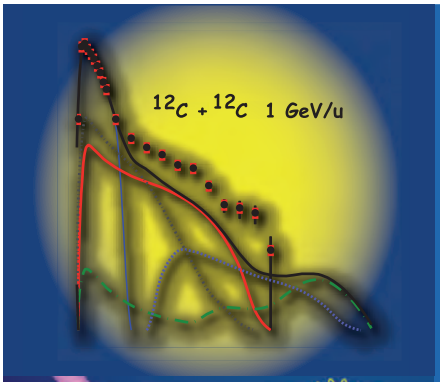
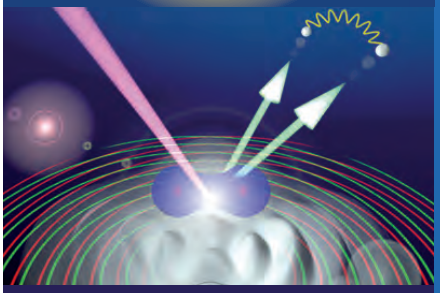
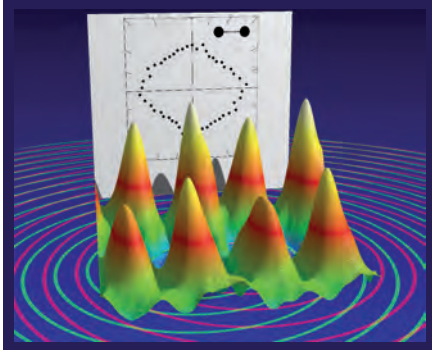
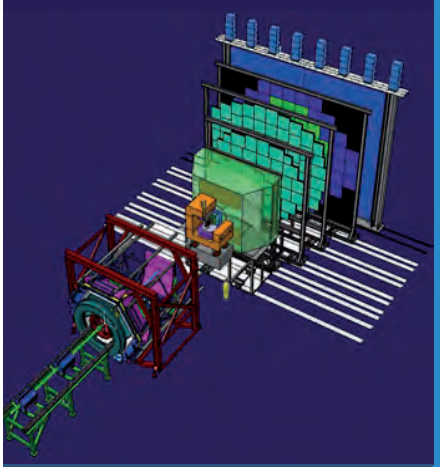
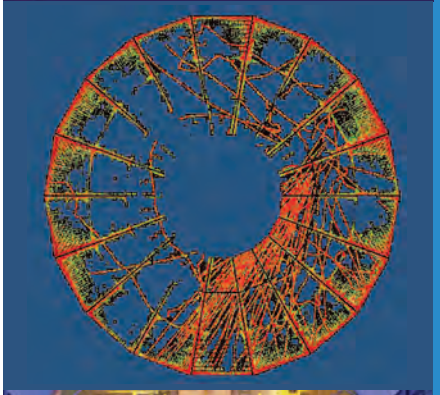
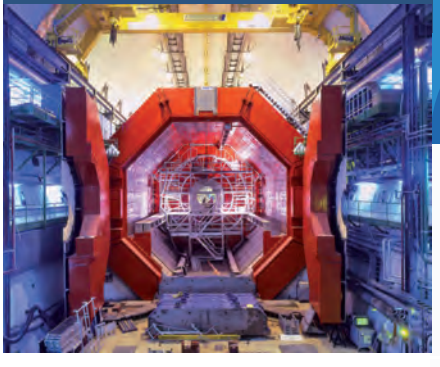










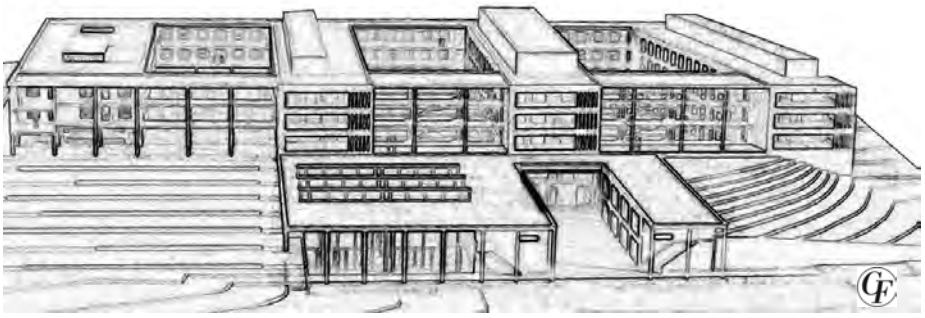


Institut für Kernphysik

Goethe-Universität Frankfurt am Main

IKF
Institut für Kernphysik Frankfurt

Jahresbericht 2006/2007



Gebäude der Physik
Campus Riedberg

Institut für Kernphysik

am Fachbereich Physik
der Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Jahresbericht

2006 / 2007

IKF-66

INHALTSVERZEICHNIS

Vorwort 7

Forschungsschwerpunkte 9

Arbeitsgruppen 11

Wissenschaftliche Arbeiten 15

Dokumentation 123

Stark wechselwirkende Materie

HADES

Status of the HADES physics program 15

Elementary collisions with HADES 20

The Upgrade of the Multiwire Drift Chamber Readout of the HADES Experiment at GSI 21

Investigation of the reconstruction efficiency of the HADES-tracking system 22

A General Purpose Trigger and Readout Board (TRB) for HADES and FAIR-Experiments 23

CERES

Two- and three-particle azimuthal correlations of high-p_t charged hadrons in Pb-Au collisions at 158AGeV beam energy 24

Pion freeze-out and two particle correlations in Pb+Au collisions at SPS energies 25

NA 49

Energy Dependence of Multiplicity Fluctuations in Central Pb+Pb Collision 27

Λ polarization measurement in Pb+Pb collisions 29

NA 61

NA61/Shine at the CERN SPS 30

STAR

Photons and π^0-mesons in Au-Au-collisions at $\sqrt{S_{NN}}$=62 GeV 32

ALICE

Commissions at the ALICE Time Project Chamber 33

Installation of the Time Projection Chamber into the ALICE experiment 37

Mass test Electronics Integration of ALICE TRD Chambers at IKF Frankfurt 38

A drift velocity monitor for the ALICE TRD 39

Ongoing activities of the ALICE TRD construction at the IKF 40

Mass test of the ALICE TRD front end electronics at IKF 41

A gas monitor for the ALICE TRD 42

Quakonia measurements with the central detectors of ALICE 43

Measurement of $B \rightarrow J/\psi+X$ with the central detectors of ALICE 46

High Level Trigger for the Transition Radiation Detector in ALICE 47

ALICE High-Level Trigger: Implementation of TRD-specific components 49

Analyse der TRD Teststrahldaten 2007 am PS-Beschleuniger des CERN 50

CBM

Systematic investigations on the di-electron setup of CBM 51

Achievements of CMOS Pixel Sensors for the CBM Micro-Vertex Detector 52

R&D for the demonstrator of the CBM-Microvertex-Detector (MVD) 53

A Readout System for the CBM-MVD Demonstrator 54

Ein Vakuum-Teststand für den CBM Vertex Detektor 55

PANDA

Development status of the APDs for the PANDA electromagnetic calorimeter 56
The influence of radiation on the parameters of the APDs of the PANDA-EMC 57
Entwurf einer Mesapparatur zurBetrahlung von LAAPDs mit Neutronen 58

R3B

Proton tracking in the R3B Experiment 59

Atom- und Molekülphysik

Atomphysik I: Experimente mit starken Laserfeldern

Aufbau einer Laserkammer und eines Mach- Zehnder Interferometers für Pump-Probe Experimente 63
Ionisation ausgerichteter Sauerstoff-Moleküle in starken Laser-Feldern 64
Ionisation von Argon Dimeren in kurzen intensiven Laser Feldern 66
Entwicklung einer Messapparatur für Ion-Laser-Experimente 67

Atomphysik II: Photoionisation von Molekülen und Dimeren

Photoionisation von Helium-Dimeren 68
1s-Photoionisatization of Ne2-Decay Mechanisms and Core Hole Localization 70
Symmetrie und deren Brechung im H_2+Molekül 72
Auger Electron angular distributions as a probe for molecular structure 74

Atomphysik III: Streuexperimente mit Ionen- und Molekülstrahlen

Vorbereitung eines Experimentes zur Untersuchung der Reaktionsdynamik bei Stößen von langsamen, hochgeladenen Ionen mit Molekülen 77
Untersuchung der Reaktionsdynamik bei Stößen von langsamen, hochgeladenen Ionen mit H_2- und CO_2- Molekülen 78
Elektroneneinfang am COLTRIMS-XXL Aufbau 80
Die Untersuchung von Transferionisations- und Elektroneneinfachreaktionen mit Helium-Dimeren 81
Dissoziativer Elektroneneinfang 83
Radiative Electron Capture to Continuum RECC in Near-Relativistic Collisions 84
Electron Capture to Continuum (ECC) in Near-Relativistic Collisions 85
Projectile Ionization and Electron Loss to Continuum (ELC) in Near-Relativistic Heavy-Ion Atom Collisions 86
Ionization of the Projectile in Fast Ion-atom Collisions 87

Ionenquellen- und Beschleuniger Physik

Die Beschleunigeranlagen des Institutes 91
Fortgeschrittenen-Praktikum am IKF 94
The Influence of Ambipolarity on Plasma Confinement and the Performance of Electron-Cyclotron Resonance Ion soureces (ECRIS) 95
Erzeugung negativer Ionen mit einer Mikrostruktur-Ionenquelle 96
The Injection Line for FNSR 97
Neue Entwicklungen zum Emittanz- und Profilmonitor 98
RBS Investigations of Layered Targets for SIS18 Beam Loss Collimators 99
Desorption Yield Measurements of Copper Characterized using UHV-ERDA 100

Materialforschung und Festkörperphysik

Wirksamkeit des Halogeneffekts bei TiAl-Legierungen mit Aluminiumgehalten kleiner als 48at. % 103

Conditions for the Long Time Stability of the Fluorine Effect during Oxidation of Titanium Aluminides at 900° C and 1000° C in Air 107

Kurzzeitoxidation Fluor-implantierter TIAL-Legirungen 111

Laser Source Mass Spectrometry 114

Anwendungen der Ionenstrahltechniken in der Materialwissenschaft 115

Untersuchungen zum Superfocusing Doppelphotoionisation an Supraleitern 117

Doppelionisation an Supraleitern 118

Photoemission an Festkörpern 119

IKF Einrichtungen und Abteilungen

Helmholtz Research School for Quark Matter Studies in Heavy Ion Collisions 120

Abteilung Elektronik 121

Feinmechanik 125

Schlosserei 126

Dokumentation

Nachruf Dr. D. Hofmann 128

Institutsangehörige 129

Preise und Ehrungen 129

Gutachtertätigkeiten / Mitarbeit in Gremien 130

Veröffentlichungen 131

Dissertationen / Diplomarbeiten 137

Vorträge und Konferenzbeiträge 138

Kollaborationen 147

Pressespiegel 151

IKF-Adressen und Lageplan 165

Gebäudeplan 167

Autorenindex 168

Impressum 170

Liebe Mitarbeiter und Freunde des IKF,

nachdem der Umzug in das neue Gebäude endgültig vollzogen und alle wichtigen Ausstattungsmaßnahmen im Wesentlichen abgeschlossen sind, richtet sich unser Blick wieder voll und ganz auf unsere eigentlichen Aufgaben: die Lehre und die Forschung. Die Einführung des Bachelor/Master Studienganges hat das IKF erreicht, der erhöhte Prüfungs- und Betreuungsaufwand ist unmittelbar spürbar geworden. Trotz aller Vorurteile bergen die neuen Studiengänge eine Reihe neuer Chancen und Möglichkeiten, die Ausbildung der Studierenden weiter zu verbessern. Es ist an uns, das Vergangene hinter uns zu lassen und die neuen Chancen zu nutzen.

Anlass zu großem Optimismus geben die Fortschritte in der Forschung. So hat das HADES Experiment (Gruppen Stroth und Ströbele) sein erstes großes wissenschaftliches Ziel erreicht und das seit Jahren diskutierte „DLS-Puzzle“ gelöst. Für die kommenden Jahre sind nun zahlreiche spannende Messungen zu erwarten, die unser Verständnis dichter hadronischer Materie vertiefen werden. Spannend wird es auch am CERN, wo im Herbst 2008 die ersten Kollisionen am neuen LHC-Beschleuniger stattfinden werden. Die Vorbereitungen für das ALICE-Experiment liefen in den beiden vergangenen Jahren auf Hochtouren (Gruppen Appelshäuser und Blume), insgesamt wurden bereits über 50 Auslesemodule für den ALICE-Übergangsstrahlungszähler fertig gestellt und ausgeliefert. Trotz des Starts des LHC wird der Detektorbau für ALICE in den Labors des Stern-Gerlach-Zentrums (SGZ) noch bis Ende 2009 andauern.

Gleichzeitig werden am SGZ bereits apparative Entwicklungen für zukünftige Experimente bei FAIR vorbereitet. Dabei stellen die hohe Ereignisrate und die erforderliche Strahlungsresistenz hohe Anforderungen an die nächste Generation von Detektoren. So werden derzeit innovative und hochauflösende Siliziumdetektoren für das CBM-Experiment bei FAIR entwickelt (Gruppe Stroth), während die Gruppe Peters an der Entwicklung strahlungsharter Photodioden für die Auslese des PANDA-Kalorimeters beteiligt ist.

Mit Ablauf des Jahres 2008 wird das CERN Experiment NA49, das im IKF während der vergangenen 20 Jahre im Mittelpunkt der Hochenergie-Kernphysikgruppe stand, weitgehend abgeschlossen werden. Zehn wissenschaftliche Veröffentlichungen mit maßgeblichen Beiträgen der Frankfurter Gruppe wurden noch seit 2006 in renommierten Zeitschriften veröffentlicht und drei weitere eingereicht.

Die in der Atomphysik (Gruppe Dörner) entwickelten kryogenen Targetstrahlen für Speicherringe wurden erstmals bei GSI sehr erfolgreich eingesetzt – diese Entwicklung wird seit 2006 durch die Helmholtz-Nachwuchsgruppe von Dr. Robert Grisenti vorangetrieben. Mit Hilfe der am IKF entwickelten COLTRIMS konnte die Atomphysikgruppe an den Beschleunigern und Lasern des Stern-Gerlach-Zentrums, an den Synchrotronanlagen BESSY (Berlin) und ALS (Berkeley) einige zum Teil seit 40 Jahren offene Fragen der Molekülphysik auf überraschende Weise lösen und zudem weiteres Licht in einen neuen Zerfallskanal in Clustern bringen. Die Nachweistechnik wird derzeit für die Untersuchung von supraleitenden Proben adaptiert. Hinzu kamen erste Experimente am FLASH Free Electron Laser bei DESY.

Weitere Experimente im Hause sollen in Zukunft am Frankfurter Neutronengenerator FRANZ durchgeführt werden. Die Beteiligung des IKF an Vorbereitung und Durchführung der Experimente wird seit 2006 durch die Helmholtz-Nachwuchsgruppe von Dr. Rene Reifarth verstärkt.

Die schnellen Fortschritte in der Forschung wären ohne die hervorragenden experimentellen Bedingungen, die der Neubau mit sich bringt, kaum denkbar gewesen. Dies schlägt sich auch in der erfolgreichen Drittmitteleinwerbung nieder: in den Jahren 2006 und 2007 hat das IKF Drittmittel in Höhe von jeweils rund 2.1 Millionen Euro eingeworben, was annähernd der Hälfte des Drittmittelaufkommens des gesamten Fachbereichs entspricht. In der sich mit rasanter Geschwindigkeit verändernden Forschungslandschaft sind in den beiden vergangenen Jahren weitere wichtige Elemente hinzugekommen. So wurde die Forschungsallianz EMMI Ende 2007 von der Helmholtz-Gemeinschaft zur Förderung empfohlen, in der das IKF in großer Breite thematisch verankert ist. Bereits 2006 wurde eine weitere Kooperation mit der GSI aufgebaut: die Helmholtz Research School H-QM, in der gemeinsam theoretische und experimentelle Doktoranden der Schwerionenphysik ausgebildet werden. Inzwischen nehmen bereits 30 Doktoranden aus Frankfurt und der GSI am Programm teil. Das IKF bewegt sich also innerhalb eines sich ständig weiter entwickelnden Netzwerks von Forschungsprogrammen und –einrichtungen und will auch in Zukunft seine hervorragende Positionierung weiter ausbauen.

Die Aktivitäten des IKF wurden auch in den vergangenen zwei Jahren durch eine Reihe von Veranstaltungen wie Konferenzen und Workshops abgerundet. Besonders hervorzuheben sind die „Highlights der Physik“, die von der Universität Frankfurt gemeinsam mit der DPG und dem BMBF organisiert wurden und eine breite Öffentlichkeit erreichten. Besonderer Dank gilt den lokalen Organisatoren unter Leitung von Prof. Horst Schmidt-Böcking.

Die Liste der besonderen Ereignisse wäre unvollständig ohne die Erwähnung der Verleihung des Davisson-Germer Preises 2008 an Prof. Horst Schmidt-Böcking. Zu dieser außerordentlichen Auszeichnung, die einen beträchtlichen Prestigegewinn nicht nur für das IKF im 50. Jahr seines Bestehens, sondern für den Forschungsstandort Deutschland insgesamt bedeutet, gratulieren wir nochmals ganz herzlich.

Insgesamt zeigt sich, dass das Institut auf einem guten Weg ist, wofür wir uns bei allen Mitarbeitern und Freunden herzlich bedanken wollen. Ganz besonderer Dank gilt den Mitarbeitern, die in den verdienten Ruhestand getreten oder in eine andere Betriebseinheit gewechselt sind. Dies sind: Herr R. Baumgarten, Frau J. Berschin, Herr C. Kazamias, Dr. J. D. Meyer und Dr. P. Eschenbrenner

Weiterer Dank gilt den folgenden Einrichtungen und Institutionen für die großzügige Unterstützung des Instituts:
Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI)
Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren (HGF)
Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG)
Europäische Gemeinschaft (EU)
Deutscher Akademischer Austauschdienst (DAAD)
Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF)
Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR)
Hermann-Willkomm-Stiftung
W.E. Heraeus-Stiftung
Alexander-von-Humboldt-Stiftung
RoentdekGmbH

Prof. Dr. Harald Appelshäuser
Geschäftsführender Direktor

Prof. Dr. Harald Appelshäuser

J Prof. Dr. Christoph Blume

Prof. Dr. Reinhard Dörner

Prof. Dr. Klaus Peters

Prof. Dr. Joachim Stroth

Prof. Dr. Herbert Ströbele

FORSCHUNGSSCHWERPUNKTE

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

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

II Atom- und Molekülphysik
Das Institut für Kernphysik spielt eine zentrale Rolle bei der Entwicklung und Anwendung (mit Ionen-, Laser, Synchrotronstrahlung) der COLTRIMS Technik, einer Art 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.

I Stark wechselwirkende Materie

Quark-Gluon Materie bei höchsten Energiedichten
Thematik: Untersuchung der Eigenschaften partonischer Materie bei höchsten Energiedichten; Tomographie der dichten Phase mittels energetischer Partonen aus der frühesten Phase der Reaktion; Produktion von Hadronen am Phasenübergang und Einfluss des Chiralen Phasenübergangs auf die Hadrogenesis; Modifikation von Hadronen mit schweren Quarks und ihre Wechselwirkung mit dem Medium.
Forschergruppe Prof. Appelshäuser, JProf. Blume
Facility: LHC , CERN, Genf
Einbindung: ALICE Kollaboration,
VI-Strongly Interacting Matter,
Helmholtz Research School, EMMI, HQM, BMBF-FSP
Experimentierbeginn voraussichtlich 2008
Detektorplanung- und bau.

Hadronische Materie bei höchsten Baryonendichten I
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, Analyse fortlaufend

Hadronische Materie bei höchsten Baryonendichten II
Thematik: Stark und elektromagnetische Sonden in ultrarelativistischen Schwerionenstößen
Forschungsgruppe: Prof. Appelshäuser
Facility: SPS, CERN, Genf
Einbindung: CERES Kolloboraton, VI-SIM, H-QM
Datenaufnahme abgeschlossen,
Analyse fortlaufend

In-medium Hadroneneigenschaften
Thematik:Untersuchung von In-medium Spektralfunktionen; Ursprung der Hadronenmassen; Zustandsgleichung der Kernmaterie
Forschergruppe: Prof. Ströbele, Prof. Stroth
Facility: SIS-18 , GSI, Darmstadt
Einbindung: HADES Kollaboration,
VI-Strongly Interacting Matter, H-Qm, EMMI
Detektorbau- und planung, Datenaufnahme fortlaufend
Detektorplanung und -bau

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

Hadronische Materie bei höchsten Baryonendichten III
Thematik: Grenzen der Hadronenstabilität bei hohem baryo-chemischen Potential; Suche nach dem tri-kritischen Punkt von stark-wechselwirkender Materie; Deconfinement und chiraler Phasenübergang bei hohem baryo-chemischen Potential; Zustandsgleichung der Kernmaterie
Forschergruppe: Prof. Appelshäuser, Prof. Stroth
Facility: SIS-300, FAIR, Darmstadt
Einbindung: CBM: Kollaboration,
VI-Strongly Interacting Matter, H-QM
Experimentierbeginn 2013
Detektorplanung und -bau
Datennahme vorgesehen (2013)

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

II Atom- und Molekülphysik

Atom und Molekülphysik mit Ionenstrahlen
Thematik: Reaktionsdynamik in Ion-Atom/Molekülstößen auf allen relevanten Zeitskalen. Mit den Ionenstrahlanlagen des Stern-Gerlach-Zentrums werden Geschwindigkeiten von 20% der Bohrgeschwindigkeit im Wasserstoffatom bis zu deren 10-fachen abgedeckt, bei GSI stehen Ionenstrahlen bis zu relativistischen Geschwindigkeiten zur Verfügung. Dadurch lassen sich Reaktionen von der Bildung von Quasimolekülen bis zur Fragmentation in einem virtuellen Attosekundenlichtblitz untersuchen. Hierbei wird jeweils die 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/cm^2) Laserpulsen im Infraroten (TiSa Laser am Stern-Gerlach-Zentrum) und im VUV (FEL, DESY) kann elektronische und Kerndynamik in Atomen und Molekülen getrieben, untersucht und gezielt gesteuert werden.
Forschergruppe: Prof. Dörner
Facility: Stern Gerlach Zentrum, TTF DESY
Einbindung: VI-103 (Virtuelles Institut HGF),
Attoscond Science (NRC, Ottawa)
Fortlaufend

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

Stark wechselwirkende Materie

Status of the HADES physics program

The HADES collaboration

Summary

In 2007 the analysis of dielectron spectra from our 2004 ^{12}C+^{12}C run at 1 GeV/u has been finalized. Above the π^0 mass, the measured pair yield is $\sim$7 times larger than the contribution expected from hadron decays after freeze-out. The found invariant-mass and transverse-momentum distributions are fully consistent with the ones measured by the former DLS experiment [1]. The beam-energy dependence of the excess shows a scaling similar to the one of pion production, indicating the important role played by radiation from low-lying baryonic resonances and soft NN collisions. The relevant elementary dielectron production processes were studied separately in dedicated $p+p$ and $d+p$ runs done at a beam energy just below the η meson production threshold ($E_{kin} = 1.25$ GeV/u). It is expected that the direct comparison of the pair spectra from d+p and p+p reactions will allow to constrain the $\Delta \rightarrow Ne^+e^-$ and $N-N$ bremsstrahlung contributions which dominate the intermediate-mass region ($0.15 < M_{ee} < 0.50$ GeV/c^2) of the pair spectrum at this bombarding energy. In particular, the $p-n$ bremsstrahlung process can be studied using $p+n \rightarrow p_{spec}e^+e^-X$ reactions selected by tagging of the forward-going proton spectator p_{spec} in the HADES Forward Wall. Preliminary results from our 2007 $d+p$ run indicate indeed a different shape of the pair yield measured in $p+n$ reactions above the π^0 Dalitz peak, as compared to $p+p$ reactions..

High-statistics spectroscopy of the vector-meson region was started with investigations of Ar+KCl collisions at 1.75 GeV/u in 2005. A dielectron invariant-mass distribution with $\sim 10^5$ signal pairs, showing for the first time a clear ω signal at SIS energies, is presented. The large statistics collected in this experiment also allows to study various rare hadronic probes, like the K^-, K^0 and the $\phi \rightarrow K^+K^-$. The ω meson has furthermore been produced and identified in a dedicated experiment in 2007, using $p+p$ reactions at 3.5 GeV. This measurement provides an important reference for our in-medium studies of vector mesons in HI collisions, as well as in $p+A$ reactions (to be studied in a run scheduled for 2008).

The HADES detector upgrade programme enters its final stage. A full-size prototype of a new high-granularity Time-Of-Flight wall based on RPC technology, including the full chain of analog and digital electronics, has been successfully tested in dedicated in-beam experiments. The data acquisition upgrade aiming at a substantial increase of the HADES data taking speed has also been progressing very well. Based on the successfull development of a multi-purpose Time Read-out Board (TRB), several new components have been developped and tested. Detailed progress reports on these technical activities are given in separate contributions to the present annual report.

