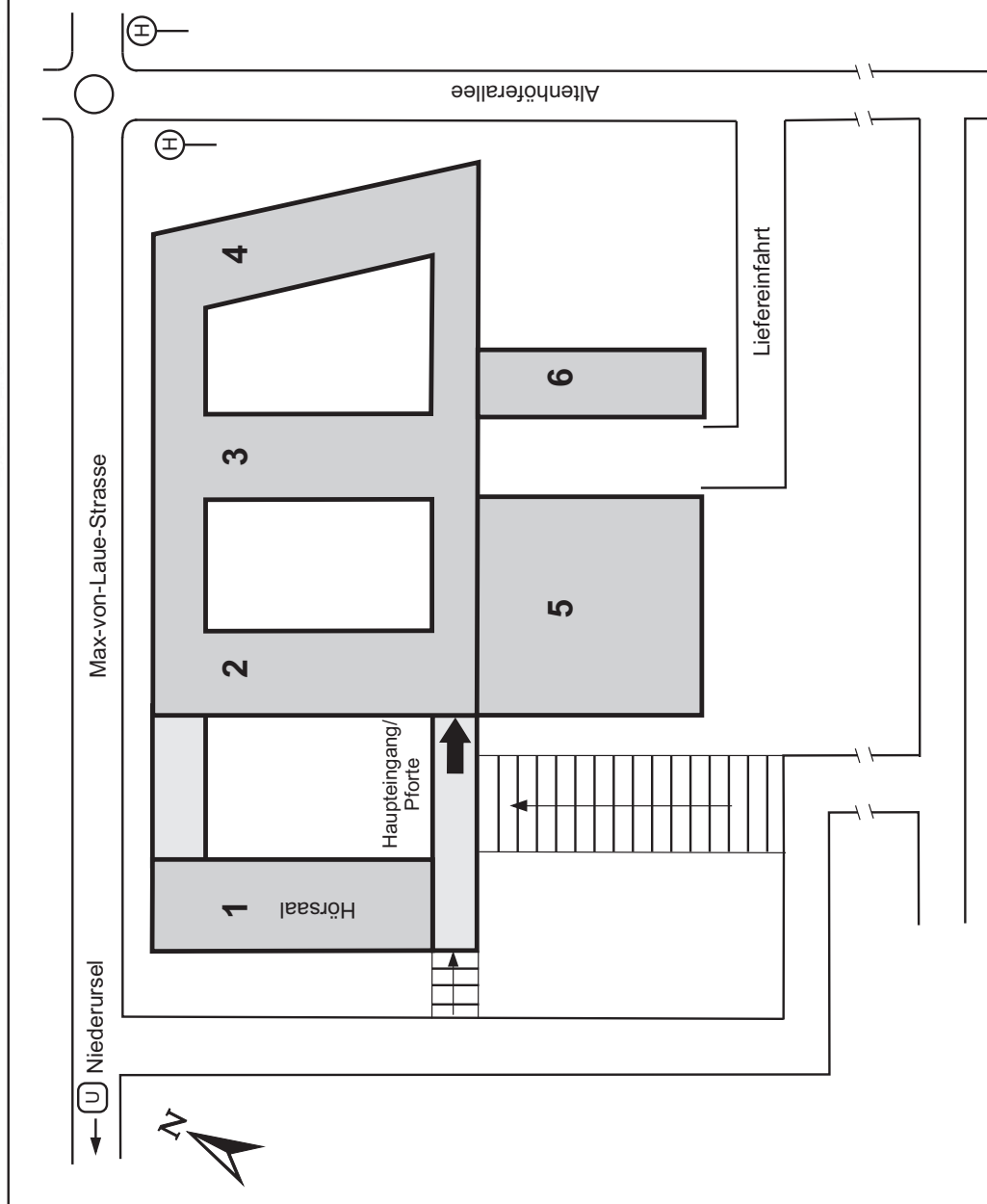
or

Frankfurt "Hauptwache" U-Bahn Line 3 to "Niederursel", 10 minutes walk



PHYSIK
Campus Riedberg
Was finde ich wo

Institut für Angewandte Physik	2.UG Bauteil 5 und 6 Experimentierhalle und Werkstätten Bauteil 2 (Praktikumsräume) Räume __,207 und __,211
Institut für Biophysik	2.OG Bauteil 2 - 4 Räume 02.230 bis 02.232 und 02.301 bis 02.428 und __,329
Institut für Didaktik der Physik	EG Bauteil 3 und 4 Räume __,307 bis __,314 und __,404 bis __,423
Institut für Kernphysik	2.OG Bauteil 2 Räume 02.205 bis 02.212 und 02.217 bis 02.223
	2.UG Bauteil 5 und 6 Werkstätten, Experimentierhalle, Nebenräume
	1.UG Bauteil 5 Werkstätten und Nebenräume
	EG Bauteil 3 Räume __,301 bis __,304 und __,319 bis __,321
	1.OG Bauteil 2 - 4 alle Räume außer 01.213 bis 01.221 und 01.233 bis 01.234
Institut für Theoretische Physik	1.OG Bauteil 1 alle Räume außer 01.121 bis 01.129
	2.OG Bauteil 1 alle Räume
Physikalisches Institut	1.UG Bauteil 1 alle Räume außer __,603, __,604
	EG Bauteil 2 (Praktikumsräume) alle Räume außer __,204 bis __,206 und __,212 bis __,213
Dekanat	EG Bauteil 2 Räume __,222 is __,226
Fachschaft	EG Bauteil 2 Räume __,208 bis __,210
Café Physik	1.UG Bauteil 2 Raum 0.241
CSC	1.OG Bauteil 1 Räume 01.121 bis 01.129
FIAS	EG Bauteil 3 und 4 Räume __,315 bis __,318 und __,325 bis __,328 und __,425
	1.OG Bauteil 2 Räume 01.213 bis 01.221 und 01.233 bis 01.234
	2.OG Bauteil 2 Räume 02.213 bis 02.216 und 02.227 bis 02.229



Gebäude / Etagen / Raumnummern
 xx.1xx ist in Bauteil 1
 xx.2xx ist in Bauteil 2
 xx.3xx ist in Bauteil 3
 etc.
 2. Untergeschoss: 00.XXX
 1. Untergeschoss: 0.XXX
 Erdgeschoss: __.XXX
 1. Obergeschoss: 01.XXX
 2. Obergeschoss: 02.XXX

AUTORENINDEX

- A**
- Adaniya, H. 45
- ALICE Collab. 25, 93
- Alt, C. 17, 20
- Alt, H. Ch. 67, 73
- Adler, C. 90
- Akoury, D. 29
- Amend, W. 90, 91, 103
- Alexandrov, V. 86, 87
- Alnaser, A. 40, 55, 56
- Amar-Youcef, S. 98
- Appelshäuser, H. 23, 24, 25, 90
- Arnold, W. 81
- Augustinski, G. 94
- B**
- Bächler, J. 94