C+C collisions at 1 GeV/u

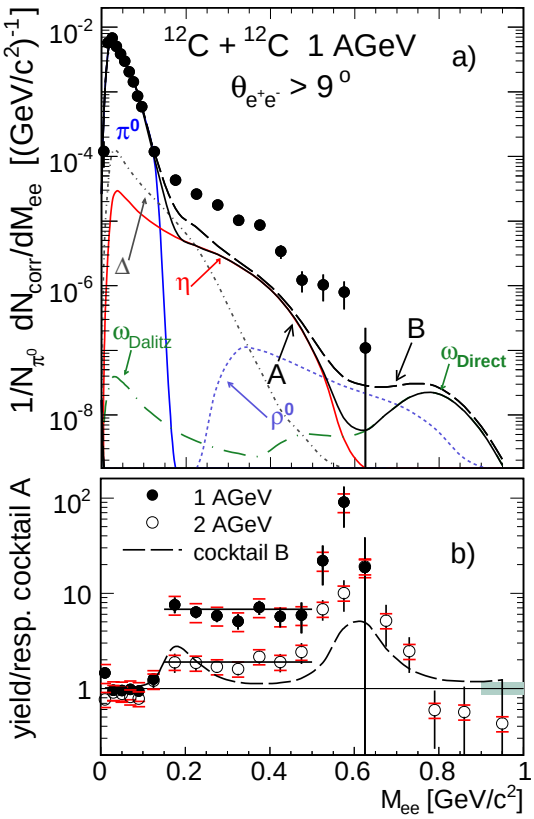


Figure 1: Dielectron yield (corrected for efficiencies) in the HADES acceptance. In panel a), the measured yield is compared to a cocktail calculed from sources assuming vacuum properties only. The cocktail is divided into contributions from mesons with life-times $\tau > \tau_{fireball}$ (full lines, cocktail A) and contributions from short-lived resonances with $\tau \leq \tau_{fireball}$; the sum of all defines cocktail B. Panel b) shows the experimental yield divided by cocktail A for 1 GeV/u (full symbols) and 2 GeV/u (open symbols) data. In addition, the ratio of cocktail B and A for 1 GeV/u data is indicated as dashed line.

The dielectron yield measured in ^{12}C+^{12}C collisions at 1 GeV/u has been corrected for detection and reconstruction inefficiencies, using the same procedure as described in [2, 3]. Fig. 1 shows the resulting e^+e^- invariant-mass distribution of true pairs normalized to the average number of charged pions $N_{\pi^0} = 1/2(N_{\pi^+} + N_{\pi^-})$, as measured in HADES and extrapolated to the full solid angle. The pion multiplicity per participant nucleon found, i.e. $M_\pi/A_{part} = 0.061 \pm 0.009$, agrees well with previous

measurements of charged and neutral pions [4, 5]. The quoted error of 15% is dominated by systematic uncertainties in the pion efficiency correction and the extrapolation procedure. In addition to this overall normalization error, uncertainties caused by the electron-efficiency correction and by the subtraction of the combinatorial background (CB) add up quadratically to point-to-point systematic errors in the pair yield of 22%. They are shown together with the data points.

First we compare our data with a pair cocktail accounting for radiation from long-lived (decaying outside the fireball) mesons only: $\pi^0(\eta) \rightarrow \gamma e^+e^-$, $\omega \rightarrow e^+e^-$ and $\omega \rightarrow \pi^0 e^+e^-$. The π^0 and η Dalitz yields are fixed by published data [4] with respective uncertainties of 10% and 25%. Due to the complete lack of corresponding data on ω production, we apply $m_\perp$ scaling to estimate the (small) multiplicity of this meson [6]. The cocktail calculation has been performed with the PLUTO generator assuming anisotropic meson emission from a Boltzmann-like thermal source (details can be found in [8]). This simulated cocktail is shown in Fig. 1 as solid line. It agrees very well with the data in the π^0 Dalitz region, but for $M_{ee} > 0.15$ GeV/c^2 it strongly underestimates the measured pair yield. This is not surprising, since one expects additional contributions from short-lived resonances, e.g. $\Delta \rightarrow Ne^+e^-$ and $\rho \rightarrow e^+e^-$. Furthermore, as suggested by recent theoretical work [9], at our bombarding energies, "quasi-elastic" (i.e. with no resonance excitation) $p-n$ bremsstrahlung radiation should not be neglected. On the other hand, all of the latter contributions are still subject to large theoretical uncertainties and it is hence not yet possible to construct a reliable complete cocktail. Among others, the following problematic points prevent this: (i) unknown production multiplicities and decay branching ratios of the Δ and, even more so, of all heavier baryon resonances, (ii) treatment of off-shell effects in ρ production, and (iii) correct treatment of bremsstrahlung. Nevertheless, we have made an effort to include in our cocktail in a schematic way pairs from the Δ and ρ decays. For the Δ, we assumed that its contribution scales with the π^0 yield at freeze-out ($N_\Delta = 3/2 N\pi^0$) and that the $\Delta \rightarrow e^+e^-$ differential decay rates of [7] are applicable. To add the ρ meson contribution, we used a similar prescription as for the ω. We modeled this broad resonance as a Breit-Wigner shape, with mass-dependent width $\Gamma(M) = \Gamma_0/M^3$ ($\Gamma_0 = 0.15$ GeV) [7], additionally modified by the m_T scaling accounting for the strongly reduced phase space at low beam energy. The resulting cocktail (B) is shown in Fig. 1 as a long-dashed line. Adding these short-lived contributions increases the simulated yield above 0.15 GeV/c^2 but obviously our second calculation also remains far from reproducing the data. More sophisticated calculations, e.g. based on transport models, are clearly needed.

To better visualize the character of the excess yield, the ratio of data and cocktail A is shown in the bottom of Fig. 1. This ratio is basically unity at low masses, where π^0 Dalitz pairs dominate, but above $M = 0.15$ GeV/c^2 it is large, indicating the onset of processes not accounted for our cocktail A. Fig. 1 also shows the corresponding ratio observed by HADES at 2 GeV/u [2, 3]. It is evident that at 1 GeV/u the overshoot of the data is even much stronger than at 2 GeV/u .

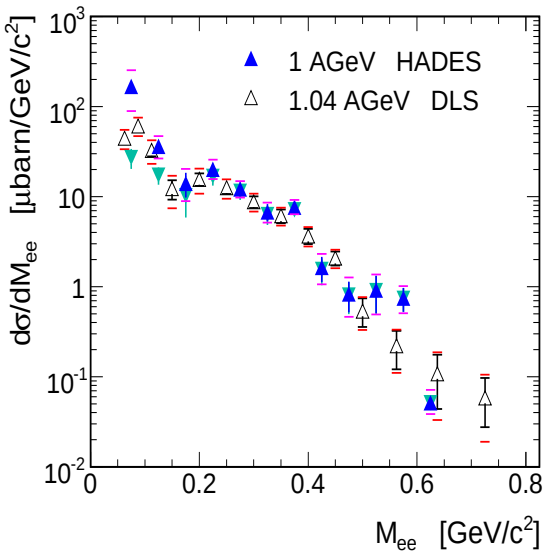


Figure 2: Direct comparison of the dielectron cross sections measured in ^{12}C+^{12}C at 1 GeV/u by HADES and at 1.04 GeV/u by DLS [1]. Invariant-mass distributions are compared within the DLS acceptance. Statistical and systematic errors are shown. Overall normalization errors (not shown) are 20% for the HADES and 30% for the DLS data points. HADES data corresponding to two different fit functions, as discussed in [8], are shown as dark and light triangles, respectively.

In our previous annual report [2] we have used the HADES data measured in 2002 at 2 GeV/u and the DLS data [1] obtained at 1.04 GeV/u to conclude that the excess yield, integrated over the $0.15 < M_{ee} < 0.50$ GeV/c^2 mass range, scales with beam energy like π production. This conclusion can now be verified in a direct comparison of our 1 GeV/u data with the DLS result, both in terms of the integral excess yields and, more differentially, of the respective mass and $P_\perp$ distributions. This is achieved by a mapping of the measured HADES pair yields onto the DLS acceptance, defined in the 3-d space spanned by pair $M_{ee}, P_\perp$ and y. Although the acceptances of both apparatuses do not fully overlap for low-mass, low-$p_\perp$ pairs, in the excess region, the HADES coverage is larger and fully contains the DLS acceptance. Transforming the multiplicities measured by HADES to cross sections, this mapping allows for an almost model-independent comparison of the two data sets (Details can be found in [8]). In Fig. 2 the HADES-mapped invariant-mass distribution is shown together with the DLS result [1]. It is apparent that, within statistical and systematic uncertainties, both measurements are in very good agreement, and in particular in the region of excess yield. The same conclusion is obtained from the comparison of the $P_\perp$ distributions [8].

The confirmation of the – for a long time disputed – DLS results poses again the question of what lies at the origin of the pair excess. In this context, our studies of $p+p$ and $d+p$ reactions are important steps. Indeed, recent calculations in the One Boson Exchange (OBE) framework [9] suggest much larger than heretofore assumed contributions from $p-p$ and, mostly, $p-n$ quasi-elastic bremsstrahlung. Moreover, transport calculations done with the Hadron String Dynamics (HSD) model [10] using a parametrization of bremsstrahlung inspired by the new OBE result seem to be able to match both the HADES and the DLS ^{12}C+^{12}C data. In this situation it is evident that the confrontation of the OBE model calculations with $p+p$ and $d+p$ dilepton data from HADES is mandatory to reach final conclusions on the origin of dileptons at SIS energies.

Status of the ongoing analysis

p+p and d+p experiments

The main motivation to study dielectron production in $p+p$ and $d+p$ reactions at 1.25 GeV/u is to provide a better understanding of pair emission in nucleon-nucleon collisions below the η-meson production threshold. The relevant process involves the nucleon-nucleon interaction mediated by meson exchange and virtual photon emission, either from a nucleon (or excited nucleon resonance) or from the exchanged meson line. Hence, in general, several amplitudes have to be added coherently [9], but in a good approximation one can describe the pair distributions as resulting from the coherent sum of two processes: (i) quasi-elastic bremsstrahlung ($N+N \rightarrow NNe^+e^-$) and (ii) Δ-resonance excitation with its subsequent Dalitz decay ($N+N \rightarrow \Delta N \rightarrow Ne^+e^-$). Both processes appear to be almost equally important for $p-n$ collisions (dominance of the "dipole" radiation), while in $p+p$ reactions the Δ^+ decay plays the major role. Since the Δ^+ resonance also decays strongly into a $p\pi^0$ pair, one can relate its production cross section to the known π^0 production via an isospin relation, $N_{\Delta^+} = 3/2 N_{\pi^0}$ [12] and thus also fix the Dalitz contribution. This argument also holds for Δ production in the $p+n$ reaction, except for the fact that there two Δ isospin states of relevance for lepton production are excited: $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$ and $\Delta^0 \rightarrow n\pi^0$. Furthermore, the isospin dependence of Δ production given by its ratio in $p+p$ and $p+n$ collisions is another important issue. A resonance model [12] assuming isospin symmetry predicts $\sigma(pp \rightarrow p\Delta^+)$ =1/2 $\sigma(pn \rightarrow n(p)\Delta^{+(0)})$. And a slightly smaller (mass-dependent) value is predicted by OBE calculations [9].

In the upper part of Fig. 3 the inclusive invariant-mass distributions of signal and unlike-sign CB pairs are shown, measured in 2006 by HADES in $p+p$ reactions at 1.25 GeV. The signal spectrum contains 39k pairs (with ~ 600 above the π^0 mass) and corresponds to 2.6×10^9 first level triggers (LVL1) demanding at least 3 hits in the HADES TOF/TOFINO wall. The lower part of this figure presents

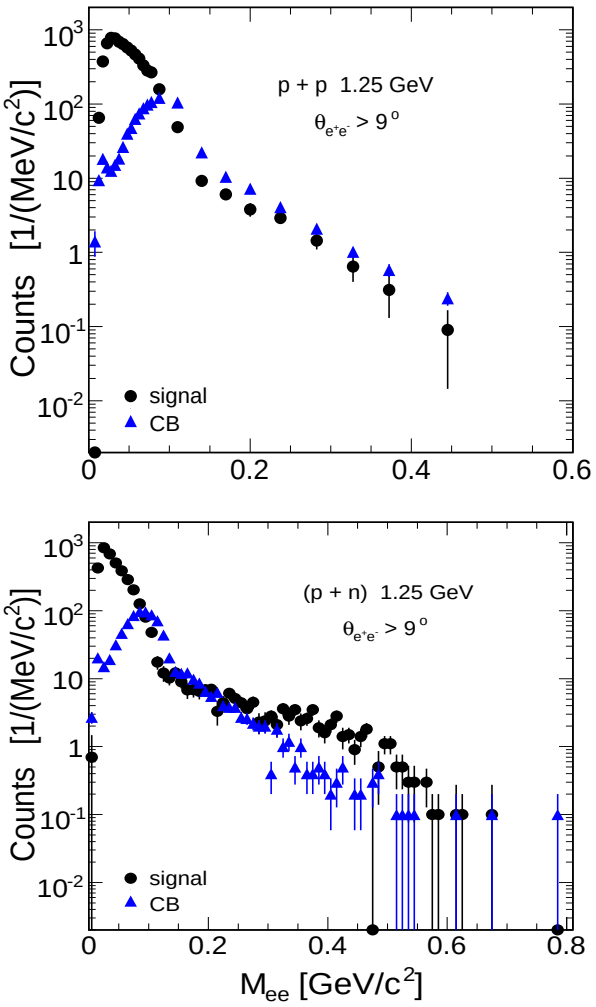


Figure 3: Invariant-mass distributions of signal pairs (dots) and combinatorial background (triangles) in $p+p$ (upper) and $p+n$ (lower) collisions at 1.25 GeV. The latter events were selected from $d+p$ reactions by tagging on a fast proton spectator in the HADES Forward Wall. All distributions are **not** corrected for efficiency and are **not** normalized absolutely.

inclusive dielectron distributions obtained from about 50% of the available statistics of our recent (2007) $d+p$ run at the same kinetic beam energy per nucleon. Here, the total pair statistics amounts to 38k (with $\sim$ 1240 above the π^0 mass); it was obtained with a LVL1 trigger condition demanding at least 2 hits in the TOF/TOFINO and at least 1 charged particle in the Forward Wall, covering the region of $0.5-7^\circ$ polar angles. The latter condition assures detection of the fast forward-going spectator proton from the deuterium projectile, selecting hence mostly $p+n$ reactions. Although both mass distributions have not yet been corrected for reconstruction efficiencies, one clearly notices the stronger yield of the $p+n$ data at masses $M_{ee} > 0.15$ GeV/c^2 This already indicates, as expected, that additional pair sources do exist in $p+n$ collisions. However, besides the already mentioned $p-n$ bremsstrahlung, there is also a non negligible contribution from η-meson Dalitz decays. This is due to the finite Fermi momentum of nu-

cleons ($< p > \simeq 100$ MeV/c) inside the deuterium nucleus which makes possible η production below threshold. Since the relevant momentum distribution is rather well known [11], and since the cross sections of η production in $p+n \to p+n+\eta$, $p+p \to p+p+\eta$, and $p+n \to d+\eta$ are known [13], the corresponding η Dalitz contribution can be estimated and subtracted. Final conclusions, however, can only be drawn after efficiency corrections and an absolute normalization have been made. The normalization will be based on $p-p$, respectively $d-p$ elastic scattering, measured in both runs as well.

1.756 GeV/u ArKCl and 3.5 GeV pp experiments

The main motivation for the Ar+KCl and 3.5 GeV $p+p$ runs was to perform high-resolution spectroscopy of the vector-meson region. Furthermore, an investigation of the medium-heavy Ar+KCl system also allows to study the dependency of the pair excess observed in ^{12}C+^{12}C reactions on the interaction volume and centrality of the collision.

Ar+KCl collisions were measured in September 2005 and provided the largest data sample collected so far by HADES ($\sim$ 7 Tbyte raw data). Thereby 2.2×10^9 LVL1 events were acquired with the condition that at least 16 hits were registered in the TOF/TOFINO, with almost the complete HADES tracking system operational (only 2 outermost MDC chambers were still not mounted). Fig. 4 shows an invariant-mass distribution of the pair signal after CB subtraction. CB was obtained by combining the like-sign and event-mixing techniques as explained in [3]. The signal-to-CB ratio for pairs above the π^0 region amounts to $\sim 1/5$. The presented spectrum is normalized to the number of LVL1 events, but no corrections for pair reconstruction efficiency have been applied yet. Work on efficiency corrections and on the normalization to the measured charged-pion multiplicity are under way. The total number of signal pairs amounts to $\sim$115k. More than 7000 pairs have been measured above the π^0 region; a clear omega signal is visible for the first time at SIS/Bevelac energies.

The interpretation of the pair distribution in the vector-meson region relies very much on the calibration of the tracking system. The quality of the latter has been successfully verified in the reconstruction of narrow hadronic resonances, namely $\Lambda \to p\pi^-$, $K^0_s \to \pi^+\pi^-$, and even $\phi \to K^+K^-$. Studies of strangeness production are of course very interesting for themselves. In particular subthreshold ϕ production is only poorly known at SIS energies. Figure 5 displays the invariant mass of K^+K^- pairs, with a prominent ϕ meson signal visible. The shaded area represents the CB background determined with a mixed-event technique. The successful reconstruction of the ϕ meson was only possible due to particle identification based on a combination of time-of-flight measurement in the TOF detector and track energy-loss determination in all of the four MDC tracking chambers. This technique has already been described in last year's status report [2].

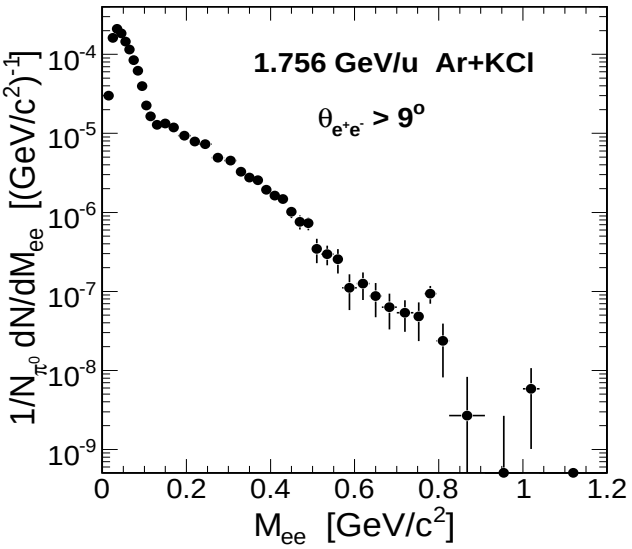


Figure 4: Invariant-mass distribution of signal pairs (after CB subtraction) measured in Ar+KCl collisions at 1.756 GeV/u . The spectrum has been normalized to the number of LVL1 events and pion multiplicity, but is not corrected for the pair reconstruction inefficiency.

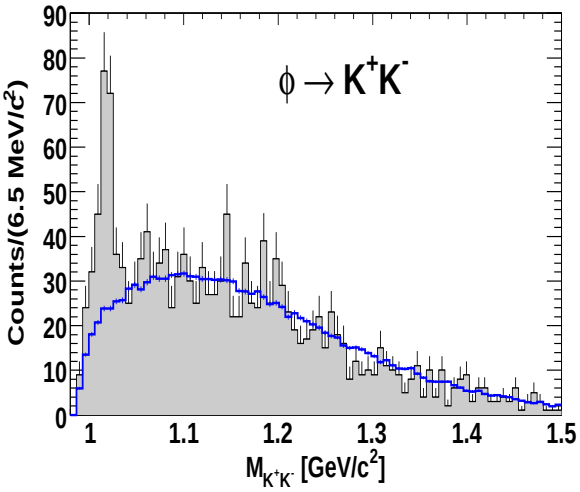


Figure 5: Invariant-mass distribution of K^+K^- pairs measured in Ar+KCl collisions at 1.756 GeV/u . A clear ϕ-meson signal is visible on top of the CB background reconstructed by event-mixing.

Finally, we present very preliminary results from our most recent experimental run, performed with a 3.5 GeV proton beam on a LH_2 target. Using a preliminary on-line calibration of the spectrometer, 70% of the total collected statistics were analyzed in parallel to the data taking. Based on this on-line analysis figure 5 shows the reconstructed invariant-mass distributions of signal pairs (dots) and CB. More than 55k pairs have been obtained in the total mass range and $\sim$7k above the π^0 Dalitz region. A prominent

$\omega \to e^+e^-$ signal is visible with $\sim 3.5\%$ mass resolution. Presently, detailed calibrations of the tracking systems are being performed. Improvements in the particle identification, as well as the tracking resolution are expected to reduce the observed width of the ω peak. The investigation of vector-meson production will be continued with a run measuring $p + A$ collisions at the same beam energy which is scheduled for the second half of 2008. In a four-week running period dielectron production on Be and Nb targets will be studied. This experiment will thus provide information on ω/ρ mass distributions in nuclear matter at normal density and zero temperature. The data already obtained in $p + p$ collisions will thereby serve as an important reference.

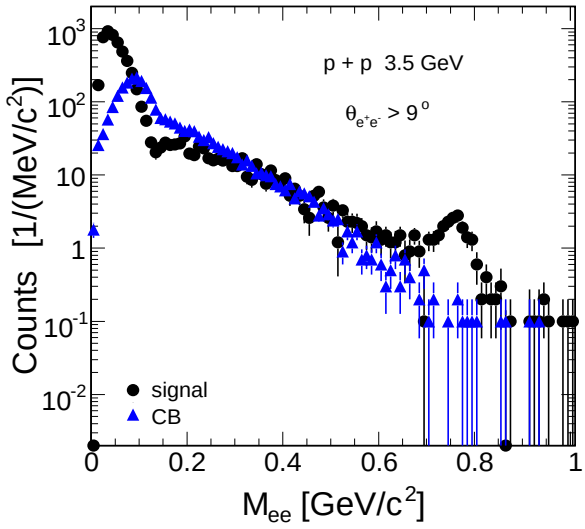


Figure 6: On-line reconstruction of data from our 3.5 GeV $p + p$ run. Shown are invariant-mass distributions of $e + e-$ signal (dots) and CB (triangles) pairs.

The collaboration gratefully acknowledges the support by BMBF grants 06MT238TP5, 06GI146I, 06F-140, 06DR120, and DFG EClust 153 (Germany), by GSI (TM-KRUE, GI/ME3, OF/STR), by grants GA CR 202/00/1668 and GA AS CR IAA1048304 (Czech Republic), by grant KBN 1P03B 056 29 (Poland), by INFN (Italy), by CNRS/IN2P3 (France), by grants MCYT FPA2000-2041-C02-02 and XUGA PGID T02PXIC20605PN (Spain), by grant UCY-10.3.11.12 (Cyprus), by INTAS grant 03-51-3208 and by EU contract RII3-CT-2004-506078, and DIRAC-PHASE-1 contract 515876 .

References

[1] R. J. Porter et al., DLS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 79, 1229 (1997).

[2] HADES Collaboration., GSI Scientific Report 2006.

[3] G. Agakichiev et al., HADES Collaboration, Phys. Rev. Lett. 98, 052302 (2007).

[4] R. Averbeck et al., TAPS Collaboration, Z. Phys. A 359, 65 (1997).

[5] C. Sturm et al., KaoS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 86, 39 (2001).

[6] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, R. Rapp and J. Wambach, Nucl. Phys. A **634**, 168 (1998).

[7] C. Ernst et al., Phys. Rev. C 58, 447 (1998).

[8] HADES coll., arXiv:0711.4281, submitted to Phys. Lett. B.

[9] L. Kaptari and B. Kampfer, Nucl. Phys. A 764, 338 (2006).

[10] E. L. Bratkovskaya, W. Cassing, arXiv:0712.0635.

[11] M. Lacombe et al., Phys. Lett. B 101(1981) 139.

[12] S. Teis et al., Z. Phys. A 356 (1997) 421.

[13] Cálen et al., Phys.Rev.C 58 (1998) 2667.

[14] W. Cassing and E. L. Bratkovskaya, Phys. Rept. **308**, 65 (1999).

Elementary collisions with HADES *

I. Fröhlich, M. Lorentz, T. Galatyuk, J. Markert, C. Müntz, Y. Pachmayer, H. Stroebele, J. Stroth, C. Sturm, G. Sudol, A. Tarantola and K. Theilab

for the HADES collaboration

Recently, the HADES collaboration has reported on the production of di-leptons [1] with the final aim to study the in-medium modifications of vector mesons. However, at these energies measured di-lepton spectra do not contain the vector meson signal only, but also additional lepton pairs from other sources, like $\Delta^{+,0} \rightarrow N\pi^0 \rightarrow N\gamma e^+e^-$ (π-Dalitz), $\Delta \rightarrow Ne^+e^-$ (Δ-Dalitz), $N^*(1535) \rightarrow N\eta \rightarrow N\gamma e^+e^-$ (η-Dalitz) and the decay of baryonic N^* resonances in $N(\omega, \rho)$. This means at beam energies of 1-2 AGeV, corresponding to moderate densities (2-3 ρ_0) and temperatures (60-80 MeV), the production of (vector-)mesons is *always* accompanied by multi-step excitations of a limited number of resonances and their subsequent decays, a concept which is supported many theoretical models and also corroborated by recent HADES results.

One of the most abundant ingredients in this cocktail, the long-lived (i.e. decaying after the freeze-out of the fireball) pseudoscalar mesons $\pi, \eta \rightarrow \gamma\gamma^* \rightarrow \gamma e^+e^-$, have a well described electromagnetic structure [2]. Hence, they can be regarded as "trivial" components that can be subtracted from the measured e^+e^- spectrum. On the other hand, the contribution from short-lived resonances is completely unknown. For example, the Dalitz decay of the Δ resonance has not been measured. In the overall picture, these contributions are additional exchange graphs in the virtual bremsstrahlung process $NN \rightarrow NN\gamma^*$. One of the the questions recently addressed by one-boson exchange models is how the resonance contributions have to be treated among with the bremsstrahlung in coherent calculations, but a debate on this is still ongoing [3, 4]. The general conclusion is, however, that experimentally a strong isospin dependence should be visible in the mass-dependent ratio M_{ee}^{pp}/M_{ee}^{pn}.

In order to study these different processes, HADES has started a detailed program on the di-lepton production in elementary collisions using a liquid hydrogen target and proton/deuteron beams. The first experimental run using a proton beam with a kinetic beam energy of 2.2 GeV was successfully carried out in the year 2004 with the objective of verifying the lepton pair reconstruction efficiency using the known η production parameters. Moreover, e^+e^- invariant mass results can be compared to the $C + C$ experiment done at a similar kinetic energy per nucleon (2 AGeV) thus providing an important reference.

In the following, two experiments at a lower beam energy were performed: pp at 1.25 GeV and dp at 1.25 AGeV

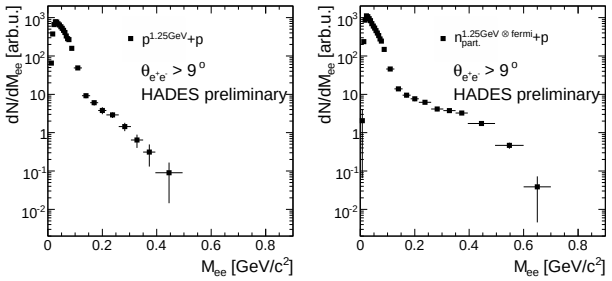


Figure 1: The raw inclusive spectra obtained in the pp reaction at 1.25 GeV (left) and in the np reaction (right, tagged with a proton spectator using the dp reaction at 1.25 AGeV). The spectra are not corrected for efficiency.

(N.B. the same energy per nucleon). The general idea of these consecutive measurements below the η production threshold was to focus on the low-mass continuum of the di-lepton cocktail. By means of inclusive and exclusive analyses the Δ Dalitz decay can be studied in the pp case, as described below, where the bremsstrahlung is negligible. The usage of iso-spin arguments allow for the subtraction of the Δ contribution in the quasi-free pn collision of dp data set and to study the virtual pn-bremsstrahlung. This was made possible by the addition of a forward wall (in parts contributed by the IKF) which detected the spectator proton and thus tagged the quasi-free pn reaction. Fig. 1 shows preliminary invariant mass spectra for both the pp as well as the pn reaction. Here, the pp results was obtained from $2.6 \cdot 10^9$ events, the pn data stems from a preliminary on-line analysis ($2.4 \cdot 10^9$ events, which is 50% of the expected statistics). Although the scales are arbitrary, isospin effects are clearly visible in the mass region above the π^0 peak, which points to additional sources like pn bremsstrahlung and sub-threshold η production. This has to be discussed using detailed model calculations once the data set has been finally analyzed.

References

[1] See previous report.

[2] L.G. Landsberg, Phys.Repts. **128**, (1985) 301.

[3] L. P. Kaptari and B. Kämpfer, Nucl. Phys. A **764** (2006) 338 [arXiv:nucl-th/0504072].

[4] R. Shyam and U. Mosel, Phys. Rev. **C 67** (2003) 065202.

* Work supported by BMBF and GSI

The Upgrade of the Multiwire Drift Chamber Readout of the HADES Experiment at GSI*

Attilio Tarantola[1,3], Kolb Burkhard[2], Christian Müntz[1], Marek Palka[4], Herbert Ströbele[1], Joachim Stroth[1], and Michael Traxler[2]

[1]Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt, Germany; [3]Helmholtz Research School, Frankfurt, Germany; [2]Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany; [4]Jagiellonian University, Krakow, Poland

HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) is a running experiment installed at GSI, Darmstadt, Germany. It is an experiment which focuses on in-medium properties of light vector mesons and several hadron physics problems. Since the branching ratio for dilepton decays of vector mesons is on the order of 10^{-4}-10^{-5}, in order to collect enough statistics, fast Data AcQuisition (DAQ) and fast trigger algorithms are needed.

The spectrometer uses a level-1 (LVL1) trigger which is based on charged particle multiplicities in the Time Of Flight (TOF) detector array and a level-2 (LVL2) trigger which selects the interesting events by combining the information provided by the detectors. It is planned for the next years to study collisions with heavier nuclei (up to Au+Au reactions). The LVL1 trigger rate will run at 20 kHz and in this regime a faster DAQ and on-line event selection is required.

In this context one of the main goals of the HADES upgrade project is the fast DAQ of the 24 Multiwire Drift Chambers (MDCs). All the upgrade project uses the TDC Readout Board (TRB)[1] as common readout. The TRB will be the common readout platform for all HADES detectors. It uses an ETRAX-FS processor [2] for DAQ and slow-control functionality. The processor runs a standard Linux kernel and has a direct connection to the 100 Mbit/s Ethernet. The TRB will support EPICS (Experimental Physics and Industrial Control Systems) to allow the integration into the HADES Slow-Control System [3]. On the back side, the TRB is equipped with two very high data-rate digital interface connectors (32 LVDS lines, 15 Gbit/s), which give the possibility to mount addon boards. In the special case of MDC, the AddOn board is the interface to the detector Front End Electronic (FEE). It provides resources to configure the FEE and it reads out the digital data generated by the FEE. The MDC upgrade sub-project is divided in two steps: first we built the MDC-AddOn board (version 1), which together with the TRB, replaces the major part of the existing readout electronic chain. It communicates with the chamber FEE through a parallel (differential) bus cables. The MDC-AddOn (version 1) configures and reads out 136 Time to Digital Converters (TDCs) which are mounted on the FEE on the chamber's frame. We can configure and read out one chamber with one MDC-AddOn (version 1). In a second stage of the upgrade we shall replace the parallel bus with serial optical links, while keeping all DAQ functionalities already implemented in the first stage with the MDC-AddOn. We developed a new board which will be placed directly onto the FEE. The main component of the board is a small and powerful FPGA processor from Lattice (ECP2M). The configuration firmware is loaded in a flash memory and then to the FPGA. The FPGA has the necessary resources to serialize the data and to transmit it through Plastic Optical Fiber (POF)[4]. This new concept will reduce the noise which is induced by the currently used copper cables into the very sensitive HADES MDC detector. The data will be received by a MDC-AddOn (version 2 or MDC-Optical-AddOn), which will be equipped with 32 times 250 MBit/s optical transceivers (OptoLock from Firecomms [4]) necessary to read out two HADES MDCs. The data is then received and combined to events and the TRBv2 manages the data transport to mass storage.

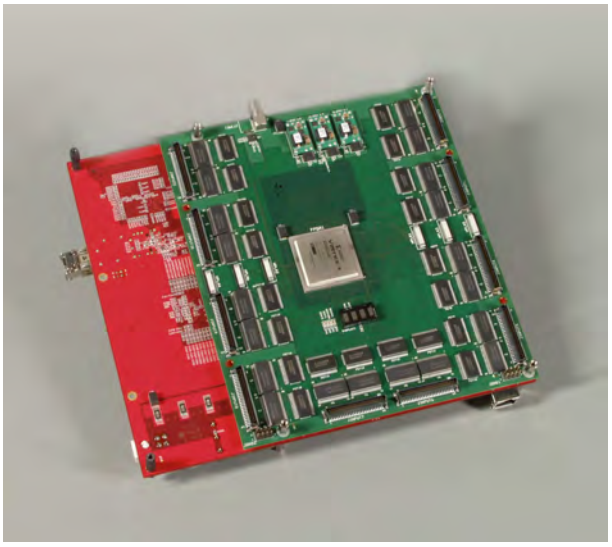


Figure 1: The prototype MDC-AddOn (version 1) module.

* For the HADES collaboration. Work supported by BMBF, GSI, EU.

References

[1] M.Traxler et al.,"A General Purpose Trigger and Readout Board (TRB) for HADES and FAIR-Experiments", GSI Scientific Report 2006.

[2] www.axis.com,

[3] http://wiki.gsi.de/cgi-bin/view/Epics

[4] www.firecomms.com

Investigation of the reconstruction efficiency of the HADES-tracking system

M. Heilmann[1], J. Markert[1], C. Müntz[1], and J. Stroth[1,2]
[1]IKF, Frankfurt; [2]GSI, Darmstadt

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

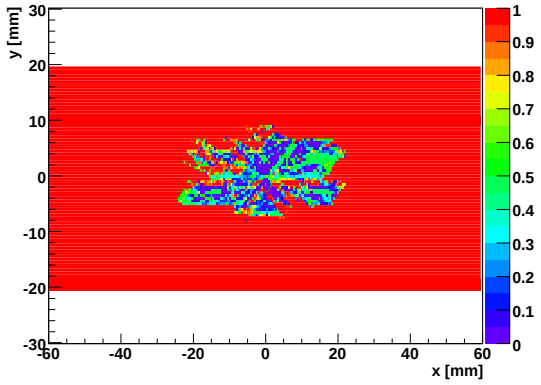


Figure 1: Track reconstruction efficiency as function of distance from the reference track in the coordinate system of the drift chamber. One track was fixed at $\{0,0\}$, the second track was varied.

Subject of the this report is the investigation of the track reconstruction efficiency and double track resolution capability in the inner drift chambers, both being crucial for the rejection of background of close lepton pairs originating from γ-conversion processes and an efficient reconstruction of the lepton yield in high multiplicity environments like collision of Au+Au at 1.5 AGeV. In central Au+Au collisions track densities of up to 0.64 primary charged particles per cm^2, with the maximum close to the beam line and decreasing track density for larger polar angles, have to be handled.

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

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

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

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

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

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

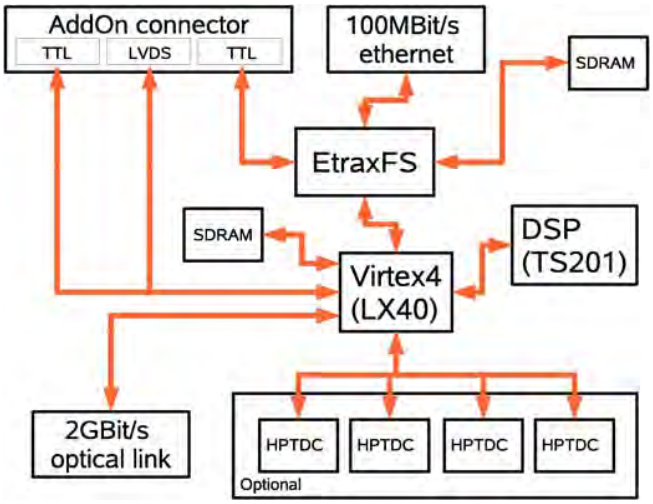


Fig. 1: The TRBv2. It features 4 HPTDCs (128 channels, optional), an Etrax-FS-Processor [3] with 128 MBytes memory, Ethernet-connectivity, an optical link with 2 Gbit/s, programmable logic (Virtex 4 LX40) and a TigerSharc DSP (500 MHz, 24 MBit memory, 4 linkports).

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

The TRBv2 uses an Etrax-FS processor [3] for DAQ and slow-control functionality. The processor runs a standard linux 2.6 kernel in the 128 MBytes of memory and is directly connected to the 100 Mbit/s Ethernet. The integrated three co-processors (each 200 MHz) allow a high IO bandwidth without main CPU intervention.

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

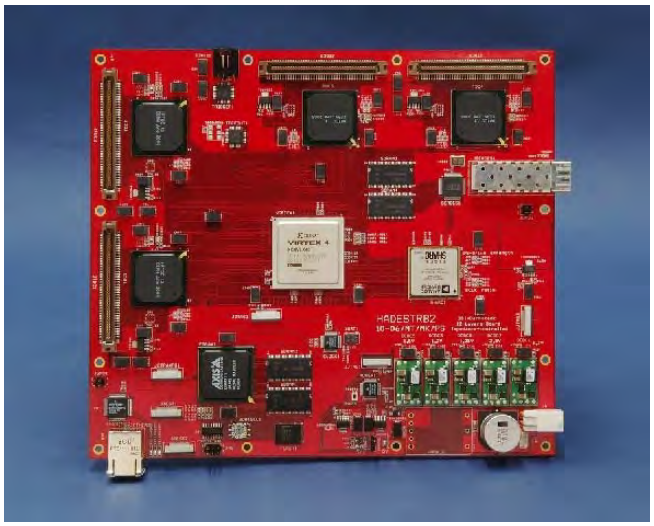


Fig. 2: The prototype TRBv2 module (size: 20x23cm).

Referenzen:

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

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

Two- and three-particle azimuthal correlations of high-p_t charged hadrons in Pb-Au collisions at 158*A* GeV beam energy*

S. Kniege, H. Appelshäuser, and M. Ploskon, for the CERES collaboration

University Frankfurt, Germany

Energy loss of partons traversing the hot and dense medium in a heavy ion collision can have significant impact on the shape of jets emerging from such collisions. These shapes can be analyzed via azimuthal correlations of a high-p_t trigger particle (T) and associated particles (A) in an event.

Correlation functions (CF) $C_2(\Delta\phi)$ of the difference in the azimuthal angle $\Delta\phi = \phi_T - \phi_A$ are constructed as the normalized ratio of signal- and mixed-event distributions in which trigger- and associated particles are taken from different events. In a two-source approach, correlations arising due to the anisotropy of the source in non-central collisions are subtracted from the measured correlation function. After normalisation to the number of associate pairs per trigger we obtain the conditional yield (CY) $1/N_{\mathrm{T}} \cdot dN^{\mathrm{TA}}/d(\Delta\phi)$ as the number of jet-associated particles per trigger. The analysis is based on $3{\cdot}10^7$ Pb-Au events collected with the CERES-TPC at the CERN-SPS.

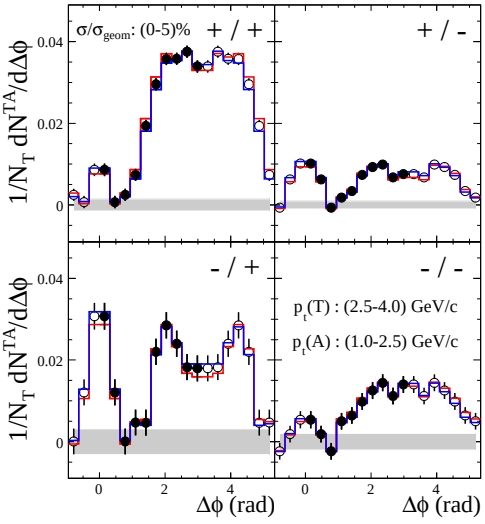


Figure 1: Conditional yield for different charge combinations of the particles (trigger/associated). Systematic uncertainties are indicated (lines, bands).

In Figure 1, the charge dependence of the CY is shown for different charge combinations of trigger- and associated particles for central collisions. The difference in the yields can be understood as to arise from an interplay of initial and final state effects. On the near-side, unlike-sign combinations of trigger- and associated particles dominate the yield. This indicates local charge conservation in the fragmentation process. The ratios of the yields of negative to positive associates agree well with results from PYTHIA simulations for nucleon-nucleon collisions. Hence the yields on the near-side reflect the properties of vacuum fragmentation and support the picture of a surface-biased emission of high p_t-particles in the collisions. On the away-side however, the yield is dominated by positive associates for both, positive- and negative trigger particles. The ratios of the jet-yields correspond to the ratio of negative to positive particles in the associated range. Hence, the jet-yield on the away-side reflects the positive net-charge exess in the bulk medium. This is not reflected by PYTHIA for positive triggers and indicates that on the away-side we observe the bulk medium boosted by partrons traversing it.

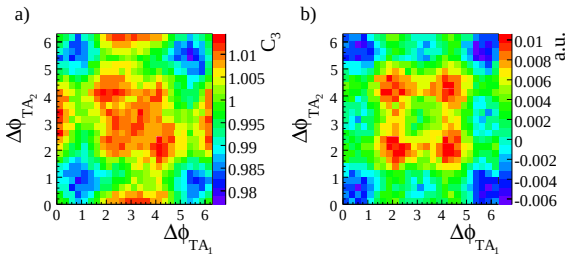


Figure 2: Three-particle CF (a) and jet yield (b) after subtraction of the two-particle correlations (color online).

Another observation is a non-Gaussian shape of the CF on the away-side for central collisions [1]. Different effects like the deflection of jets or mach-cone shock waves [2] can lead to similar shapes on the away-side of the CF. Three-particle correlations as the correlations among two associated particles and a trigger particle can help to disentangle these scenarios. In Figure 2 the three-particle CF (a) as well as the yield (b) after the subtraction of the background components are shown. Clear off-diagonal peaks are visible which indicates cone-like emission of the hadrons. The deflection of jets would result in pairs of associated particles being close by to each other thus populating dominantly the diagonal of the CF.

Summarizing, the yield ratios on the near-side indicate vacuum fragmentation whereas on the away-side the ratios are close to the expectations for the medium. In addition, the away-side exhibits a double-humped structure for central collisions indicating cone-like emission of the particles.

* This work was supported by BMBF and GSI-F&E.

References

[1] M. Ploskon *et al.*, Nucl. Phys. A **783**, 527-530 (2007).

[2] H. Stöcker, Nucl. Phys. A **750**, 121 (2005)

Pion freeze-out and two particle correlations in Pb+Au collisions at SPS energies *

S. Schuchmann, H. Appelshäuser, and D. Antończyk for the CERES collaboration
University Frankfurt a.M., Germany

The investigation of momentum correlations of identical bosons yields information about the spatial and temporal evolution of the particle emitting source in heavy ion collisions. A well-established technique to study space-time dimensions in such processes is the Hanbury-Brown Twiss (HBT) interferometry. Measurements of HBT parameters have been reported by several experimental collaborations from AGS to RHIC spanning two orders of magnitude in $\sqrt{s_{NN}}$. The energy dependence may be interpreted in terms of an universal freeze-out scenario [1].

In order to study the subtle variation of HBT parameters over several collision energies [2], the freeze-out volume V_f was introduced [1]. The HBT parameter R_{long} shows a smooth and faster increase from AGS to RHIC energies compared to R_{side} and R_{out}. Therefore it seems reasonable to use this parameter for further investigations of freeze-out properties. R_{out} contains the contribution of the temporal extent of the pion source, hence it is not considered in the calculation. Assuming a density distribution of Gaussian shape and an azimuthal symmetry in central collisions, the freeze-out volume is calculated as

$$V_f = (2\pi)^{\frac{3}{2}} R_{side}^2 R_{long} \tag{1}$$

The parameters R_{side} and R_{long} are determined in the longitudinal co-moving frame (LCMS) defined by the vanishing longitudinal component of the pair momentum. The momentum difference (**q**) in this frame was decomposed into the out, $side$, and $long$ components following the Bertsch-Pratt convention, with q_{long} pointing along the beam, q_{out} along the pair transverse momentum, and q_{side} perpendicular to both of them.

At lower SPS energies a minimum in the excitation function of V_f for heavy colliding systems was observed (Fig.1). This result was explained by the transformation of the reaction system from a baryon- to a pion- dominated system. Taking into account the system composition through the particle multiplicity N in the volume and the total cross section σ of pions with the surrounding medium, it is feasible to access the mean free path of pions λ_f at freeze-out [1]:

$$\lambda_f = \frac{V_f}{N\sigma} = \frac{V_f}{N_N\sigma_{\pi N} + N_\pi\sigma_{\pi\pi}} \tag{2}$$

with

$$N_N = y_{th} \cdot 2\sqrt{2\pi} \cdot \frac{dN_N}{dy}|_{y_{mid}} \tag{3}$$

* Work supported by BMBF and GSI

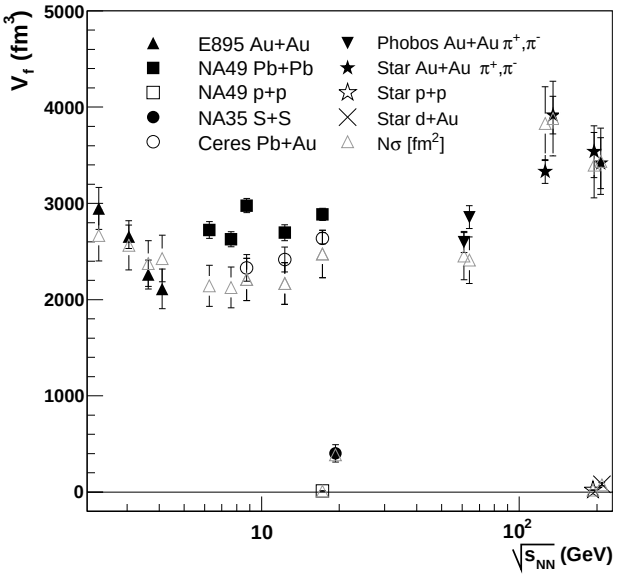


Figure 1: Energy dependence of the freeze-out volume V_f (1) for mean transverse momenta between $\langle k_t \rangle = 0.148$ GeV/c (AGS, SPS) and $\langle k_t \rangle = 0.175$ GeV/c (RHIC) around midrapidity. Data are extracted from [1 -13]. Points at the same beam energy are slightly shifted for better visibility.

and

$$N_\pi = y_{th} \cdot 3\sqrt{2\pi} \cdot \frac{dN_{\pi^-}}{dy}|_{y_{mid}}. \tag{4}$$

The calculation is based on the assumption of a thermal equilibrated system at freeze-out with a constant $T_f = 120$ MeV for all beam energies and a thermal rapidity of $y_{th} =$

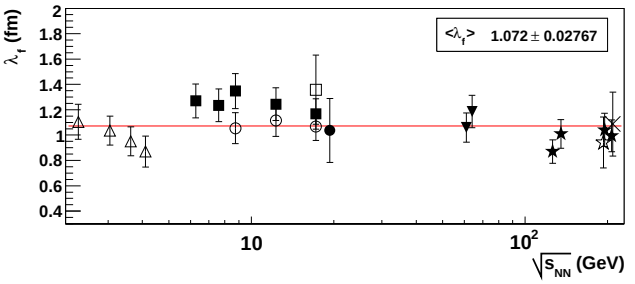


Figure 2: Excitation function of the mean free path λ_f of pions at freeze-out. The line shows a linear fit to the data with $\langle \lambda_f \rangle$ as single fit parameter. Caption, see Fig.1.

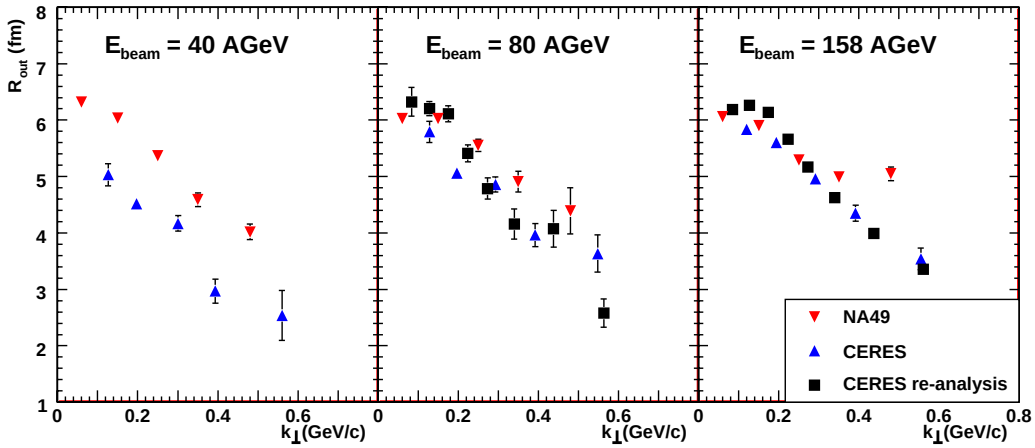


Figure 3: Mean transverse momentum dependence of the R$_{out}$ parameter in central Pb-Pb (NA49) and Pb-Au (CERES) collisions at 40, 80, and 158 AGeV beam energy.