- Banas, D. 31, 36
- Baumann, H. 75
- Baumgarten, R. 101
- Beckert, K. 31, 36
- Beller, P. 31, 36
- Belkacem, A. 45
- Benedek, G. 61
- Bethge, K. 75
- Bialas, N. 91, 103
- Blume, C. 17, 20, 25, 90
- Bosch, F. 31, 36
- Bramm, R. 93
- Braun-Munzinger, P. 94, 96
- Büttner, H. 66
- C**
- CERES Collab. 23
- Cocke, C. L. 40, 55
- Christiansen, P. 94
- Czasch, A. 38, 51, 83
- Costa Fraga, R. 60
- D**
- Daes, H. 94
- Dersch, O. 65, 66
- Deveaux, M. 98
- Dilfer, W. 101
- Dinkelaker, P. 17, 20
- Dobrescu, S. 85
- Dörner, R. 31, 33, 36, 38, 40, 45, 48, 50, 51
55, 56, 58, 61, 77, 81, 83, 87
- Düring, W. 105
- E**
- Emschermann, D. 90
- Engel, S. 105
- Erengil, Z. 83
- F**
- Farenzena, L. S. 49
- Feinberg, B. 45
- Flierl, D. 17, 20
- Foucar, L. 48
- Förster, A. 13
- Franczak, B. 31, 36
- Frankenfeld, U. 94, 96
- Friese, V. 17, 20
- Fröhlich, I. 98
- G**
- Gass, W. 106
- Garabatos, C. 94, 96
- Gazdzicki, M. 17, 20
- Glässel, P. 94
- Gomeniuk, Y.V. 67, 73
- Götzen, K. 26
- Grisenti, R.E. 38, 60, 61
- Groeneveld, K. O. 49
- Grosse, E. 13
- Gumberidze, A. 31, 36
- H**
- HADES. 14
- Hagmann, S. 31, 32, 35, 36, 37
- Hartig, M. 25
- Hattass, M. 48, 51
- Havermeier, T. 43
- Hehner, J. 94
- Hergenbahn, U. 38
- Heß, S. 31, 36
- Heuser, J.M. 98
- Hinke, H. 90
- Hoehne, C. 17, 20
- J**
- Jahnke, T. 38, 40, 48, 51, 58
- Jalowy, T. 49
- Jagutzki, O. 33, 38, 40, 48, 50, 51, 83
- Jakumbassa, D. 31, 36
- K**
- Kayokov, A. 86
- Kász, M. 38, 61
- Kessenbrock, M. 25
- Kliemant, M. 17, 20, 25
- Knapp, A. 38
- Kniese, S. 17, 20, 23, 25, 91
- Koczon, P. 13
- Koenig, W. 88, 89
- Köhler, E. 91, 103
- Kohlmeyer, B. 13
- Kölichhaus, J. 106
- Kozuharov, C. 35, 36, 37
- Kramer, F. 25, 90
- Kraus, I. 17
- Kreidi, K. 29, 38, 40
- L**
- Landers, A. L.
- Lang, S. 13, 88
- Liesen, D. 31, 36
- Li, W. 29
- Lineva, N. 35, 37
- Litvinyuk, V. 55
- Lungwitz, B. 17, 20
- M**
- Maharjan, C. 40, 56
- Markert, J. 88
- Metag, V. 89
- Meurer, C. 17
- Meuter, W. 91, 101
- Meyer, J. D. 73
- Mitrovski, M. 17, 20
- Moshhammer, R. 31, 35, 36