0.87. For the cross sections $\sigma_{\pi N} = 72$ mb, and $\sigma_{\pi\pi} = 13$ mb were used. Within this parametrization the minimum in the excitation function of the freeze-out volume virtually vanishes as it is shown in Fig.2. The data for different colliding nuclei and energies show a remarkable agreement with a common mean free path value of $\sim$1 fm at freeze-out. Regarding heavy systems, this seems to support the statement that the particle emitting source is rather opaque than transparent [1]. The opaqueness is parametrized as $\omega = \frac{R}{\lambda_f}$ [16], the ratio of the transverse geometrical radius and the mean free path. If λ_f exceeds the radius considerably ω reaches zero, which characterizes a transparent source. As typical geometrical radii in heavy systems are in the range of 7-9 fm, we find $\omega \approx 10$, indicating a rather large opaqueness of the particle emitting source. Indeed, from a theoretical point of view, it stands to reason to challenge an universal kinetic freeze-out temperature for all beam energies. Experimentally however, in the SPS regime systematic uncertainties do not yet allow to derive final conclusions from the measured excitation function of the HBT parameters [2,15]. Especially the R_{out} parameter, which is not involved in the freeze-out volume calculations, reveals discrepancies between preliminary NA49 and CERES analysis (Fig.3). Hence, a re-analysis of the data sets for 40, 80 and 158 AGeV collected in 1999 and 2000, employing an improved calibration scheme of the CERES TPC, is being performed. Until now, the re-analysis of the beam energy data set for 158 and 80 AGeV were accomplished. Preliminary results on the k_t-dependence of the R$_{out}$ parameter are compared to the former CERES [17] and preliminary NA49 [2] results for the centrality between 0-5 % of the geometrical cross section. The slight differences between both experiments in the pair rapidity selection should have minor influence on the R$_{out}$ parameters as presented in [2]. The discrepancies between CERES results at lower transverse momenta can be attributed to the improved understanding of the influence of Coulomb interaction on the measured correlation functions. Although preliminary results from CERES agree rather well with NA49 for low k_t bins, discrepancies still remain in the highest k_t range. We expect the re-analysis of 40 AGeV data to shed some light on the understanding of the HBT radii at SPS energies.

References

[1] D.Adamová et al., PRL 90(2003) 022301

[2] C.Alt et al.(NA49 coll.), nucl-ex/0709.4507v2

[3] B. B. Back et al.(PHOBOS coll.), Phys. Rev. C 73, 031901(R) (2006)

[4] B. B. Back et al.(PHOBOS coll.), Phys. Rev. C 75, 024910 (2007)

[5] Lijuan Ruan (STAR coll.), nucl-ex/0503015

[6] J. Adams et al.(STAR coll.), Phys. Rev. C71, 044906(2005)

[7] S. Adler et al.(PHENIX coll.), Phys. Rev. C 69, 034909 (2004)

[8] Z. Chajecki (STAR coll.), nucl-ex/0511035

[9] Lijuan Ruan PHD Thesis (2004), nucl-ex/0503018

[10] R.Ganz (NA49 coll.), Nucl.Phys. A661 (1999) 448

[11] C. Alt et al. (NA49 coll.), Eur. Phys. J. C 45 (2006)

[12] T. Alber et al.(NA35 coll.), Z. Phys. C 66, 77-88 (1995)

[13] Na35 coll., EPJ C2,643 (1998)

[14] D.Antończyk, PHD Thesis, TU Darmstadt (2006)

[15] Q.Li, M.Bleicher and H.Stöcker, nucl-th/0706209v2

[16] B. Tomasik and U. W. Heinz, nucl-th/9805016

[17] D.Adamová et al. Nucl.Phys. A 714 (2003) 124

Energy Dependence of Multiplicity Fluctuations in Central Pb+Pb Collisions

B. Lungwitz[1], H. Beck[1], C. Blume[1], J. Book[1], P. Dinkelaker[1], V. Friese[2], M. Gaździcki[1], M. Hauer[1], C. Höhne[2], S. Kniege[1], D. Kresan[2], M. Mitrovski[1], R. Renfordt[1], A. Sandoval[2], T. Schuster[1], R. Stock[1], C. Strabel[1], H. Ströbele[1,2], M. Utvic[1], A. Wetzler[1], and the NA49 Collaboration

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

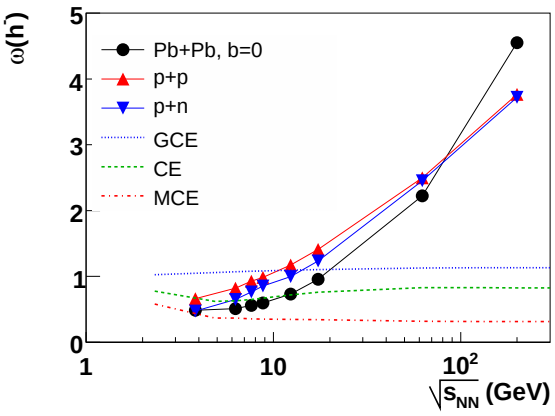


Figure 1: Energy dependence of $\omega(h^-)$ in full phase space as predicted by UrQMD [3] (points and solid lines) and hadron-gas model for the grand-canonical (GCE), canonical (CE) and micro-canonical (MCE) ensemble [2].

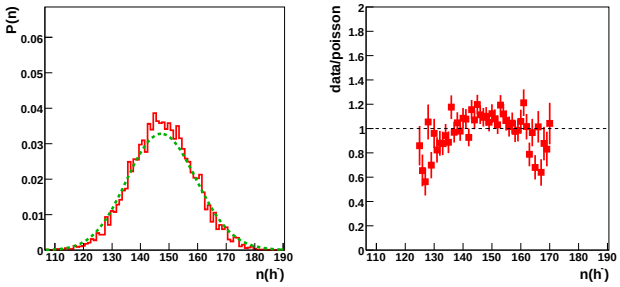


Figure 2: Left: multiplicity distribution of negative hadrons in central $Pb+Pb$ collisions at $158A$ GeV in the rapidity interval $1 < y < y_{beam}$. The broken line indicates a Poisson distribution with the same mean multiplicity. Right: ratio of the measured multiplicity distribution to Poisson distribution.

At high energy densities a new phase of matter, the quark-gluon-plasma (QGP), is expected to be formed. The energy dependences of various observables show anomalies at low SPS energies which might be related to the onset of deconfinement [1]. Both the onset of deconfinement and an approach to the critical point of strongly interacting matter might lead to an extraordinary increase of multiplicity fluctuations. In addition to the effects mentioned above also the normal statistical fluctuations are interesting to study, since the size of the multiplicity fluctuations depends on the nature of the particle ensemble (micro-canonical, canonical, grand-canonical) [2]. String-hadronic models like UrQMD [3] predict a qualitatively different energy dependence of multiplicity fluctuations than the statistical hadron-gas models (figure 1).

This motivates a detailed study of the energy [4, 5] and centrality [6] dependence of multiplicity fluctuations.

For the study of the energy dependence of multiplicity fluctuations, very central Pb+Pb collisions were selected, for which the fluctuations in the number of participants can be neglected. The multiplicity distribution of negatively charged hadrons at top SPS energy in the most central Pb+Pb collisions at $158A$ GeV in the rapidity interval $1 < y < y_{beam}$[1] is shown in figure 2 in comparison with a Poisson distribution, which is close to the prediction of the grand canonical model. The ratio of both distributions exhibits a clear convex shape which means that the measured distributions are significantly narrower than the Poissonian ones in this rapidity interval. This behavior is also seen at $20A$, $30A$, $40A$ and $80A$ GeV [4].

The multiplicity fluctuations are quantified by the scaled variance of the multiplicity distribution $\omega = Var(n)/ < n >$. The energy dependence of scaled variance for negatively charged hadrons is shown in figure 3 for two different rapidity intervals. For the forward rapidity interval ω is smaller than one, at midrapidity $\omega \approx 1$. The detector acceptance changes with energy so that a direct quantitative comparison of scaled variance at different energies is difficult. A comparison to string hadronic models show that UrQMD reproduces the data on scaled variance, although the mean multiplicity is overpredicted. The predictions of the hadron-gas model in its grand-canonical and canonical formulation can be interpolated between full and vanishing acceptance to the experimental acceptance [2], because in these ensembles the particles are essentially uncorrelated in momentum space and the particle momentum distribution is independent of multiplicity. In figure 4 it is shown that the measured fluctuations are in disagreement with the predictions of the canonical and grand-canonical model in the forward acceptance. For the micro-canonical model no predictions in the limited acceptance are available yet, but smaller fluctuations are expected. The sup-

[1]y is measured in the center of mass frame, pion mass of the particle is assumed

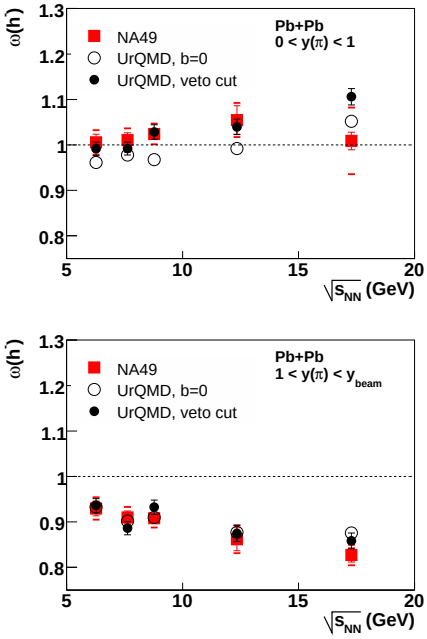


Figure 3: Energy dependence of $\omega(h^-)$ in Pb+Pb collisions in the rapidity intervals $0 < y < 1$ (top) and $1 < y < y_{beam}$ (bottom) compared to the string-hadronic UrQMD model.

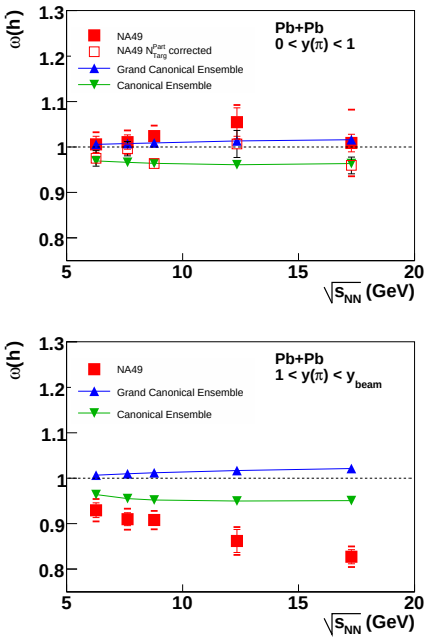


Figure 4: Energy dependence of $\omega(h^-)$ in Pb+Pb collisions in the rapidity intervals $0 < y < 1$ (top) and $1 < y < y_{beam}$ (bottom) compared to the predictions of a hadron-gas model [2].

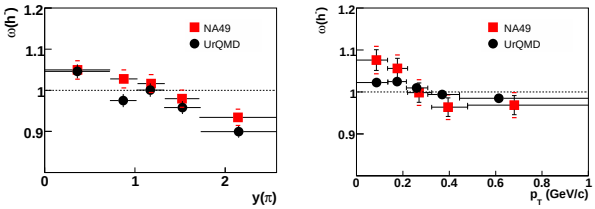


Figure 5: Left: Rapidity dependence of $\omega(h^-)$ at $80A$ GeV. Right: Transverse momentum dependence of $\omega(h^-)$ at $158A$ GeV in the rapidity interval $1.25 < y < 1.75$ in comparison to UrQMD calculations.

pression of fluctuations in experimental data with respect to the grand-canonical model can be explained by charge and energy-momentum conservation [2].

The rapidity and transverse momentum dependence of ω is shown in figure 5. The y and p_T bins are constructed in such a way that the mean multiplicity in each bin is the same. A decrease of ω with increasing rapidity and transverse momentum is observed, which is reproduced by the UrQMD model. In terms of a hadron gas model this can be understood as a result of energy and momentum conservation [9].

The data on energy dependence of multiplicity fluctuations show no structure which point to the onset of deconfinement or the approach to the critical point. The UrQMD model, which does not include such effects, follow the data. In the near future a two-dimensional scan in collision energy and system size for the search of the critical point is planned by the NA61 collaboration [7]. The corresponding string-hadronic baseline model calculations are shown in [8].

References

[1] M. Gazdzicki *et al.* [NA49 Collaboration], J. Phys. G **30** (2004) S701 [arXiv:nucl-ex/0403023].

[2] V. V. Begun, M. Gazdzicki, M. I. Gorenstein, M. Hauer, V. P. Konchakovski and B. Lungwitz, Phys. Rev. C **76** (2007) 024902 [arXiv:nucl-th/0611075].

[3] B. Lungwitz and M. Bleicher, Phys. Rev. C **76** (2007) 044904 [arXiv:0707.1788 [nucl-th]].

[4] C. Alt *et al.* [NA49 Collaboration], arXiv:0712.3216 [nucl-ex].

[5] B. Lungwitz *et al.* [NA49 Collaboration], arXiv:0709.1646 [nucl-ex].

[6] C. Alt *et al.* [NA49 Collaboration], Phys. Rev. C **75** (2007) 064904 [arXiv:nucl-ex/0612010].

[7] M. Gazdzicki *et al.* [NA49-future Collaboration], PoS **CPOD2006** (2006) 016 [arXiv:nucl-ex/0612007].

[8] V. P. Konchakovski, B. Lungwitz, M. I. Gorenstein and E. L. Bratkovskaya, arXiv:0712.2044 [nucl-th].

[9] M. Hauer, arXiv:0710.3938 [nucl-th].

Λ polarization measurements in Pb+Pb collisions

A. Wetzler[1], H. Beck[1], J. Bock[1], C. Blume[1], P. Dinkelaker[1], V. Friese[2], M. Gaździcki[1], C. Höhne[2], D. Kresan[2], B. Lungwitz[1], M. Mitrovski[1], R. Renfordt[1], T. Schuster[1], R. Stock[1], C. Strabel[1], H. Ströbele[1], M. Utvić[1], and the NA49 Collaboration[3]

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

Polarization relative to the production plane

The production plane is defined by the momentum vectors of the Λ $\vec{V}$ and of the beam $\vec{B}$. The transverse polarization is obtained from the angle θ between the momentum vector of the proton in the Λ rest frame and the normal to the production plane ($\vec{B} \times \vec{V}$). The polarization of the Λ is then: $P_\Lambda = \langle cos\theta \rangle / a \cdot \langle cos^2\theta \rangle$ with $a = 0.642$. The transverse polarization has been observed to be finite in p+p and p+Be collisions. We have analysed the Λ polarization in minimum bias Pb+Pb collisions with respect to the Λ production plane. Fig. 1 shows P_Λ as function of p_t. The NA49 determination of P_Λ (red points) extends up to 2.6 GeV/c. The points are compared to pBe (green points and small error bars)[1] and pp [2] results. The signal is smaller in Pb+Pb collisions than in the more elementary reactions pp and pBe. A differential analysis of P_Λ in terms of centrality shows very similar finite polarizations. Note that the systematic error on P_Λ of 0.15 has the same magnitude as the signal.

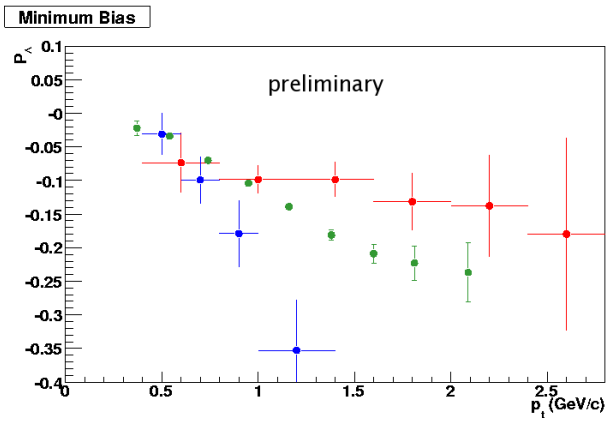


Figure 1: Polarization relative to the production plane of the Λ as function of p_t determined in the rapidity interval $1.4 < y < 2.5$. The red points are minimum bias Pb+Pb, the green points are pBe, and the blue points are pp data.

Polarization relative to the event plane

In a quark-gluon plasma which is produced in a non central nuclear collision the (anti-) quarks can be polarized due to the coupling of the quark spins to the orbital momentum $\vec{L}$ of the system. This polarization might survive hadronization and would thus be observable as a global polarization of the e.g. Λ hyperon [3]. We have measured the global Λ polarization P_Λ in minimum bias Pb+Pb reactions at 158A GeV. The Λ hyperons have been selected in the same way as in [4]. The measurement of P_Λ is based on the following relation: $P_\Lambda = 8/(\pi \cdot a) \cdot (\langle \sin(\phi^*_p - \Psi^{(1)}_{EP}) \rangle) / (R^{(1)}_{EP})$ [5]. In this procedure the direction of $\vec{L}$ is assumed to be normal to the reaction plane. The reaction plane orientation is estimated via a measurement of the first order event plane angle $\Psi^{(1)}_{EP}$ and its resolution $R^{(1)}_{EP}$, as described in [6]. ϕ^*_p is defined as the azimuthal angle of the Λ decay proton 3-momentum in the Λ rest frame. Figure 2 shows the ΛPolarization with respect to the event plane as function of rapidity in the most peripheral events of a minimum bias event sample. A marginal net negative Λ polarization is observed. Its systematic error is still to be determined. The Λ polarization in all other centrality bins is zero. An analysis of midcentral Au+Au collisions done at $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV [5] did not reveal a significant polarization signal.

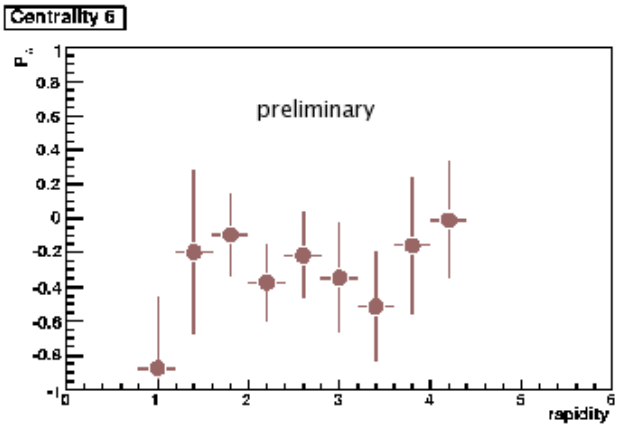


Figure 2: Global Polarization of the Λ as function of rapidity in the most peripheral bin of a minimum bias Pb+Pb sample at 160 GeV per nucleon.The shown error bars represent the stastical spread only.

References

[1] K.J. Heller et al., Phys. Rev. Lett., **41** (1978) 607
[2] P. Chauvet et al., Phys Lett. **B163** (1985)
[3] Z. Liang and X.N. Wang, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 102301.
[4] C. Alt et al. (NA49 coll.), Phys. Rev. **C 75** (2007) 044901
[5] B.I. Abelev (STAR coll.), Phys. Rev. **C 76** (2007) 024915.
[6] C. Alt et al. (NA49 coll.), Phys. Rev. **C 68** (2003) 034903.

NA61/SHINE at the CERN SPS

M. Gaździcki[1,2], B. Lungwitz[1], R. Renfordt[1], T. Schuster[1], H. Ströbele[1,3], M. Utvic[1], and the NA61/SHINE Collaboration

[1]Fachbereich Physik der Universität Frankfurt, Frankfurt, Germany; [2]University of Jan Kochanowski, Kielce, Poland; [3]GSI, Darmstadt, Germany

In 2007 a new CERN SPS experiment, NA61/SHINE, was approved [1] and it registered the first data in the 30-days long pilot run. The experiment was initiated in, and its spokesperson is coming from, the Institut fur Kernphysik, Frankfurt [2]. The NA61/SHINE physics program consists

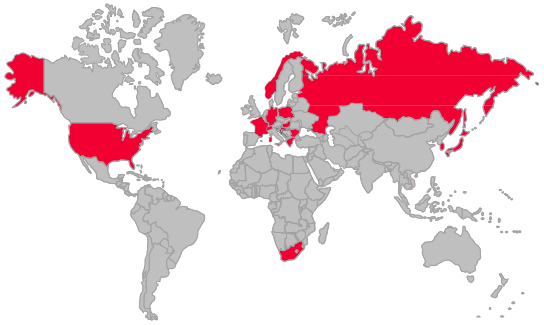


Figure 1: The NA61/SHINE collaboration consits of 114 physicists from 24 instituts and 14 countries. The NA61/SHINE countries are indicated in red in the world map.

of:
- measurements of hadron production in nucleus-nucleus collisions, in particular its fluctuations and long range correlations, with the aim to identify the properties of the onset of deconfinement and to find evidence for the critical point of strongly interacting matter,
- measurements of hadron production in proton-proton and proton-nucleus interactions needed as reference data for the better understanding of nucleus-nucleus reactions; in particular correlations, fluctuations and high transverse momenta will be the focus of this study,
- measurements of hadron production in hadron-nucleus interactions needed for neutrino (T2K) and cosmic-ray experiments (Pierre Auger Observatory and KASCADE).

The synergy of different physics goals as well as the use of the existing accelerator chain and detectors offer the unique opportunity to reach the ambitious physics goals in a very efficient and cost effective way. The NA61 experiment is a large acceptance hadron spectrometer at the CERN-SPS used for the study of the hadronic final states produced by collisions of various beam particles (π, p, C, S and In) with a variety of fixed targets at SPS energies. The main components of the current set-up were constructed and used by the NA49 experiment [3]. The main tracking devices are four large volume Time Projection Chambers

Figure 2: High energy nuclear collision as registered by the NA49/NA61 detector serves as a logo of the NA61/SHINE experiment.

(TPCs) (Fig. 3) which are capable of detecting up to 70% of all charged particles created in the studied reactions. Two of them, the vertex TPCs (VTPC-1 and VTPC-2), are located in the magnetic field of two super-conducting dipole magnets (maximum bending power of 9 Tm) The other two (MTPC-L and MTPC-R) are positioned downstream of the magnets symmetrically to the beam line. The NA61 TPCs allow precise measurements of particle momenta p with a resolution of $\sigma(p)/p^2 \cong (0.3-7)\cdot 10^{-4}$ (GeV/c)$^{-1}$. The setup is supplemented by two time-of-flight (ToF-L/R) detector arrays with a time measurement resolution σ_{tof} ≈60 ps. The trajectory of beam particles is precisely measured by the beam position detectors (BPD-1,2,3 in Fig. 3). These detectors consist of pairs of proportional chambers and are positioned along the beam line. For the 2007 run, a new time-of-flight detector (ToF-F) was constructed in order to extend pion and kaon identification capabilities to low momenta ($p < 4$ GeV/c) as required by T2K physics. The ToF-F wall is installed downstream of the MTPC-L and MTPC-R (Fig. 3), filling the gap between the ToF-R and ToF-L walls. The detector consists of 64 scintillator bars, oriented vertically, and read out on both sides with photo-multipliers. The time resolution of the ToF-F wall is $\approx$ 120 ps.

The upgrade of the TPC read-out electronics is under construction and it should be ready for the 2008 run. In the NA49 read-out scheme the front end cards were read-out in serial mode. The new front end card read-out electronics will allow a parallel read-out which in turn will lead to

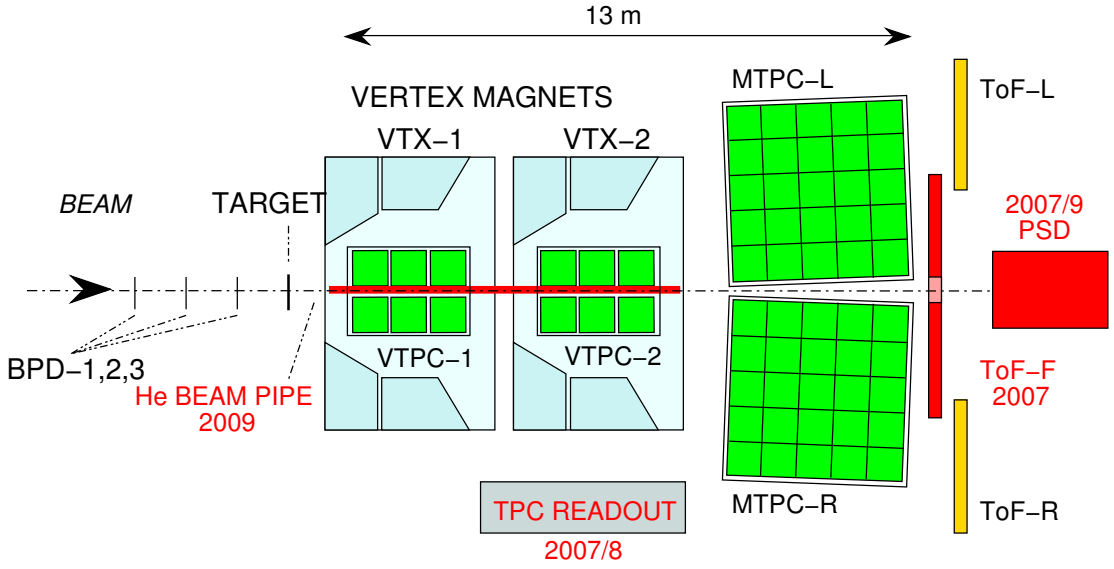


Figure 3: The NA61/SHINE set-up with the basic upgrades and years of their realization indicated in red.

Beam	Energy (A GeV)	Year	Days	Physics	Status
p	**30**	**2007**	**30**	**T2K, C-R, R&D**	*performed*
p	**30, 40, 50**	**2008**	**14**	**T2K, C-R**	*approved*
π^-	**158, 350**	**2008**	**3**	**C-R**	*approved*
p	**158**	**2008**	**28**	**High p_T**	*approved*
S	**10, 20, 30, 40, 80, 158**	**2009**	**30**	**CP&OD**	*recommended*
p	**10, 20, 30, 40, 80, 158**	**2009**	**30**	**CP&OD**	*recommended*
In	**10, 20, 30, 40, 80, 158**	**2010**	**30**	**CP&OD**	*to be discussed*
p	**158**	**2010**	**30**	**High p_T**	*to be discussed*
C	**10, 20, 30, 40, 80, 158**	**2011**	**30**	**CP&OD**	*to be discussed*
p	**10, 20, 30, 40, 80, 158**	**2011**	**30**	**CP&OD**	*to be discussed*

Table 1: The NA61/SHINE beam request. The following abbreviations are used for the physics goals of the data taking: CP - Critical Point, OD - Onset of Deconfinement, C-R - Cosmic Rays.

an increase of the number of recorded events per spill by a factor of about 10. The expected data rate will be about 85 Hz. This upgrade requires production of new mother boards and concentrator cards as well as use of the Detector Data Links developed for the ALICE experiment at the CERN LHC.

For the first ion run the Projectile Spectator Detector (PSD) will be constructed and placed downstream of the ToF-F detector. It will be a fully compensating modular lead-scintillator calorimeter with WLS-fibers and avalanche micro-pixel photo-diode (AMPD) read-out will be used. The PSD will be used for the study of event-by-event fluctuations to exclude a variation of the number of nucleons which participate in a collision and it will be included in the trigger for on-line data selection. The detector will have an excellent energy resolution of $\sigma(E)/E \approx 50\%/\sqrt{(E\ \mathrm{GeV})}$. This parameter, as well as the linearity in a wide energy range are critical in an appropriate evaluation of the corrections to the physical parameters.

The NA61/SHINE beam request is presented in Table 1. Due to a conflict with the LHC commissioning the ion runs are expected to be delayed by 1-2 years. If this is the case the energy scan with p+Pb collisions originally planned for 2011 will be shifted to 2009 or 2010.

References

[1] N. Antoniou *et al.* [NA61 Collaboration], CERN-SPSC-2006-034.

[2] M. Gazdzicki *et al.* [NA61 Collaboration], PoS **CPOD2006**, 016 (2006).

[3] S. Afanasev *et al.* [NA49 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **430**, 210 (1999).

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

Alexander Wetzler for the STAR collaboration

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

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

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

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

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

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

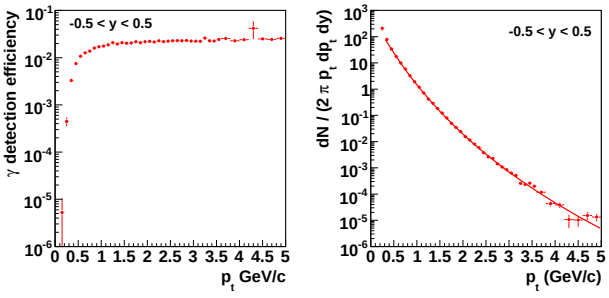


FIG. 1: On the left side the photon detection efficiency versus transverse momentum is shown for minimum bias Au-Au-collisions. On the right side the corresponding photon spectra are displayed.

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

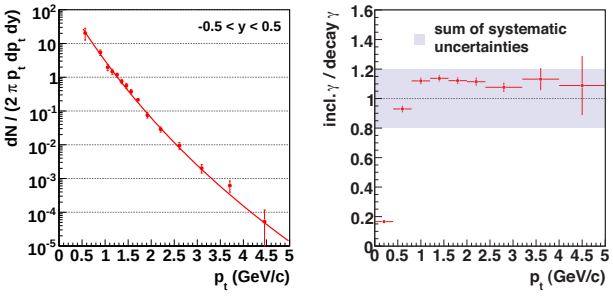


FIG. 2: π^0-spectra versus transverse momentum are shown on the left. On the right side the photon spectra divided by the expected number of photons from electro-magnetic hadron decays are shown.

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

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

Commissioning of the ALICE Time Projection Chamber*

P. Braun-Munzinger[1], J. Castillo[1], U. Frankenfeld[1], C. Garabatos[1], S. Kniege[2], R. Renfordt [2], H.R. Schmidt[1], D. Vranic[1], J. Wiechula[1], and the ALICE collaboration
[1]GSI, Darmstadt, [2]J.W. Goethe University, Frankfurt/Main

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

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

Hardware Installation and Schedule

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

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

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

Gas System

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

Cooling and Temperature Monitoring

A small, leak-less (under-pressure) cooling plant capable to supply two fully equipped sectors with chilled water allowed to determine its operating parameters: at a nominal water flow of 10 l/min the temperature gradient between cooling in- and outlet was below $\Delta T=1°$ C. The temperature gradient over a sector - extracted from the five probes mounted onto the Al-bodies of a single sector - was of the order of $\Delta T=0.1°$ C. The pressure drop within a sector - an important parameter for sub-atmospheric systems - was measured to be below $\Delta p=200$ mbar.

Since the cooling plates of the FECs are connected by silicone hoses without securing hose clamps all cooling circuits were pressure tested up to 1.5 bar thus ensuring the tightness of the system in case of loss of under pressure and built-up of hydrostatic over pressure. In addition, on all circuits overpressure valves were installed ensuring no higher pressure than 200 mbar above atmosphere.

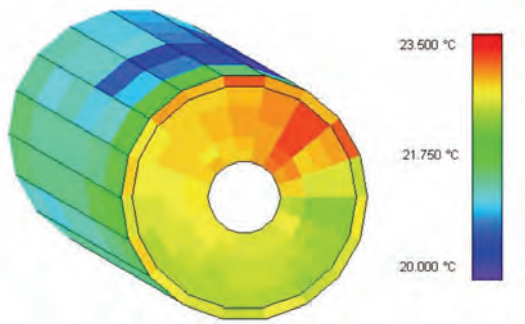


Figure 1: Temperatures on the outer hull and the readout plane of the TPC during sector tests.

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

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

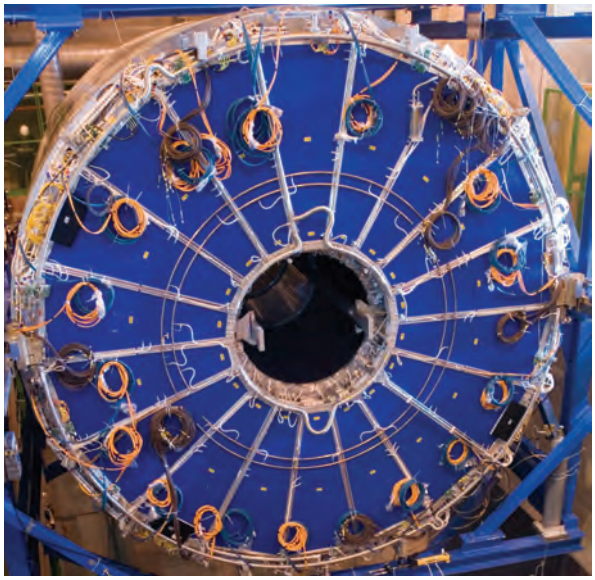


Figure 2: View of a TPC endplate with the blue cooling panels mounted. Cables and light fibres (orange) are stored for transport into the cavern.

Laser System

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

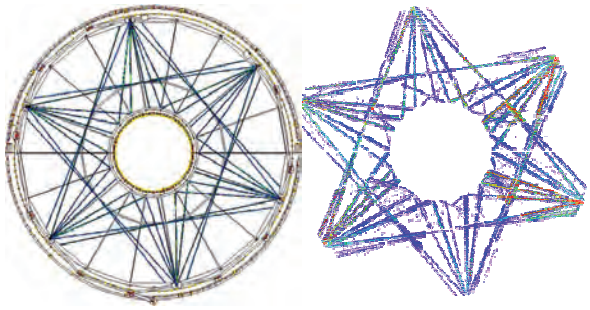


Figure 3: Left: Layout of the laser ray distribution in the TPC. Right: Actually measured tracks in laser runs.

In addition to the signals from the laser tracks, nearly all of the readout pads receive a signal from the central high voltage electrode (CE). It arises from photoelectrons released by scattered laser light. This information can also be used for alignment.
With the laser system it is possible to determine the electron drift velocity in the detector gas (Ne-CO_2-N_2) which is very sensitive to changes in temperature, pressure and gas composition. The drift velocity is needed to calculate the absolute position in beam direction from the drift time and can also be used to monitor the gas quality.
To determine the drift velocity the difference in arrival time Δt_{arr} of electrons from the central electrode

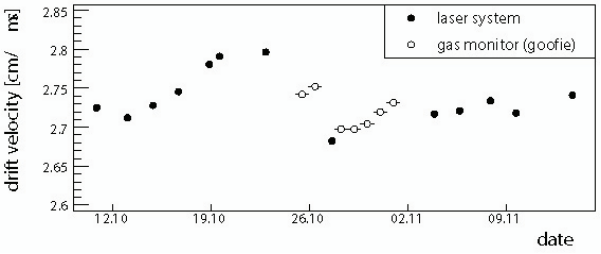


Figure 4: Drift velocity measurements as a function of time. Comparison between results from the laser system and the gas quality monitor *Goofie*.

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

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

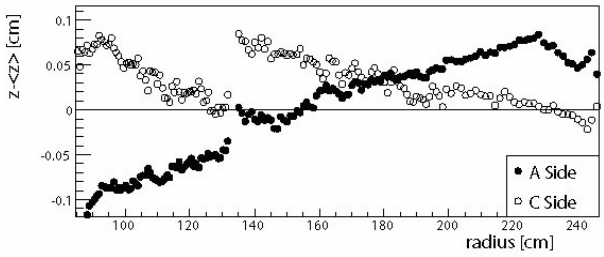


Figure 5: Measured position of the central electrode as a function of radius for two opposing sectors.

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

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

Edge effects from field distortions are visible at the inner and outer radii of the TPC.
These laser tracks from the commissioning runs are used in offline-analyses to correct for residual geometrical distortions and temperature effects.

DAQ and HLT

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

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

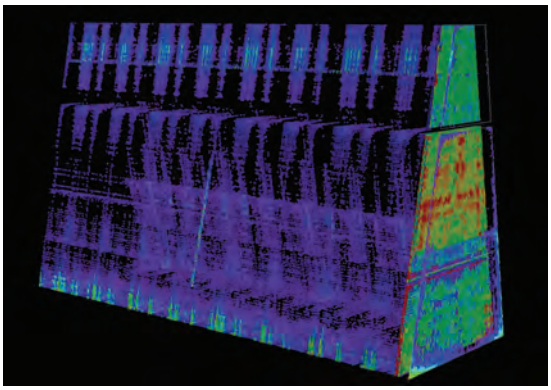


Figure 6: 3D view of a complete sector with a cosmic event as seen by the HLT system before optimization of the electronics noise (see below).

Read-Out Chambers

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

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

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

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

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

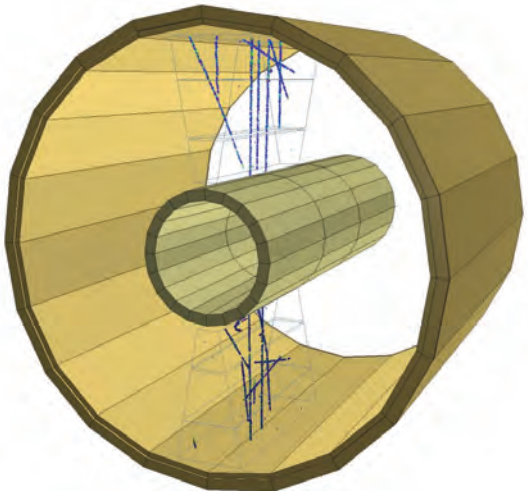


Figure 7: 3D-view of a cosmic event as seen in two TPC sectors.

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

Front-End Electronics

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

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

Online monitoring

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

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

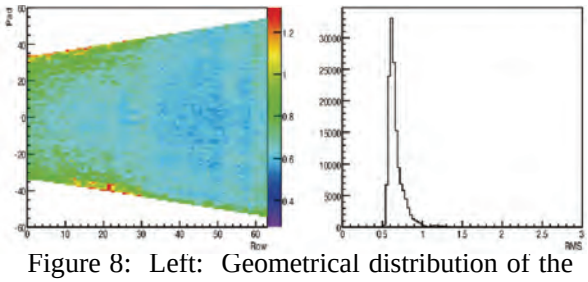


Figure 8: Left: Geometrical distribution of the noise over the chamber surface of an inner ROC. Right: Average RMS noise in terms of ADC counts.

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

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

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

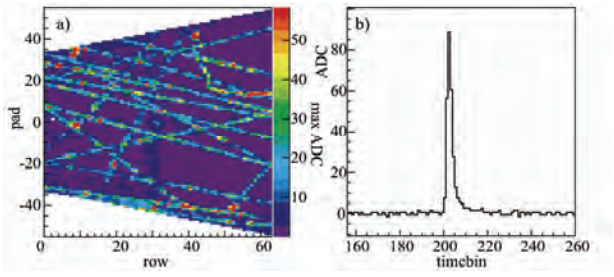


Figure 9: Maximum ADC values for one inner ROC triggered on a cosmic (a) and time profile for one selected pad (b)

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

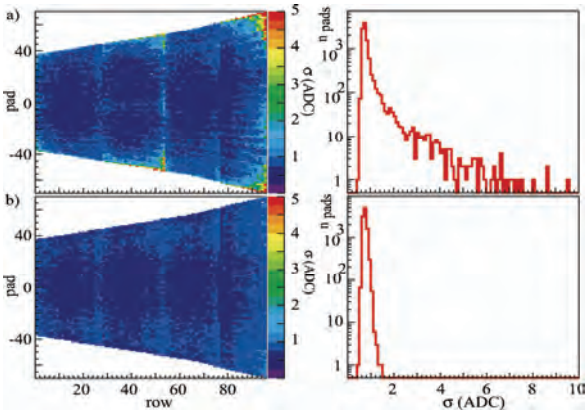


Figure 10: Width of the baseline σ in one outer ROC before (a) and after (b) the change of the ground cables and the readout timing.

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

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

References

[1] G. Augustinski et al., "Status of the ALICE TPC Time Projection Chamber", GSI Annual Report (2005) 282

[2] R. Campanolo et al., "Readout Electronics for the ALICE Time Projection Chamber", International Europhysics Conference on High-Energy Physics High-Energy Physics , Lisbon, Portugal (2005) 373.

[3] U. Frankenfeld, S. Popescu, H.R. Schmidt , "Temperature Monitoring System for the ALICE TPC", ALICE-EN-2005-001.

[4] G. Renault et al., "The Laser Calibration System of the ALICE Time Projection Chamber", Czechoslov. J. Phys. 55 (2005) 1674

[5] Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-001

[6] J. Castillo et al., "Goofie", GSI Annual Report (2006)

[7] A.Fernandez et al. [ACCORDE Collaboration], "ACCORDE a cosmic ray detector for ALICE", Nucl. Instrum. Meth. A 5372 (2007) 102.

* Work supported by BMBF and GSI-F&E

Installation of the Time Projection Chamber into the ALICE experiment*

H. Appelshäuser[2], P. Braun-Munzinger[1], J. Castillo[1], U. Frankenfeld[1], C. Garabatos[1], S. Kniege[2], R. Renfordt[2], H.R. Schmidt[1], D.Vranic[1], J. Wiechula[1], and the ALICE collaboration

[1]GSI, Darmstadt, Germany, [2] J.W. Goethe University , Frankfurt/Main

After completion of the commissioning above ground [1] the TPC was moved into the ALICE pit into its parking position in front of the L3 magnet. To verify the soundness of the connections between the readout chambers and the front-end electronics after the transport all sectors were tested once more with a pulser injecting charge into the cathode planes. After all tests were successfully passed the TPC was moved to its final position inside the L3 magnet and all services were installed.

Cooling plant commissioning

In order to remove excess heat from the front-end electronics and to guarantee a temperature stability of $\Delta T<0.1°$ C the TPC is temperature stabilized by a cooling system operating in a "leak less" mode, i.e., the circulating cooling liquid is kept below atmospheric pressure.

The installation of the TPC in its final position within the L3 magnet allowed for the first time to operate the cooling plant together with the TPC. It was found that for some sectors the routing of the cooling lines between the plant and the TPC was such that siphons were formed (with about 1.5 m height). In the attempt to establish flow through these sectors (i.e. push the air out of the system) the pressure had to be raised to a point were it reached or even exceeded atmospheric pressure at the front-end cards. In fig. 1 the pressure development of such a bad sector is shown in comparison to a good sector. In a good sector the maximum pressure to establish flow is about 0.7 – 0.8 bar at the detector side and it drops soon to its steady state level once the air is removed. In a bad sector the flow can only be reached when exceeding the level of safe operation. The problem was solved by rerouting the return lines such that all siphons were avoided. After that the cooling plant worked well according to specs.

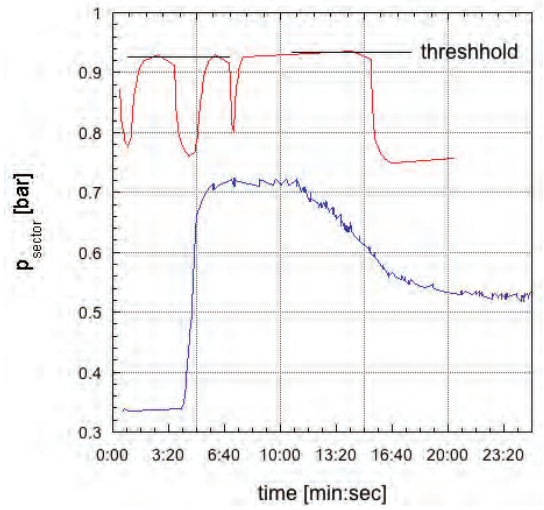


Figure 1: Pressure in the cooling line at the detector side as a function of time of a good sector (bottom, blue) and a bad sector (top, red) showing the effect of siphons in the return line.

Bus bar upgrade

During the testing of the readout and careful monitoring of the voltages at the front-end cards by built-in ADCs it was found that in some partitions of the readout the low voltage showed drops of up to 0.7V. It was traced to imperfect soldering of the high current spring wire sockets into the copper bus bars (fig. 2). Since resoldering seemed

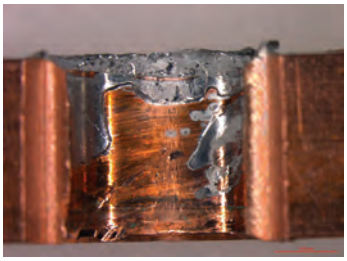


Figure 2: Cut through a copper bus bar after removal of the socket indicating the insufficient dis-

difficult it was decided to replace the sockets altogether by screws. After this the voltage drops measured were below 20 mV across a sector.

ALICE commissioning run

After installation of the HV (100 kV) system for the drift field, the HV system for the chambers, the low voltage power supplies, the gating and the calibration pulser sys-

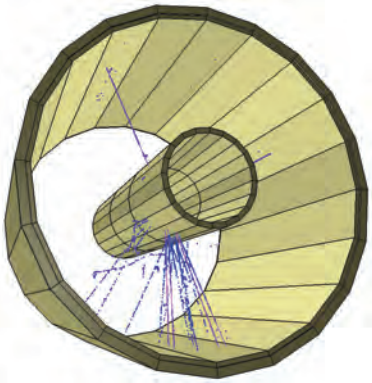


Figure 3: 3D-view of a cosmic event seen in one half of the TPC with all 18 sectors read out.

tems a commissioning run for the ALICE experiment as a whole was performed. In fig. 3 a cosmic event in the TPC is shown. All sectors on the C-side were in operation. In the final step the full readout of the A-side will be established.

References

[1] P. Braun-Munzinger et al., "Commissioning of the ALICE TPC Time Projection Chamber", IKF Annual Report (2006) 22

* Work supported by BMBF and GSI-F&E

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

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

The Transition Radiation Detector (TRD) is one of the main detectors in the ALICE experiment, the dedicated heavy ion experiment at the Large Hadron Collider (LHC) at CERN Ref. [1]. This detector consists of 18 super modules, each of them containing 30 TRD chambers. Each chamber has a 4.8 cm thick radiator, which is attached to a gas chamber with a 3 cm long drift region and a 0.7 cm amplification gap. The induced charge is read out at the back via copper pads. Since 2006 the IKF is one of the main production sites for the readout chambers of the ALICE TRD. In Frankfurt, 70 (type L0C1) out of a total of 540 chambers will be build. At present, 25 have been already finished. The other drift chamber types are constructed at four other production sites: at NIPNE Bucharest (Romania), at JINR Dubna (Russia), Heidelberg (Germany) and GSI. During and after the production the chamber quality is tested before the electronics are mounted on the chambers. In the autumn of 2006, a new laboratory for the electronic integration of the TRD chambers was equipped at the IKF Frankfurt (Fig. 1).

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

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

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

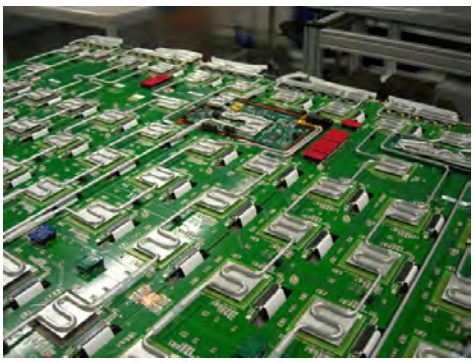


Figure 2: Cooling pipes glued to readout boards.

References

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

[2] I.Rusanov, J.Stachel, “The Readout Boards for the ALICE TRD”, GSI Scientific Report 2005, INSTRUMENTS-METHODS-23,p.287.

[3] C.Lippmann, K.Oyama and I.Rusanov, “Electronics Integration for the ALICE TRD”, GSI Scientific Report 2005, GSI Report 2006-01,p.290.

A drift velocity monitor for the ALICE TRD

D. Antończyk[1] and D. Wegerle[1]
for the ALICE TRD collaboration
[1]J. W. Goethe University Frankfurt/Main, Germany

The ALICE TRD [1] is an array of 540 gas chambers which are planned to be operated with 28 m^3 of Xe-CO_2 [85-15] gas. It will provide electron-pion separation for momenta above 1 GeV/c and particle tracking in the high-multiplicity heavy-ion collisions at CERN LHC accelerator. To archive these goals, accurate pulse height measurements over the full drift time of about 2 μs by multiwire chambers is necessary. Therefore, the monitoring of the gas properties, as the gas composition, the drift velocity, and the gas gain, will be one of the important tasks. Moreover, the large total volume of the detector and the high cost of the xenon makes it mandatory to recirculate the gas mixture used by the detector. The injection of the fresh gas into the system will be limited only to replenish what is lost due to leaks. In addition, air will diffuse into the gas mixture through the same leaks. This will lead to accumulation of the nitrogen in the gas mixture and result in the change of the gas properties. Therefore, the drift velocity monitor, known as Goofie, will be used as on-line monitor of the gas properties and will provide information about concentration of the nitrogen in the gas mixture.

The principle of the operation of the drift velocity monitor, shown in Fig. 1, is based on the measurement of the difference in drift time of electrons produced in the gas by α-particle tracks, at two known distances from a so-called pick-up detector. The electrons released in the gas drift down to the pickup-up detector through a constant field drift channel defined by equally spaced ring electrodes. Two single-wire cylindrical proportional counters depicted as T1 and T2 in Fig. 1 provide a trigger signal. The α-particles are emitted from Americium source $^{241}_{95}$Am with activity of 90 kBq. Both sources (S1, S2) are placed in front of the detectors at well defined distances. The pulse-height spectrum in the pick-up is recorded as a function of time by custom made read-out board based on the PASA-ALTRO chain [2]. The drift channel is foreseen to operate at the unprecedented ALICE TRD field of 700 V/cm, thus require further modification of existing monitor design in order to avoid high voltage breakdown. In particular, the length of the field cage will be optimized to find optimal ratio between monitor resolution and maximum field voltage applicable. Moreover, the voltage of both the anode wires and the cathode tube of the trigger counter will be taken from the nearest drift field electrodes in order to prevent high fields to form near the counters, and limit the field distortions in the drift channel. In order to provide good temperature uniformity, the gas enclosure may be water-cooled. The temperature will be monitored by two internal sensors which are foreseen to be read by National Instrument PCI card. In addition, the later will provide also read-

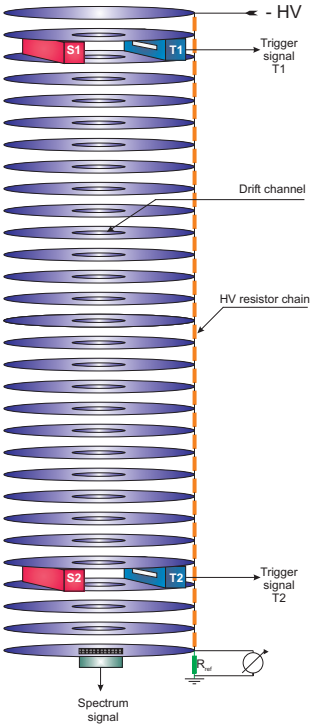


Figure 1: The schematic view of the drift velocity monitor (for details see text).

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

One of the main task of Goofie is to monitor the gas composition. In order to perform such analysis, the gain and the drift velocity were simulated for different contents of the CO_2 and N_2 using GARFIELD/MAGBOLTZ [3, 4] applications. Derived dependences were parametrized using two plane linear equations. Solving these equations for a given gain and drift velocity will lead to the unique gas composition. Therefore, based on the information from Goofie monitor it is possible to calculate the fraction of nitrogen in the gas mixture based on simulated parameterizations.