Müntz, C.	88, 98	Spruck, B.	89
N		Stachel, J.	94
NA49 Collab.	17, 20	Staudte, A.	38, 40
Naumann, L.	13	Steck, M.	31, 36
Neumann, N.	45	Stelzer, H.	94, 96
Neve, S.	77	Stiebing, K. E.	85, 86, 87, 101
Notfal, M.	31, 35, 36	Stock, R.	17, 20
Novotny, R.	89	Strabel, C.	17, 20
Nowak, H.	26, 97	Strekalowskij, O.	86
O		Ströbele, H.	13, 17, 20, 88
Oeschler, H.	13	Stroth, J.	88, 98
Odenweller, M.	48	Stöhlker, Th.	36
Osipov, T.	40, 56	Sturm, C.	13, 88
Otto, M.	20	Sudol, M.	88
P		T	
Pachmeyer, Y.C.	88	Titze, J.	33, 38, 50, 51
Pant, L.M.	89	Toennies, J. P.	61
Pechenov, V.	88	Trotsenko, S.	31, 36
Peters, K.	26	U	
Petridis, N.	60	Uhlig, F.	13
Pietraszko, J.	89	Ulrich, B.	56
Philippov, A.	86	Ullrich, J.	55
Ploskoń, M.	13, 23, 24, 25	Urban, M.	91, 103
Pohlmann, S.	105	V	
Ponciano, C.R.	49	Voss, S.	48, 56
Prior, M. H.	40	Vranic, D.	91, 96
R		W	
Ranitovic, P.	56	Walus, W.	13
Rauch, F.	65, 66	Wang, X.	31, 32, 35, 36
Renfordt, R.	17, 20, 25, 91, 94, 96	Weber, Th.	29, 40, 48
Reuschl, R.	31, 36	Wegerle, D.	25
Richard, A.	17	Wenbin, L.	29
Riemann, H.	73	Weirich, R.	103
Roselieb, K.	66	Wiechula, J.	96
Rustamov, A.	88	Wiedemann, B.	67, 73
S		Wilms, A.	26
Sandoval, A.	17, 20	Windelband, B.	94
Scheinast, W.	13	Wimmer, C.	38
Schempp, A.	87	Wüstenfeld, J.Y.	88
Schmah, A. 13.	88	Z	
Schmidt, H. R.	94, 96	Ziel, P.	101
Schmidt, L.	33, 48, 50, 77, 81, 83	Zou, Y.	32
Schmidt-Böcking, H.	38, 40, 48, 49, 50, 51, 55, 56, 58	Zschau, H.E.	75, 77, 83
Schneider, K.	101	Zumbruch, P.	88
Schöffler, M.	33, 38		
Schöblier, S.	38		
Schuck, T. 13.			
Schuster, T.	17, 20		
Schreiber, S.	103		
Schütze, M.	75, 77		
Schwab, Th.	91, 105		
Schwab, E.	13, 94		
Senger, P.	13		
Seyler-Dielmann, P.	107		
Shin, Y.	13		
Shirkov, G.	86, 87		
Silveira da, E. F.	49		
Simon, R.S.	89		
Smorlarski, M.	57, 58		
Sommer, W.	90		
Spillmann, U.	31, 36		

IMPRESSUM

IKF - Jahresbericht 2004/2005
Herausgegeben vom
Institut für Kernphysik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Geschäftsführender
Direktor: Prof. Dr. Herbert Ströbele

Redaktion Prof. Dr. Herbert Ströbele
Claudia Freudenberger

Satz und Layout Claudia Freudenberger

Adresse: Institut für Kernphysik
Max-von-Laue-Str. 1
60438 Frankfurt am Main

Internet: <http://www.uni-frankfurt.de/fb/fb13/ikf/index.html>

Telefon Pforte: (069) 798 47777
Telefon IKF-Verwaltung: (069) 798 47099
Telefon Sekretariat: (069) 798 47023/47045
FAX: (069) 798 47100
email: verwaltung@ikf.uni-frankfurt.de

Der Jahresbericht in gedruckter Form, erscheint in Zukunft alle 2 Jahre.
Anfrage unter: freudenberger@atom.uni-frankfurt.de
Ein jährliches update zum download gibt es im Internet unter:

<http://www.uni-frankfurt.de/fb/fb13/ikf/Downloads/index.html>

Das Titelbild zeigt (von oben nach unten):
HADES, COLTRIMS, Panda, Na49, ALICE, ALICE TRD Labor, supercooled Hydrogen-Jet