References

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

[2] L. Musa et al., The ALICE TPC Front End Electronics, Proc. of the IEEE Nuclear Science Symposium, 20-25 Oct. 2003, Portland

[3] S. F. Biagi, MAGBOLTZ, Nucl. Inst. and Meth. A421 (1999) 234.

[4] R. Veenhof, GARFIELD, Nucl. Inst. and Meth. A419 (1998) 726.

Ongoing activities of the ALICE TRD construction at the IKF *

M. Hartig[1], W. Amend[1], K. Antipin[1], H. Appelshäuser[1], C. Blume[1], A. Fick[1], H. Hinke[1], M. Kliemant[1], F. Kramer[1], W. Sommer[1], and A. Wiesenäcker[1]

[1]Institut für Kernphysik Frankfurt, Germany

IN 2004 the *Institut für Kernphysik* at the *Johann Wolfgang Goethe–Universität Frankfurt* took over an active role within the ALICE TRD collaboration. The emphasis of the hardware activities are the production of the TRD readout chambers (ROC) and the integration of the front-end electronic (FEE).

ROC production

The ALICE TRD system [1] is comprised of in total 540 readout chambers in 12 different sizes. The mass production of these chambers is a joint project between JINR Dubna, GSI Darmstadt, NIPNE Bucharest, the University of Heidelberg and the IKF. The IKF is in charge for the production of one type of the ROC. Due to the finally achieved financial support for the production of the entire TRD detector system, the IKF has to produce in total 70 ROCs.

The complete line of production consists of several steps namely the manufacturing of chamber frames with the radiator, the gluing of the pad plane readout board onto the back-panels and the assembly of the two wire planes for the drift and the amplification region. The quality of the production is thoroughly tested and monitored during the whole production cycle. In 2007 the different steps of this production line and the corresponding testing procedures have been well established. An average output of one chamber per two weeks were achieved with a peak production rate of 1 chamber per week. This yields to 33 produced chambers at the end of 2007.

Recently the final leak test of the ROCs was modified to meet concerns about the losses of the expensive Xenon gas during the more than 10 years operation of the ALICE experiment. The original leak test was set up under the assumption that the gas leaks out of a slightly pressurized system and O2 diffusion into a system are the same. However it turned out, that we observed for a significant part of the produced chambers large outward leak of the gas, but only very small inward diffusion of oxygen. This indicates that most of the leaky orifice is extremely long with respect to the mean free path of the gas. As a consequence the setup of the leak test was changed from slight over-pressure to under-pressure inside the ROC. The conductance of the chamber leaks can be directly calculated from the measured Oxygen contamination, the differential pressure and the gas flow. A modification of the sealing improved the gas tightness of the chambers significantly. This new procedure was developed at the GSI detector laboratory and is now established in our general test procedure.

FEE integration and test

In addition to the ROC production the IKF is also responsible for the FEE integration of the TRD. In a first step the different electronic boards are mounted on the ROC namely the readout boards [4], the optical readout interfaces [5] and a board for the detector control system [6]. Afterwards the performance of the whole electronics is checked with 14 different tests. They probe the general functionality of the different components, measure the noise level of the system and test the connectivity of the readout pads. Finally a stress test is performed to check the long term stability of the system. After the cooling system of the electronic is assembled, the tests are repeated a second time. Details of the testing procedure are described in a separate report of A. Fick within this annual report [2] and in [3]

In 2007 we equipped and tested 120 ROCs for TRD super-modules 2 to 5. Within this year the organization of the integration and the tests was optimized considerably. A new laboratory was installed for the assembly of the cooling system. Further a quality assurance of connector boards was added to the production line. With this improvements we achieved a peak production rate of 10 ROCs per week and an average rate of one ROC per day.

To meet the tight time constrains of the ALICE installation schedule we have to make further streamlining. The main focus of this work is to improve the tests and to debug the software. In addition we want to develop a user friendly graphical interface.

References

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

[2] A. Fick et al., GSI Scientific Report 2007

[3] B. Dönigus, *Assembly and Test of the first Supermodule of the ALICE Transition Radiation Detector*, Diplomarbeit, April 2007

[4] I.Rusanov, J.Stachel, GSI Scientific Report 2005, p.287

[5] V. Lindenstruth et al., GSI Scientific Report 2005, p.289

[6] D. Gottschalk et al., GSI Scientific Report 2004, p.361

* Work supported by BMBF FSP201 and GSI-F&E

Mass test of the ALICE TRD front end electronics at IKF*

A. Fick, K. Antipin, H. Appelshäuser, M. Hartig, F. Kramer
for the ALICE collaboration, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe - Universität Frankfurt a. M., Germany

The Transition Radiation Detector (TRD) [1] is one of the main detector components of the ALICE experiment. It consists of 18 supermodules mounted cylindrical around the beam axis of the LHC. Every supermodule is assembled out of 30 Readout Chambers (ROC) of different types. These ROCs are equipped with front end electronics (FEE) and tested at the Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF) [2]. In this report, we briefly describe this testing procedure.

Setup of the test system

In total 14 tests have to be performed for every ROC [3]. The first two aim on the general functionality of every single readout board (ROB) [4]. The shutdown test checks the switching behaviour of the low voltage regulators. The reset test checks the reset line and whether each multichip module (MCM) correctly resets its state to the default one. The next steps of the procedure test the interconnection between the FEE and the readout electronics. The network interface test checks the functionality of the slow control serial network of every ROB. The second test of this sequence is the test of the Optical Readout Interface (ORI) [5]. The bridge test guarantees that a complete readout cycle can be performed even if one of the MCMs is broken. In addition the Laser-ID, a unique identification of every MCM, is validated. Further the three different memories (DMM, DDD and IMM) [6] of the MCMs are tested by read/write cycles. Three different configurations are used to check the read out data for the noise level, for homogeneity of the noise distribution and for non responding ADC - channels of the MCMs. These configurations are:

- no filter configuration with all filters switched off (nf)
- configuration with pedestal subtraction (p)
- configuration with pedestal subtraction, gain correction and tail cancellation (pgt)

In addition to this we use a pulse generator to inject a square wave signal into the cathode wire. This signal is picked up by the pads and transferred to the MCM. A spectrum of a ROB (Figure 1) shows the expected high signal level (red pads). Channels with not connected or not proper conductive pads (green pads) are also visible. With this method bad channels can be identified in an very easy and convenient way.

To finalize the testing procedure every ROC has to perform two long term stress tests. Therefor a trigger signal is sent to the ROC permanently and the status is checked in periods of five minutes. The complete testing procedure is done twice for every readout chamber, once after the FEE is put on the ROC and once after the cooling system is glued on the electronics.

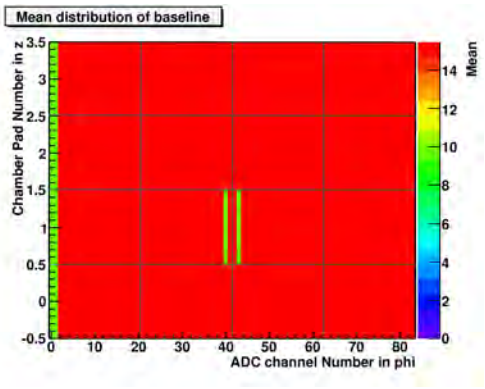


Figure 1: Mean distribution of the basline of a mesurement (p-configuration) with injected pulser signal. Red pads show the expected high signal level, green pads did not pick up the signal and are probably not connected.

Summary and outlook

In 2007 all ROCs of supermodules 2 to 5 (in total 120 ROCs with 912 ROBs) have been equipped with FEE and have been tested successfully. To speed up and to improve the testing procedure, we constantly develop the single components of the tests and transfer them to an easy to handle graphical user interface. This user interface will be based on PVSS, a software platform which is used by all experiments at LHC.

References

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

[2] M. Kliemant et al., GSI Scientific Report 2006, p.232

[3] B. Dönigus, "Assembly And Test Of The First Supermodule Of The ALICE Transition Radiation Detector", Diplomarbeit, April 2007

[4] I.Rusanov, J.Stachel, GSI Scientific Report 2005, p.287

[5] V. Lindenstruth et al., GSI Scientific Report 2005, p.289

[6] ALICE TRAP, "User Manual", CERN, Revision 1.1, 2005-01-03

* Work supported by BMBF and GSI

A gas monitor for the ALICE TRD *

D. Antończyk[1], H. Appelshäuser[1], and D. Wegerle[†1]
[1]IKF, J.W. Goethe University, Frankfurt am Main, Germany

The ALICE TRD [1] is an array of 540 drift chambers which will be operated with 28 m^3 of Xe-CO_2 $[85-15]$ gas. It will provide electron–pion separation for momenta above 1 GeV/c and particle tracking in the high-multiplicity environment of heavy-ion collisions at CERN-LHC. To achieve these goals, accurate pulse–height measurements over the full drift time of about 2 μs are necessary. Therefore, the monitoring of the gas properties, as the gas composition, the drift velocity, and the gas gain, will be an important task. Moreover, the large total volume of the detector and the high cost of xenon makes it mandatory to recirculate the gas mixture used by the detector. The injection of the fresh gas into the system will be limited only to replenish what is lost due to leaks. In addition, air will diffuse into the gas mixture through the same leaks. This will lead to accumulation of nitrogen in the gas mixture and result in the change of the gas properties. The drift velocity monitor, known as GOOFIE, will be then used as an on-line monitor of the gas properties providing also information about concentration of the nitrogen in the gas mixture.

The GOOFIE-type drift velocity monitors were and are still used by many experiments to monitor the electron drift velocity in gas detectors. The well-known principle of operation of this monitor is based on the measurement of the difference in drift time of electrons, produced in the gas by alpha-particle tracks, at two known distances from a so-called pick-up counter [2]. However, the drift monitor has to be adopted to the specific needs of the experiment. The drift region of the ALICE TRD GOOFIE is operated at an unprecedented field strength of 700 V/cm. This requirement limits the total drift length to about 16.15 cm. The latter was found as an optimal ratio between the maximum voltage applicable and the expected monitor resolution. To prevent high electric field in the vicinity of the trigger counters, and to limit the field distortions in the drift channel the voltages of both the anode wire and the cathode tube are taken from the nearest potential strips. To monitor the enclosed gas temperature, two PT1000 sensors were inserted at the top and bottom of the monitor housing, respectively. Moreover, the latter provide the possibility of active cooling of the enclosed gas volume, although this feature has not yet been employed. The pulse-height spectra of the pick-up and trigger counters are recorded as a function of time by a custom made read-out board based on the PASA-ALTRO chain [3]. To avoid any possible fluctuation in the gas composition at this stage a premixed gas mixture of Ar-CO_2 $[70-30]$ was used. The final tests with Xe-CO_2 gas mixture will be taken at CERN facility.

After mentioned modification had been carried out, the system was operated for several days in the SGZ detector laboratory at IKF, Frankfurt, and about 3.2×10^6 events were recorded. Additionally to the pulse-height spectra, each event was stored with an information about the gas temperature, pressure, and current drift voltage. The drift velocity was extracted from the position in time of the 2500 peaks corresponding to the signals coming from both, the near and the far source. It shows a linear correlation with $(\frac{P}{T \cdot U})$ as demonstrated in Fig.1. The ratio P/T is a measure of the gas density and U represents a measure of the drift voltage. The variation of the drift voltage as a function of the gas temperature, makes mandatory to include it into correction procedure. After the subsequent correction, the precision in the drift velocity measurements is 5×10^{-4}.

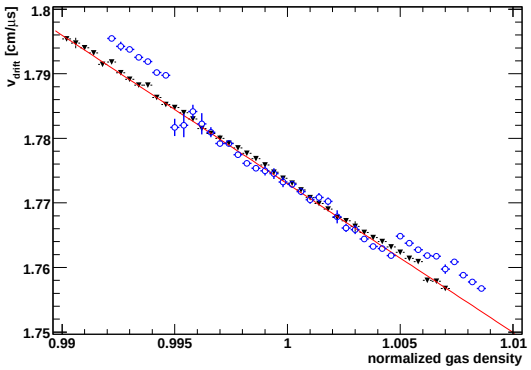


Figure 1: Correlation between the measured drift velocity and the gas density (open points), additionally corrected for variation of the drift field voltage (close points).

In addition to the monitoring of the drift velocity, GOOFIE provides also a precise measurement of the gas gain. Based on a confirmed measurements of both quantities, it will be feasible to extract variation of the gas mixture, including the actual level of the nitrogen contamination.

References

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

[2] D. Antonczyk et al. "A drift velocity monitor for the ALICE TPC", GSI Scientific Report 2004, June 2005 INSMETH-20

[3] L. Musa et al., The ALICE TPC Front End Electronics, Proc. of the IEEE Nuclear Science Symposium, 20-25 Oct. 2003, Portland

* This work is supported by BMBF and GSI
† wegerle@ikf.uni-frankfurt.de

Quarkonia measurements with the central detectors of ALICE

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

Abstract

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

Introduction

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

Quarkonia production at LHC energies

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

The ALICE detector

ALICE will be the only dedicated heavy-ion experiment at the LHC. It was optimized to measure a large variety of heavy-ion observables at a centre of mass energy of 5.5 TeV per nucleon. Besides others, the measurement of quarkonia is a key element of the physics program. Quarkonia decaying into di-muons will be measured in the muon arm covering forward rapidities (-4<y<2.5)[8]. Di-electronic decays will be measured in the central barrel (|y| <0.9) involving the following three detectors:

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

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

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

Simulation technique

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

The look up table was created by analysing 5000 simulated Hijing-events with embedded electrons.
To generate the input to the fast simulations a cocktail of particles was created. The output of this generator was evaluated using the detector parameterization and analysed afterwards.

Results

Proton-proton collisions

For the evaluation of the proton-proton measurement performance $2{\cdot}10^8$ minimum bias events were generated[11]. This represents 20% of the expected events to be recorded during one proton-proton run and enough statistics to extrapolate the results to full statistics. The events were generated using a cocktail of quarkonia simulated with the rates given in Table 1 and a proton-proton PYTHIA[12] event simulating the background including open charm and beauty. A single electron p_t cut of 1 GeV/c was applied. One finds a significant J/Ψ peak. Fitting this peak with a Gaussian gives 360 entries within the area of $\pm 1.5\sigma$ around the mean value and a width of 30 MeV/c^2. The like-sign distribution was used to estimate the background. Since like-sign pairs are produced with much less probability than unlike-sign pairs in proton-proton collisions the distribution had to be scaled to match the unlike-sign distribution. After scaling the distribution it was used for background estimations. Table 2 summarizes the obtained results.
One should note that the yield of measured quarkonia states will be substantially enhanced by the usage of a level one trigger on electrons. Assuming a conservative trigger efficiency of 10% and a design luminosity for 14 TeV/c^2 proton-proton collisions of $5{\cdot}10^{30}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ one would expect $9{\cdot}10^5$ J/Ψ and $1.4{\cdot}10^3$ Υ to be recorded.

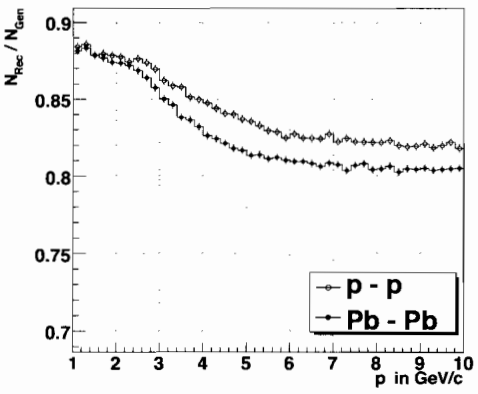


Figure 1: Response function for tracking efficiency in p_t. The efficiency for high p_t electrons decreases with p_t since more straight tracks tend to stay in dead zones while curved tracks have a higher probability to re-enter the detector.

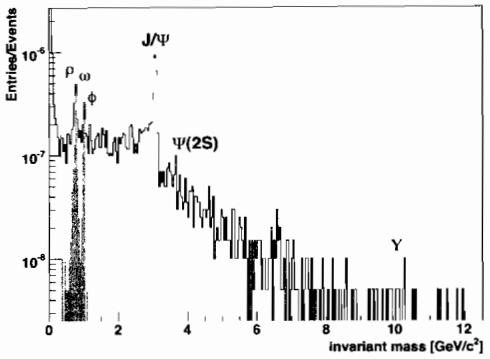


Figure 2: The invariant mass distribution as obtained by the described simulation of $2{\cdot}10^8$ minimum bias proton-proton events. One should note that a trigger on di-electrons will significantly enhance the expected yields of the various quarkonia states.

Lead-lead collisions

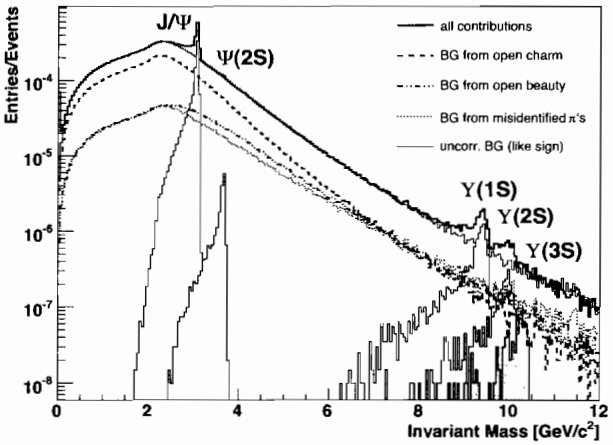


Figure 3: Invariant mass distribution as expected for $2{\cdot}10^8$ central lead-lead collisions. A single electron p_t cut of 1 GeV/c was applied. The solid black line shows the unlike-sign distribution. The background was estimated using like-sign pairs (thin black line). The gray areas indicate the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

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

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

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

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

Summary

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

Acknowledgements

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

References

[1] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178:416**, (1986).

[2] B. Allessandro *et al.* [NA50 Collaboration], Eur. Phys. J. C **39** (2005) 335.

[3] R. Arnaldi *et al.* [NA60 Collaboration R Arnaldi], Nucl. Phys. A **783** (2007) 261 [arXiv:nucl-ex/0701033].

[4] A. Adare [PHENIX Collaboration], arXiv:nucl-ex/0611020.

[5] V. D. Barger, W. Y. Keung and R. J. Phillips, *Phys. Lett.* **B91** (1980) 253.

[6] B. Alessandro *et al.* [ALICE Collaboration], ALICE: Physics performance report, volume II, J. Phys. G **32** (2006) 1295.

[7] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and C. A. Salgado, *Eur. Phys. J.* **C9** (1999) 61.

[8] G. Martinez, *ALICE potential for open heavy-flavour physics*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., Proceedings Quark Matter 2006, to be published

[9] *http://aliweb.cern.ch/offline/*

[10] J.F. Grosse-Oetringhaus, *Determination of the Physics Performance of the ALICE Central Barrel using a distributed GRID Computing Environment*, Diploma thesis, IKP Münster (2005).

[11] F. Kramer, *Studie zur Messung von Quarkonia mit dem ALICE-TRD und Aufbau eines Teststandes für seine Ausleskammern*, Diploma thesis, IKF Frankfurt (2006).

[12] T. Sjostrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, Computer Physics Commun. 135 (2001) 238.

Measurement of $B \rightarrow J/\Psi + X$ with the central detectors of ALICE*

W. Sommer†, C. Blume, F. Kramer
for the ALICE-TRD collaboration, Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt a.M., Germany

The ALICE experiment is designed to measure a large variety of observables in heavy ion as well as in pp collsions at the CERN LHC. Among these, the measurement of the $b\bar{b}$-production cross section is of high importance in order to understand, e.g., the flavour dependence of jet-quenching phenomena. We present a study on the possibility to detect B-mesons via their decay into $J/\Psi + X$. This requires a good separation of secondary and primary J/Ψs by measuring the topology of the B-meson decay.

Decay topology

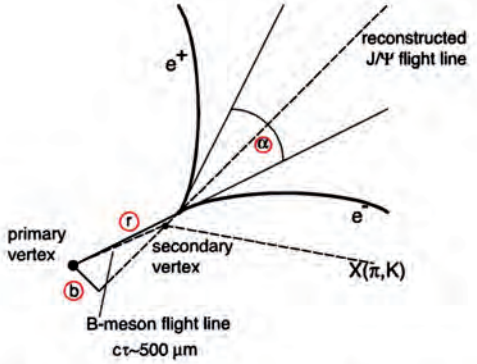


Figure 1: B-meson decay topology. The parameter r allows the separation of primary and secondary J/Ψs.

The lifetime of the B-meson with $c\tau = 500\mu m$ enables its detection via the determination of the secondary decay vertex and its distance to the primary vertex. The decay topology is sketched in figure 1. The B-meson is produced in the primary vertex and decays after a certain distance r with a branching ratio of 1% into a J/Ψ plus hadrons (mainly π or K). The J/Ψ in turn decays with a probability of 6% into an electron and a positron. Since the J/Ψ decays instantaneously the J/Ψ and the B-meson decay vertices are the same. The J/Ψ vertex can be determined via the distance of closest approach (dca) between the tracks of the e^+e^--pair. The electron identification in the ALICE central barrel is achieved with the TRD. Based on the measured kinematics of the e^+e^-pair one can reconstruct the J/Ψ flight path. The study discussed here is based on a detailed simulation of the events and their subsequent reconstruction with the ALICE offline software package AliRoot. This includes the *AliKFParticle* [1] package, which allows an easy identification of the decay topologies.

* supported by BMBF FSP 201 and GSI
† sommer@ikf.uni-frankfurt.de

Impact of the electron energy loss

In the standard ALICE track reconstruction scheme, all particles are tracked as pions. However, since electrons additionally emit Bremsstrahlung, their reconstructed momentum in many cases is lower than their real one. This in turn causes an over-estimation of the parameter r. Therefore a lower cut on the invariant mass of the electron pair at 3 GeV/c^{2}was applied to ensure that none of the leptons underwent a significant energy loss and the vertex information can be seen as reliable. By this cut the total amount of observable J/Ψs is reduced by 35%. Ongoing studies try to improve the electron tracking scheme in order to recover the losses due to Bremsstrahlung.

Results

The distribution of r is shown in figure 2. The summed distribution as well as the distributions for primary and secondary J/Ψs are shown. The relative ratio between the production rates of primary and secondary J/Ψ has been adjusted to the expected ratio of 0.2. From $r > 500\mu m$ on the secondary J/Ψ dominates. Applying a cut at $500\mu m$ results in an efficiency for secondary J/Ψs of 42% and a contamination of the secondary sample with primary J/Ψs of 31%.

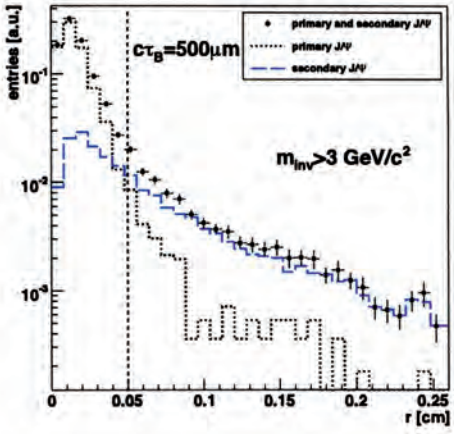


Figure 2: Distance between the primary and secondary vertex r for primary and secondary J/Ψs. The minimal invariant mass for an electron pair was 3 GeV/c^2, to prevent entries from electron pairs with large energy loss.

References

[1] I. Kisel, S. Gorbunov,
www.gsi.de/documents/DOC-2007-May-14-1.pdf

High Level Trigger for the Transition Radiation Detector in ALICE

Mateusz Płoskoń
Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt, Germany

1 Triggering with TRD

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

1.1 Dielectron trigger

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

1.2 Precise tracking

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

1.3 Expected background rejection rate

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

2 HLT functionality

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

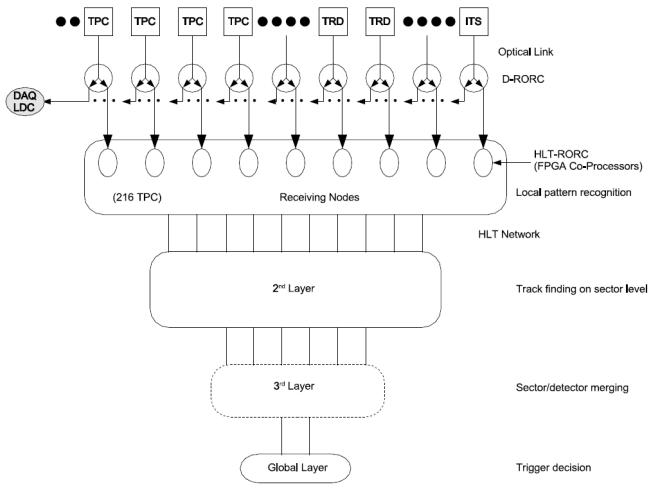


Figure 1: Data flow architecture of the HLT. Note that the detector raw data is duplicated and simultaneously received by DAQ and HLT.

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

2.1 HLT triggering modes

Several trigger modes of HLT are foreseen:

- **Data compression only.** No HLT trigger activity in this mode, the HLT functions as an advanced data compression device.
- **HLT dimuon trigger.** About 80% of the dimuon candidate events can be rejected within the HLT by tracking the event.
- **HLT jet trigger.** The existence of a number of high-p_t particles within a small phase space segment can be used as trigger for jets in the TPC acceptance. This search can possibly be augmented by TRD seeds.
- **HLT momentum filter.** About 50% of all tracks in the TPC are soft, i.e. $p_t < 0.4\,GeV/c$. Tracking all tracks in the TPC (with emphasis on high efficiency at high-p_t), and keeping only raw data regions along the high-p_t trajectories, can reduce the data volume by a large fraction.
- **HLT impact parameter trigger.** By propagating the TPC tracks (e.g. high-p_t tracks) to the ITS, and with knowledge of the interaction point from either ITS or TPC tracking, the track-by-track impact parameter can be determined and used as a criterion for event rejection.
- **HLT TRD trigger.** The TRD trigger will be dominated by background tracks. Therefore, the intention here is to reject fake tracks both by precise tracking (TPC/ITS) and by improved PID (TPC dE/dx) for the high-p_t track candidates in the TPC. The relevant tracks are identified by the TRD, and a processing command is sent to the appropriate sector processors of the TPC. After having received the event in memory, the processor starts tracking only the defined track candidates. During these calculations, the processor can already receive another event to make maximum use of the CPU. The HLT processor receives the information concerning the candidates via its network from the TRD global trigger. This can easily be implemented at a rate of a few hundred Hz without presenting any particular technological challenges.

References

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

[2] ALICE Collaboration, Technical Design Report, CERN-LHCC-2003-062.

ALICE High-Level Trigger: Implementation of TRD-specific components *

M. Ploskon[†1], H. Appelshäuser[1], and H. Büsching[1]
[1]Institut für Kernphysik, University of Frankfurt, Germany

HLT-TRD software developments

In order to allow on-line data analysis, calibration and monitoring of the ALICE Transition Radiation Detector (TRD) a number of TRD-specific High Level Trigger (HLT) processing components have been designed and implemented. The TRD processing chain for HLT follows the analysis defined by the off-line algorithms developed within the ALICE analysis framework Aliroot [1]. In order to run the very same off-line algorithms on-line the following publisher-subscriber [1, 2] components wrapping the relevant parts of the off-line software have been implemented:

- **HLT Cluster finder component** (AliHLTTRDClusterizerComponent) handles the raw data input and executes the offline algorithm of cluster finding (AliTRDclusterizer).
- **HLT Tracker component** (AliHLTTRDTrackerComponent) wraps the functionality of the off-line TRD tracking algorithm (AliTRDtracker) taking clusters produced by the cluster finder component as the input.
- **HLT Calibration component** (AliHLTTRDCalibrationComponent) working on the tracks received from the tracker component executes the procedure collecting calibration reference data as implemented by the off-line code. The component delivers accumulated reference data to the HLT File Exchange Server for post processing and insertion into the Offline Condition Data Base (OCDB).
- **HLT Monitoring component** (AliHLTTRDMonitoringComponent) generic monitoring component(s) allowing pre-processing and basic statistical analysis of one of the input data stage (raw, cluster, tracks and calibration reference data).

Design and development of monitoring tools

The monitoring of the TRD data processing on HLT and monitoring of the TRD raw data itself has been designed and implemented within the AliRoot framework. Several dedicated components have been developed among which so called monitoring worker (AliHLTTRDworker) and Graphical User Interface (AliTRDdataGUI) are the core of the monitoring tools. An arbitrary number (as required) of monitoring processes analyze the incoming data from the HLT (TCP dump subscriber components) delivering the resulting histograms (drawable objects) via TCP/IP to the active GUI for inspection and further analysis. The design of the monitoring tools interfaced with the HLT publisher-subscriber infrastructure provide flexible and scalable application for basic and complex monitoring of the detector performance and reconstruction algorithms online. The system allows for monitoring at any level of the HLT processing chain. Moreover, the user interface can be integrated into any application developed within the ROOT framework - into AliEVE (the ALICE visualization tool) particularly.

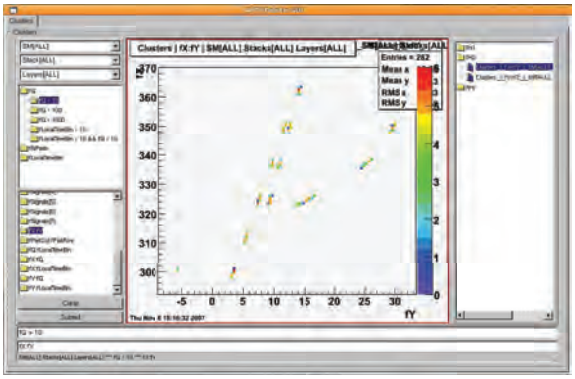


Figure 1: Screen shot of an HLT-TRD event from the test beam run at CERN-PS.

Commissioning and further developments

Most of the above developments have been already deployed and positively verified as fully functional during the TRD test beam experiment (October/November 2007) at CERN-PS. Figure 1 presents a screenshot of the monitoring user interface taken during the test experiment. Further tests have been performed during the Cosmic Ray run of ALICE in December 2007.

Future activity should focus not only on tuning and optimization of the existing software, but also on development and implementation of further analysis components integrating TRD into the global triggering system of HLT.

References

[1] ALICE Collaboration, F. Carminati (ed.) *et al.*, "ALICE: Physics Performance Report, Volume 1", J. Phys. **G30** (2004) 1517.

[2] ALICE Collaboration, T. Alt *et al.*, "Benchmarks and Implementation of the ALICE High Level Trigger", IEEE Trans. Nucl. Sci. **53** (2006) 854.

* Work supported by BMBF, GSI, and H-QM.
† ploskon@ikf.uni-frankfurt.de

Analyse der TRD Teststrahldaten 2007 am PS-Beschleuniger des CERN*

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

Der Transition Radiation Detector (TRD) ist einer der zentralen Detektoren des ALICE Experiments, eines der Schwerionen-Experimente am Large Hadron Collider (LHC) am CERN [1]. Dieser Detektor besteht aus 18 Supermodulen, wobei jedes Supermodul aus 30 einzelnen Detektorkammern zusammengesetzt ist. In den Kammern befindet sich ein 4.8 cm dicker Radiator, eine 3 cm lange mit Gas gefüllte Driftzohne und einer anschliesenden Verstrkungszohne. Die induzierte Ladung wird über Kupferpads am Ende des Gasvolumens mit Hilfe der Ausleseelektronik gemessen [2].

Im November 2007 wurde am PS-Beschleuniger des CERN eines dieser Supermodule in einem Elektron-Pion-Teilchenstrahl getestet. Dabei wurden die Teilchen auf Energien von 1, 2, 4 und 6 GeV beschleunigt und durch die 6 Detektorlagen des TRD-Supermoduls geführt (Fig. 1). Während dieses Tests wurde die Hardware überprüft, insbesondere die Stabilität der Hochspannungsversorgung und die Gasdichtigkeit des gesamten Supermoduls. Des weiteren wurde die Temperatur der Elektronik und das mit Unterdruck betriebene Wasserkühlsystem der Elektronik überprüft. Dabei wurden alle Betriebsmoden der Elektronik getestet, die später im gesamten TRD Detektor benutzt werden. Die Elektronik des Supermoduls wird mit einem Low-Voltage System betrieben, welches jedoch während dieses Testruns nicht vollständig zur Verfügung stand, da es bereits im ALICE Experiment eingebaut ist. Aus diesem Grund konnte die Elektronik nur in zwei der fünf Sektoren (12 Kammern) gleichzeitig betrieben werden. Da der Teilchenstrahl jedoch nur durch einen Sektor verlief, war dies keine kritische Einschränkung.

Die Software des TRD Detektors wurde ebenfalls während dieses zweiwöchigen Testlaufs auf Fehler überprüft. Die stabile Speicherung der aufgenommenen Daten und die Spurfindung in den verschiedenen Detektoren waren dabei die wichtigsten Punkte. Überprüft wurde auch das Online Monitoring und das High-Level Trigger System. Die aufgenommenen Daten wurden analysiert, dabei wurde festgestellt, dass sich die Menge an deponierter Ladung pro Detektorkammer und Spur erhöht, je entferter die Kammer vom Strahlursprung steht. Dies deutet darauf hin, dass jedes Teilchen eine geringe Chance hat eine Sekundärreaktion und somit eine zweite Spur zu erzeugen (Fig. 2). Ziel der weiteren Analyse ist es herauszufinden in welchem Umfang diese Sekundärreaktionen erzeugt

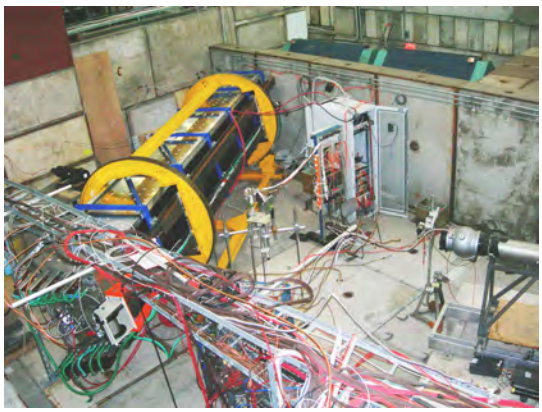


Abbildung 1: Position des TRD-Supermoduls in der T10 Linie der PS Beschleunigers am CERN.

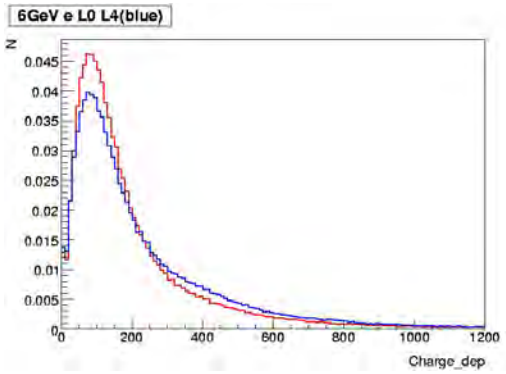


Abbildung 2: Vergleich der Ladungsverteilung von Elektronen in Kammer L0(rot) und Kammer L4(blau).

werden oder ob es sich dabei um Spuren handelt die vor dem Detektor entstehen. Dabei wird überprüft wie oft welche Ladungsmenge in der Kammer deponiert wird(Fig. 2). Wenn sich ein Teilchen durch den Detektor bewegt, sollte es in jeder Kammer statistisch nahezu die gleiche Menge an Ladung deponieren.

References

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

[2] I.Rusanov, J.Stachel, “The Readout Boards for the ALICE TRD”, GSI Scientific Report 2005, INSTRUMENTS-METHODS-23,p.287.

* Diese Arbeit wird unterstützt vom BMBF FSP201, der GSI F&E und der Helmholtz Gemeinschaft

Systematic investigations on the di-electron setup of CBM*

K. Antipin[1], C. Höhne[2], and H. Appelshäuser[1]

[1]Institut für Kernphysik, University of Frankfurt, Germany; [2]GSI Darmstadt, Germany

Di-leptons are considered an important observable for the understanding and characterization of high density baryon matter created in A+A collisions. Since leptons leave the fireball without further interaction, their study provides information on in-medium properties of vector mesons or on the restoration of chiral symmetry.

In this report we focus on the electron decay channel of the low-mass vector mesons and will report on systematic investigations on an optimization of the di-electron setup of CBM and establish a limit on the pion misidentification. The main challenge in di-electron spectroscopy is the efficient reduction of background electrons which dominantly stem from π^0 - Dalitz decays and γ conversions in the target. This study is fully based on a MC study of central Pb-Pb collisions at 25 AGeV.

In the currently applied background suppression strategy [1] first a cut of $M_{\rm inv} < 0.025$ GeV/c^2 is placed in order to reject tracks from reconstructed γ-conversion pairs. Afterwards a topological cut on the distance of identified tracks to the closest hit of not accepted tracks in the first tracking station (MAPS, 10 cm behind the target) is applied. In order to increase the power of this cut the following modifications were investigated: The magnetic field between target and first MVD station was systematically reduced and electron identification (e-ID) in the first MVD was assumed. In Figure 1 is shown the distance of identified electron tracks to the nearest hit of not accepted tracks for different sources of electron tracks. Two cases are presented: 0 Tm field integral in the first 10 cm (solid line) and e-ID in the 1^{st} MVD with the standard field of CBM reduced to 70% corresponding to a field integral of 0.07 Tm (dashed line). As the mean distances of electrons from π^0 or γ conversion differ from the ρ-meson a cut can be placed to reject background. The field integral in the first 10 cm was varied from

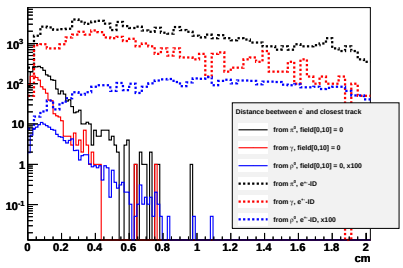


Figure 1: Distance to hits from the closest not accepted track with e-ID and with a field integral of 0 Tm in the first 10 cm.

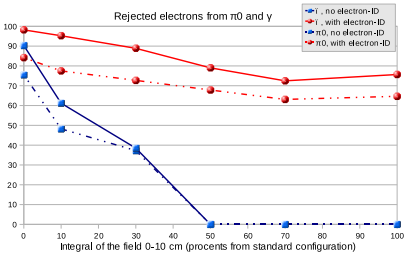


Figure 2: Rejected electrons from π^0 and γ conversion with and without e-ID versus a given field integral in the first 10 cm (100% correspond to 0.07 Tm).

0% to 100% of 0.07 Tm and for each field value a specific cut was established. In Figure 2 is shown the resulting fraction of rejected electrons from π^0 and γ conversion. Electrons from the ρ meson are rejected on a constant 20% level for the configuration with e-ID in the first MAPS detector and with a larger and further increasing fraction without.

However, the signal to background ratio in the e^+e^- invariant mass range from 0.2-0.9 GeV/c^2 is increased only by a factor of 2 under these conditions, i.e. with e-ID and field integral less then 0.02 Tm, and remains nearly unaffected without e-ID but reduced field.

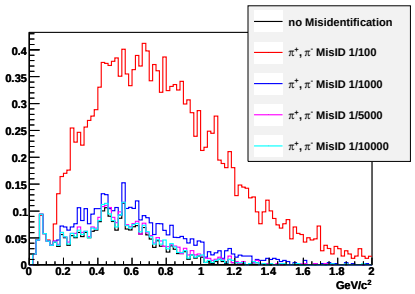


Figure 3: Combinatorial background assuming different levels of pion misidentification.

In a second study, a limit on the pion rejection power was established. The combinatorial background was calculated applying all cuts as established in [1] and assuming different pion misidentification levels, see Figure 3. The fraction of misidentified pions in the background amounts to 85%, 37%, 11.2%, 6.8% respectively. At a π-misidentification of $1/5000$ or better the combinatorial background is dominated by physical sources (88.8%).

References

[1] T. Galatyuk et al., GSI report 2005, FAIR-QCD-CBM-06.

* Work supported by BMBF, GSI, and the Helmholtz Research School H-QM

Achievements of CMOS Pixel Sensors for the CBM Micro-Vertex Detector

A.Besson[1], G.Claus[1], M.Deveaux[1,2], A.Dorokhov[1], G.Dozière[1], W.Dulinski[1], Ch.Hu-Guo[1], A.Himmi[1], K.Jaaskelainen[1], F.Morel[1], I.Valin[1], and M.Winter[1]

[1]IPHC and Université L.Pasteur, Strasbourg; [2]J.W.Goethe Universität, Frankfurt

CMOS pixel sensors are being developed for the CBM Micro-Vertex Detector (MVD). They provide the high resolution required to reconstruct efficiently decay vertices of short-lived particles, such as charmed mesons. The present R&D is mainly driven by the severe running conditions expected in the vicinity of the experimental target. The most significant outcome obtained in 2007 is summarised hereafter. Prominent results include performances of a fast sensor architecture with discriminated outputs, the tolerance to non-ionising radiation, the design of a zero-suppression micro-circuit and industrial thinning. The report also gives an overview of the R&D plans for 2008. *This work was supported by BMBF (06FY173I) and GSI (F&E).*

Fast read-out architecture

The fast read-out architecture developped for the MVD was already presented in previous reports [1]. The most recent sensor featuring this architecture (called MIMOSA-16) is composed of 32 columns of pixels read out in parallel. Each pixel includes correlated double sampling micro-circuits. 24 columns are ended with a discriminator (the remaining 8 columns have analog outputs for test purposes).

The sensor was mounted on a Si-strip telescope and its detection performances were assessed as a function of the discriminator threshold with a 180 GeV π^- beam at the CERN-SPS. A detection efficiency of $\sim$ 99.9 % was observed for fake hit rates in the order of a few 10^{-5}. The single point resolution was found to be $\lesssim 5\ \mu m$, i.e. substantially better than the binary resolution ($\sim 7.2\ \mu m$) reflecting the pixel pitch (25 μm). This value satisfies the MVD requirements, aleviating the need for ADCs.

The MIMOSA-16 architecture is foreseen to evolve towards a sensor incorporating integrated zero-suppression micro-circuits. A prototype zero-suppression chip (called SUZE-01) was designed and fabricated in 2007. It features a 2-step logic encoding the compactified address of pixels delivering a charge above the discriminator threshold, and is equipped with output memories. Preliminary test results indicate that the zero-suppression logic performs according to the specifications.

The next major objectives consist in fabricating 2 full scale sensors : a first one, without integrated zero-zuppression, for the STAR Heavy Flavour Tracker, and a second one for the beam telescope of the FP-6 project EUDET, which incorporates zero-suppression. To bridge the gap with these final sensors, a medium size prototype (MIMOSA-22) was designed in 2007 and submitted to fabrication in Octobre. It features 128 columns of 576 pixels (18.4 μm pitch), each ended with a discriminator. It adds to the MIMOSA-16 design integrated JTAG steering micro-circuits and improved testability. The chip characterisation should start in February 2008.

Radiation tolerance

The tolerance of the sensors to non-ionising radiation, already studied in previous years, was assessed with a sensor expected to withstand higher fluencies than chips tested previously. The sensor (called MIMOSA-18) is composed of 4 matrices of 256×256 pixels. The pixel pitch amounts to only 10 μm, a value which reinforces the charge collection efficiency. Several chips were exposed to low energy neutrons at the Llubjana irradiation facility. The highest integrated doses amounted to $\sim 6{\cdot}10^{12}$ and 10^{13} n_{eq}/cm^2. In the latter case, the photon gas accompanying the neutrons and irradiating the sensor translated into a integrated ionising dose of 100–200 kRad. Irradiated sensors were subsequently mounted on a Si-strip telescope and exposed to a 120 GeV π^- beam at the CERN-SPS. The detection performances observed for a coolant temperature of -20°C and a read-out time of 3 ms are summarised in the table below. The latter displays the sensor noise, the cluster charge, the signal-to-noise ratio and the detection efficiency for the two values of the fluence and before irradiation.

Fluence (n_{eq}/cm^2)	**0**	**$6{\cdot}10^{12}$**	**$1{\cdot}10^{13}$**
Noise ($e^- ENC$)	10.8±0.3	12.2±0.3	14.3±0.3
Q_{clust} (e^-)	1026	680	560
S/N (MPV)	28.5±0.2	20.4±0.2	14.7±0.2
Det. Eff. (%)	99.93±0.03	99.85±0.05	99.5±0.1

The major outcome of the study is that MIMOSA sensors can tolerate fluences of O(10^{13} n_{eq}/cm^2), provided the pixel design is adapted to this issue. In how far this design can also be adapted to other MVD specifications is driving the next steps of the R&D.

Thinning

Several different MIMOSA sensors were thinned individually to $\sim$ 50 μm in industry. Thinned MIMOSA-18 sensors (5.5×7.5 mm^2 large) were mounted on their interface board and consecutively characterised at the CERN-SPS. No performance loss was observed, demonstrating that 50 μm thin sensors constitute a valid baseline assumption for the MVD geometry.

References

[1] 2006 GSI Annual Report and references therein.

R&D for the demonstrator of the CBM-Microvertex-Detector (MVD) *

S. Amar-Youcef[1,2], M. Deveaux[1,4], D. Doering[1], J. Heuser[3], I. Fröhlich[1], J. Michel[1], C. Müntz[1], C. Schrader[1], J. Stroth[1], T. Tischler[1], and B. Wiedemann[1]

[1]IKF, University Frankfurt; [2]Helmholtz Research School, Frankfurt; [3]GSI, Darmstadt; [4]IPHC, Strasbourg

Status of the MVD-Demonstrator

The MVD of the future CBM-experiment at FAIR aims to identify open charm particles by reconstructing their secondary decay vertex (SV). To reach the required SV resolution, the detector will be installed in beam vacuum and its material budget (MB) must not exceed few $0.1\%\ X_0$ per layer. Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) [1] will presumably serve as sensing elements and provide the necessary spatial resolution of few μm.

To study their integration to a detector, a demonstrator is being built in the IKF technology lab of University Frankfurt. This project addresses open questions regarding the design of an ultra thin cooling support for the sensor chips, their handling and their integration into a central data aquisition system. The latter includes the design of particular hardware and algorithms for readout and data sparsification [2]. Our concept for a demonstrator module is depicted in

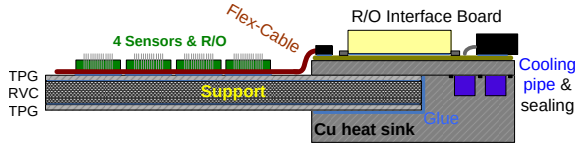


Figure 1: Side view of demonstrator layout: Support sandwich structure applied to a cooling and connecting entity

figure 1. A cooling support based on the very heat conductive and stiff Thermal Pyrolytic Graphite (TPG) hosts the sensors and evacuates their power (up to ~ 1 W/cm^2). Additional stiffness is reached by adding the very light RVC (Reticulated Vitreous Carbon) between two layers of TPG. MIMOTEL sensors ($\sim 1\ cm^2$, $\sim 1\ ms$ readout time) can be mounted on each side of the support. Those MAPS, which are provided by IPHC Strasbourg, are biased and read out with flexprint cables connecting them with a small PCB hosting signal buffers.

The trade off between light MB, efficient heat evacuation and mechanical stability is being optimized with thermal and mechanical simulations. We assume today that the thickness of the cooling support will be $\sim 0.2\%\ X_0$. The multilayer flexprint cables required will add $\approx 0.3\%\ X_0$ if being installed on both sides. After mounting sensors being thinned to $\sim 100\ \mu m$ by conventional industrial means, we will reach a MB of $\sim\ 0.4\%\ X_0$ ($\sim\ 0.7\%\ X_0$) for a MVD station with a single (a double) layer of MAPS. This value is not yet satisfactory for CBM but the experiences obtained with this demonstrator will guide further optimisation steps. Lower MB may be reached by using thinner sensors [3] with digital output. This output requires fewer pins and allows therefore for lighter flexprint cables.

* Work supported by BMBF (06FY173I), GSI Darmstadt (F&E) and Helmholtz Research School Frankfurt

Radiation Tolerance

A second important issue for the CBM MVD is its radiation tolerance. Intense studies were performed in the context of a common R&D activity of IKF and IPHC. Measurements on neutron irradiated sensors highlighted that the radiation induced drop of the charge collection efficiency (CCE) is substantially reduced for small pixels (see figure 2). As this drop forms the dominant radiation damage, the radiation tolerance of MAPS increases substantially with smaller pixel pitch. However, using small pixels comes with draw backs in terms of lower time resolution and higher power dissipation.

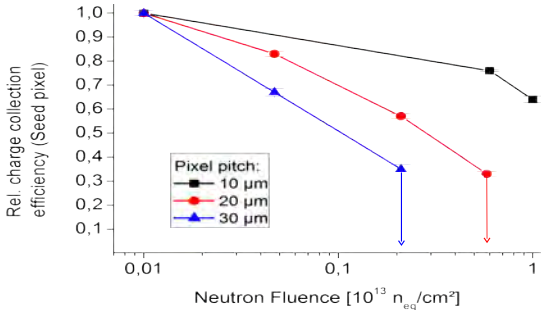


Figure 2: The CCE of pixels as function of the pixel pitch. CCEs below 0.4 are considered as upper limits.

A second potential way of improving the radiation tolerance of MAPS is to run them at LN_2-temperatures. The CERN-RD39 collaboration recently demonstrated that the CCE of heavily irradiated, n-doped silicon detectors is partly restored at this temperature [4]. Substantial improvements in the radiation tolerance might be reached, if those promising results could be reproduced with the p-doped sensors of MAPS. An experiment for testing this approach and to establish the radiation tolerance of cryogenic MAPS is currently under preparation.

References

[1] R. Turchetta et al., Volume 458, Issue 3, Pages 677-689

[2] C. Schrader, 'A Readout System for the the CBM-MVD Demonstrator', this report

[3] A. Besson, 'Achievements of CMOS Pixel Sensors for the CBM Micro-Vertex Detector', this report

[4] CERN-RD 39: NIM-A Vol. 440, Iss. 1, P. 5-16

A Readout System for the CBM-MVD Demonstrator*

C. Schrader[1], S. Amar-Youcef[1], N. Bialas[1], M. Deveaux[1], D. Doering[1], J. Heuser[2], I. Fröhlich[1], J. Michel[1], C. Müntz[1], S. Schreiber[1], J. Stroth[1], T. Tischler[1], B. Wiedemann[1]

[1]J.W. Goethe-Universität, Frankfurt, Germany, [2]GSI, Darmstadt, Germany

A micro-vertex detector for track reconstruction, consisting of two layers of monolithic active pixel sensors (MAPS [1]), is planned for the CBM experiment. Here, the readout of the MAPS detector stations, which will deliver a raw data rate of up to ~100 Gbit/s/cm² [2], is challenging.

To study the electronic and mechanical integration of these sensors into a detector system, a so-called "demonstrator" is being constructed in the Technology Lab of the IKF, University Frankfurt.

The sensor used in the demonstrator (MIMOTEL, with 4 matrices of 64 x 256 pixel array, 30 µm pixel pitches and a readout speed of ~1 ms/frame) delivers a data rate up to 300 MB/s, which places high demands on the readout electronics. A fast readout add-on board for the TRBv2 [2] standard was developed, with on-board functionality for data reduction, to replace an existing USB board (provided by IPHC).

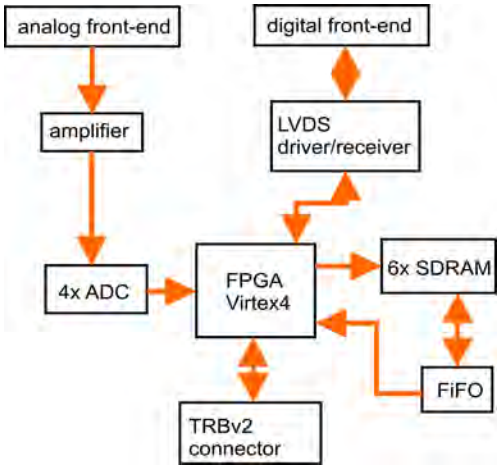


Figure 1: Components of the MAPS readout board.

The new board comprises 4 analog input signal channels which receive the analog signal from the 4 matrices of each MAPS chip via an RJ45 connector. A differential-to-differential amplifier helps to balance the input for the differential ADCs, so that the 4 ADCs provide maximum performance.

The ADCs, which have a sampling frequency of up to 50 MHz, convert the analog signals to 12-bit digital signals. The digital front-end with low voltage differential drivers and receivers (LVDS) is mainly used to control the sensor.

The data is further processed online using a VIRTEX IV LX40 FPGA with internal FIFO and 512MB external SDRAM organized in 6 memory banks.

To process the MAPS data on-line, the system has to work with pipelined algorithms for correlated double sampling (CDS) and hit discrimination, until the identified hits are transmitted externally via the optical link (2Gbit/s) of the TRBv2. Since the data is continuously delivered by every MIMOTEL chip, the algorithms have to work in real-time.

The interface between the TRBv2 board and the add-on board is established with two high-speed LVDS connectors (15Gbit/s), which also provide the power for the add-on board (+5V, 10A), converted on the add-on board to supply the voltages for the individual units (between ±12V). The digital and analog components have separate power supplies and ground planes to reduce electrical cross talk.

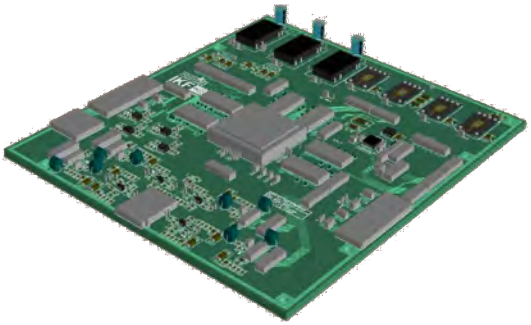


Figure 2: Layout of the MAPS add-on prototype board.

The schematics and the layouts of the 12 layer board were designed in collaboration with the electronic workshop of IKF, using the design software Altium©. The board was submitted for production and will be assembled and tested early 2008. In parallel to the hardware developments, data acquisition algorithms for the FPGA (including CDS, bit reduction and hit finding) were developed and successfully simulated in VHDL.

REFERENCES

[1] R. Turchetta et al., Volume 458, Issue 3, Pages 677-689.
[2] S. Amar-Youcef, Diploma Thesis (2007).
[3] I. Fröhlich et al., A General Purpose Trigger and Readout Board (TRB), IEEE Trans. Nucl. Sci, in print

* Work supported by the BMBF (06FY 173I)

Ein Vakuum-Teststand für den CBM Vertex Detektor *

M. Deveaux, S. Amar-Youcef, I. Fröhlich, C. Müntz, M. Petri, C. Schrader, J. Stroth, T. Tischler, B. Wiedemann

Das Compressed Baryonic Matter (CBM) Experiment ist eines der Großexperimente, die am zukünftigen FAIR Beschleunigerkomplex in Darmstadt geplant sind. Es soll die Eigenschaften von stark wechselwirkender Materie im Bereich höchster baryonischer Dichten untersuchen, die mit einem Schwerionenstrahl mit einer Strahlenergie von 15 bis 35 AGeV hergestellt wird. Erstmals in diesem Energiebereich kommen in CBM auch sog. Open Charm Teilchen als Sonde zum Einsatz. Diese Teilchen werden in der Frühphase der Ionenkollision nahe der kinematischen Schwelle erzeugt. Aus Verteilung und Anzahl dieser Teilchen erhofft man, wertvolle Informationen über den stark komprimierten und hoch angeregten Feuerball erhalten zu können.

Die Rekonstruktion von Open Charm Teilchen ist überaus kompliziert. Dies liegt zum einen daran, dass die Teilchen im Verhältnis zum Hintergrund in diesem Energiebereich sehr selten sind. Zum anderen ist ihre Lebensdauer so gering, dass sie nach wenigen 100 µm zerfallen und nur aus ihren Zerfallsprodukten rekonstruiert werden können. Hierzu muss die Trajektorie der Tochterteilchen zum Zerfallsvertex zurückverfolgt werden. Nur wenn es gelingt, diesen Vertex vom Punkt der Schwerionenkollision zu separieren, kann man Open Charm Teilchen trotz des massiven Hintergrundes aus Zerfallsprodukten der Schwerionenkollision isolieren.

Um Open Charm Teilchen als Sonde für Schwerionenkollisionen zu nutzen, muss ein Vertexdetektor entwickelt werden, dessen Leistungsfähigkeit den heutigen Stand der Technik um Größenordnungen übertrifft. Zu den Anforderungen gehört eine sehr geringe Dicke (wenige 100 µm), eine hochpräzise Ortsauflösung (~ 5 µm), hohe Strahlenhärte (einige Mrad und ~10^{13} n_{eq}/cm^2) und gute Zeitauflösung (~ 10 µs). Insbesondere muss der Detektor im Vakuum betrieben werden, weil Material zwischen Target und Vertexdetektor die Teilchenspuren unkontrollierbar ablenken und damit eine Vermessung des Zerfallsvertex unmöglich machen würde.

Das Technologielabor des Institutes für Kernphysik Frankfurt (IKF) der J.W. Goethe-Universität beteiligt sich maßgeblich an der Entwicklung des Micro Vertex Detektors (MVD) des CBM Experimentes, das auf den am IPHC Strasbourg entwickelten Monolithic Active Pixel Sensoren (MAPS) beruhen wird. Der Schwerpunkt der Aktivitäten des IKF liegt insbesondere in der Integration der individuell nur ca. 1 cm² großen Silizium-Sensoren in ein hochkomplexes Detektorsystem. Um die zahlreichen hierbei auftretenden Fragestellungen der Mikromechanik und Hochleistungselektronik anzugehen, soll ein sog. „Demonstrator"-Modul konstruiert werden. Dieses Modul wird noch nicht die für CBM erforderliche Leistungsfähigkeiten erreichen. Vielmehr sollen die gewonnenen Erfahrungen dazu dienen, die kritischen Punkte des Designs und der Integration des Detektors zu erkennen und nachfolgend zielgerichtet überwinden zu können.

Bei der Konstruktion des „Demonstrators" und der Testsysteme konnten wichtige Meilensteine erreicht werden. In Zusammenarbeit mit Dipl.-Ing. Norbert Bialas und seiner Elektronikergruppe konnte ein schnelles FPGA-Board entwickelt und weitgehend fertiggestellt werden, das die analogen Daten des „Demonstrators" in einen Datenstrom von bis zu 200 MB/s wandelt und vorkomprimiert. Dieses Board soll unter anderem als Entwicklungsumgebung für die Algorithmen zur Echtzeit-Datenanalyse dienen, die auch im späteren Großexperiment zum Einsatz kommen sollen.

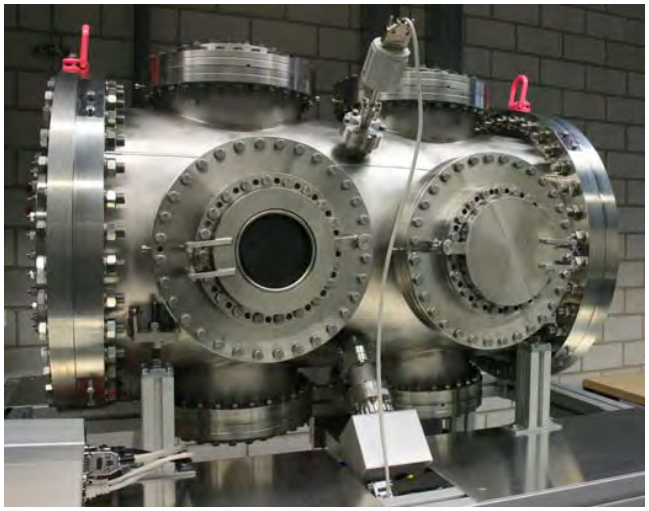


Bild 1: Vakuumkammer für den Test der MAPS des MVD.

Ein weiterer Meilenstein war die Fertigstellung der Vakuumkammer, die zum Test der Vakuumtauglichkeit des Demonstratormoduls entwickelt wurde. Die Konstruktionszeichnungen für diese Kammer, deren Dimension von 0,8 m Länge und 0,45 m Innendurchmesser bereits für den Test des vollständigen MVD ausgelegt ist, wurden vorwiegend von Claudia Freudenberger geliefert. Die Fertigung übernahmen die Meistern der Fein- und Grobmechanikwerkstatt Horst Düring, Thomas Schwab und Jürgen Köhlichhaus unter Beteiligung ihrer Mitarbeiter.

Die Dichtheit der Scheißnähte an der Viton-gedichteten Vakuumkammer wurde von Wolfgang Dilfer und Patrick Ziel mittels einer He-Lecksuche bei einem Druck von 6×10^{-7} mbar geprüft. Die insgesamt 14 Schweißnähte zwischen den Bauteilen (zwei DN 450 COF-, acht DN 250 CF-, vier DN 38 CF-Flanschen und ein Zylinderrohr mit Wandstärke 3 mm) erwiesen sich bis zur Nachweisgrenze der He-Leckrate von 10^{-9} mbar×L/s als dicht. Dies galt auch für die zahlreichen Kupferdichtungen, die zwei bis 200 °C ausheizbaren DN 150 Schnellschluss-Türen (Viton-gedichtet) und die diversen elektrischen Durchführungen. Mit einer zweistufigen Turbomolekularpumpenanordnung konnte inzwischen ein Druck von 10^{-8} mbar erreicht werden, womit das Designziel übertroffen wurde.

Neben Ultrahochvakuum ($\leq 10^{-7}$ mbar) war hohe Flexibilität des Aufbaus gefordert. Diese wird auch eine Nutzung der Kammer für Experimente Strahlenhärte der MAPS sowie der Kühlung des MVD im Vakuum (bis zu 1 W/cm²) erlauben.

*) Gefördert durch das BMBF.

Developmentstatus of the APDs for the PANDA electromagnetic calorimeter*

A. Wilms[1], B. Lewandowski[1], H. Nowak[1], K. Peters[1,2], and N. Pitz[2]
[1]GSI, Darmstadt, Germany; [2]IKF, University Frankfurt, Germany

Introduction

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

Recent activities

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

Characterization

Several device properties will be measured at the new APD laboratory. The capacitance and the dark current are an important input for the preamplifiers designed by the ASIC group at GSI as well as the noise of the devices. The latter parameter will be evaluated by measuring the excess noise factor of the LAAPDs at the two relevant temperatures. The quantum efficiency depending on the light wavelength and the uniformity of the device internal gain over the whole active area will also be measured.
All specification of the APDs will also be determined depending on their wafer positions as well as in terms of specification fluctuations corresponding to different wafers delivered by the manufacturer.

Radiation hardness

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

APD mounting

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

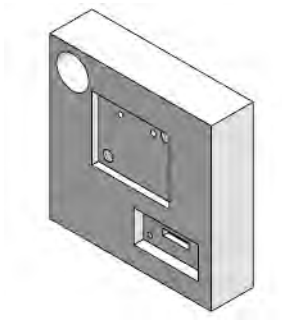


Figure 1: Capsule for one LAAPD from the back side: Shown are the gaps for the preamplifier- and thermistor-PCBs as well as a hole forseen for light guide mounting.

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

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

Acknowledgment

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

* Work supported by EU/FP6 HADRONPHYSICS and GSI

The influence of radiation on the parameters of the APDs of the PANDA-EMC

A. Wilms[1], B. Lewandowski[1], and N. Pitz[2]
[1]GSI, Darmstadt, Germany; [2]IKF, JWG Universität Frankfurt, Germany

Wavelength dependence of the APD gain

For the application of Avalanche Photodiodes (APDs) as envisaged readout device of the barrel of the electromagnetic calorimeter (EMC) of PANDA several bias voltage dependent measurements have been done so far. Other than the well known determination of the gain-bias characteristic of these devices one main tool for characterization of the APDs is the measurement of the gain dependence on wavelength ($M(\lambda)$). Due to the internal structure of the APDs the internal gain for electron-hole pairs created by photons inside the conversion layer doesn't depend on the wavelength [1]. A decrease of the APD gain indicates the multiplication of electron-hole pairs generated inside the avalanche region of the diode.
To illustrate this fact different gains of an APD were measured by using a monochromator setup providing the needed wavelength variation. The result of this measurement done at a temperature of $T = 20°C$ is shown in the first part of Figure 1 were the values of the gains M = 50, 100, 150, 200, 250, 300 and M = 500 are shown. To guide the eye and to emphazise on the gain constance for lower wavelengths the measured gains were normalized to one gain value at 300 nm (see Fig.1 second plot).

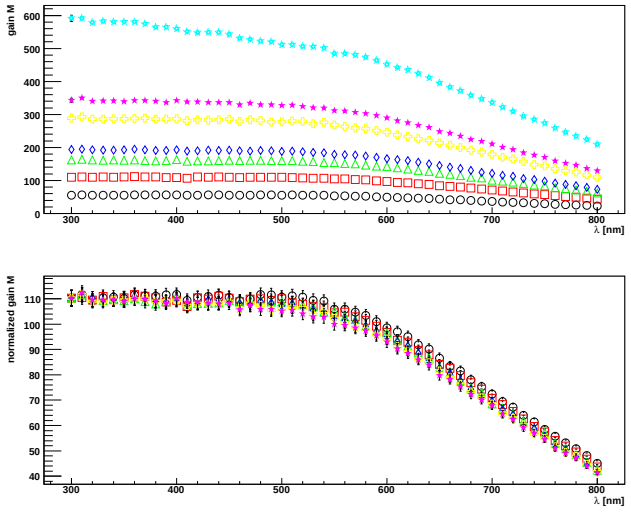


Figure 1: Measurement of $M(\lambda)$ for different gains (above), normalized to one value at 300 nm (below).

It can be clearly seen that the gain values of the APD are constant up to $\lambda \approx 540\,nm$. Therefore no problems with this APD type concerning the wavelength stability of the APD gain in the scintillation light region of the crystals used for the PANDA-EMC barrel part (PWO, $\lambda = 420\,nm$) has been observed.

Change of APD parameters after proton / gamma irradiation

To determine the influence of proton irradiation on the APD parameters several beamtimes at KVI Groningen (the Netherlands) took place by using a 90 MeV proton beam. The APDs were irradiated at a temperature of $T = -25°C$, which is the envisaged operation temperature of the PANDA calorimeter. Afterwards all APD parameters were measured at $T = 20°C$ using the same procedure as used before irradiation. Because of a decrease of the reachable maximum gain by a factor of ≈ 2, only gain values up to $M = 250$ could be measured wavelength dependently. The result of the measurement is shown in Fig.2 and shows occuring radiation damage inside the conversion layer of the diode as well as inside the avalanche region.

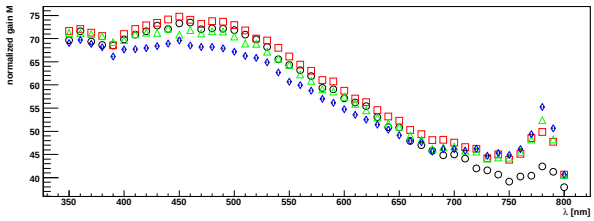


Figure 2: Measurement of normalized $M(\lambda)$ for M=50, 100, 150, 200 and M=250 after proton irradiation.

For evaluating the influence of gamma irradiation on the APDs a beamtime in Giessen took place using a high dose ^{60}Co-source at a temperature of $T = -25°C$. Contrary to our observance in case of proton irradiation no appreciable gain decrease could be observed after gamma irradiation. In Fig.3 can be seen that only the very front part of the conversion layer shows some indication of radiation damage.

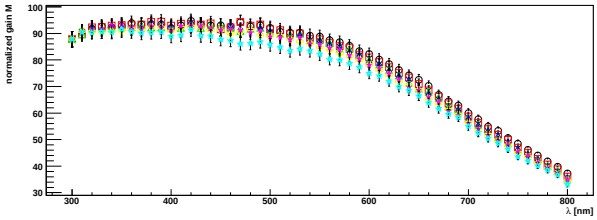


Figure 3: Normalized $M(\lambda)$ for M=50, 100, 150, 200, 250, 300 and M=460 after gamma irradiation.

References

[1] Th. Kirn et al., "Wavelength dependence of Avalanche Photodiode (APD) Parameters", NIM A, Volume 387, Issue 1-2, p. 202-204

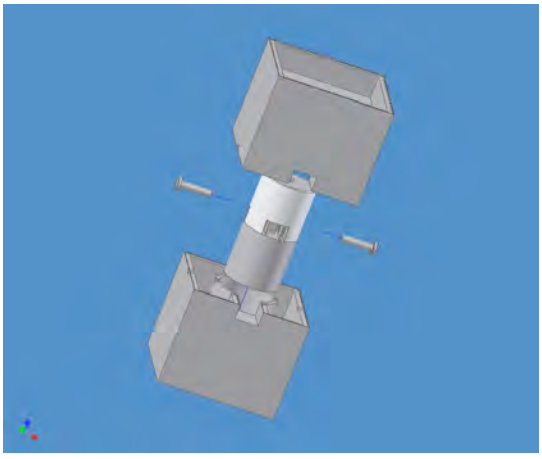
Entwurf einer Messapparatur zur Bestrahlung von LAAPDs mit Neutronen Erste Studien zur LAAPD-Montage

N. Pitz, Institut für Kernphysik Frankfurt

Für den PANDA Detektor ist ein schnelles und kompaktes elektromagnetisches Kalorimeter (EMC) zur Detektion von Photonen und Elektronen vorgesehen. Hierfür werden Tests an LAAPDs (Large Area Avalanche Photodiods) mit einer aktiven Fläche von 10 x 10 mm² durchgeführt, da diese zur Auslese der Szintillatorkristalle des EMC eingesetzt werden sollen.

Strahlenhärtetests

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



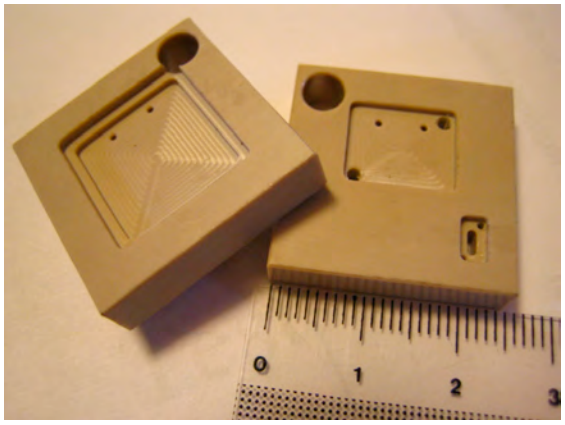
Figur 1

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

Die einzelnen Bauelemente der Messapparatur werden mit Borsilikat als Absorbermaterial befüllt.
Die Fertigung der Apparatur dauert noch an.

Capsule – Erste Studien

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



Figur 2 – Prototypen

Ein zweites Angebot einer schweizerischen Firma liegt bereits vor.

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

Proton tracking in the R^{3}B Experiment

Ch. Wimmer[3], N. Bondar[2], V. Golovtsov[2], M. Heil[1], J. Hoffmann[1] V. Iatsura[2], A. Khanzadeev[2],O.Kiselev[1,4], N. Kurz[1], Ch. Müntz[3], W. Ott[1], E. Roshchin[2], J. Stroth[1, 3], L. Uvarov[2] for the R^{3}B-Collaboration

[1]GSI, Darmstadt, Germany, [2]PNPI, St. Petersburg, Russia, [3]J.-W. Goethe-Universität, Frankfurt, Germany, [4]J. Gutenberg Universität, Mainz, Germany

In 2007 several tests and experiments were performed with the R^{3}B setup located in Cave C. Here, we focus on the new detector system for tracking of break-up protons by means of two drift chambers (DCH) with hexagonal drift cells in both, x and y direction (figure 1). They are used for position tracking of the protons behind the ALADIN magnet. With an active area of 100 x 80 cm^2 the chambers have been designed for efficient detection of minimum-ionizing protons with a spatial resolution of about 200 µm.

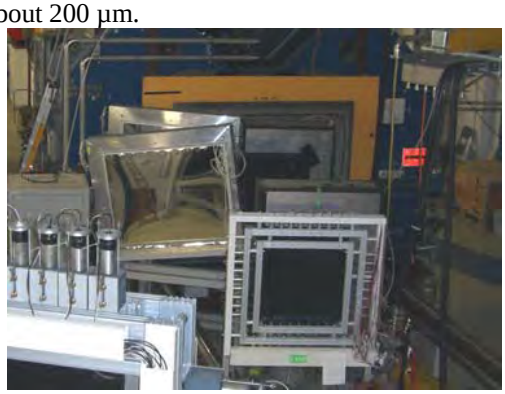


Figure 1: View of DCH installed behind ALADIN in Cave C. The detectors are inclined with respect to each other to avoid ambiguities in tracking.

The 256 channels per chamber (144 in x and 112 in y) are read out via the customized read-out system "Cros3" [1] with 16 front-end boards per DCH providing amplification, discrimination and digitization based on the ASDQ-ASIC chip [2]. This chip also allows measuring the charge via time-over-threshold (ToT). A concentrator board prepares the data on demand of an external trigger. Both, the chambers and the front-end read-out system were developed and built at PNPI in St. Petersburg / Russia. With the support of the GSI electronics department, the readout was successfully integrated in the existing MBS Data Acquisition System. The necessary infrastructure to run the detectors (gas system, support structure, high and low voltage supply) was installed in 2007.

To find tracks of protons dedicated tracking software has been developed. First, the positions of proton hits in the detector plane have to be reconstructed. To obtain the drift length from the drift time, Garfield [3] simulations are conducted. For the momentum reconstruction, this hit information is provided to a tracking routine, which uses additional information from other detectors and the field map of the deflecting magnetic field of the ALADIN magnet.

Commissioning was done with radioactive sources, cosmic rays, p and ^{12}C projectiles to determine the operation point for maximum efficiency. For the ^{12}C test beam two peaks (Figure 2, left) in the ToT (charge) spectrum are visible, one at higher values caused by carbon and one at lower values caused by secondary electrons, nicely demonstrating the capability to detect the energy loss of a particle to support the tracking algorithm and background rejection. From the position correlation of two adjacent drift cells a spatial resolution of 214µm (σ) can be deduced.

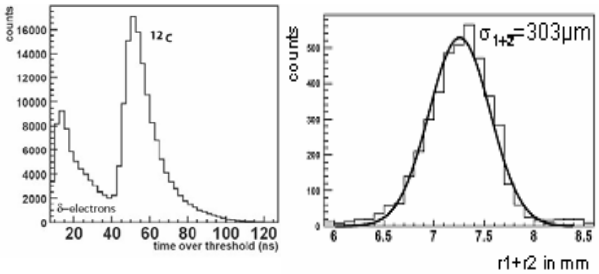


Figure 2, left: Time over threshold distribution (^{12}C test beam); right: Position correlation of two adjacent drift cells, r=distance to wire.

Several production runs have been successfully completed: S223 (^{27}P(γ,p)^{26}Si), S318 (^{17}Ne(γ,2p|p,2p)^{15}O) and S296 (^{12}C(p,2p|pn)).

According to a first analysis of in-beam data the DCH's spatial resolution as well as the cell efficiency (97%) meet requirements for minimal ionizing protons.

References

[1] CROS3: Internal note "CROS3 Readout System", Electronics Department of PNPI, 2001.
[2] ASDQ ASIC: F.M. Newcomer et al., IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 40, No. 4, 1993.
[3] http://garfield.web.cern.ch/garfield/

Atom-
und Molekülphysik

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

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

Die räumliche Orientierung von Molekülen im Bezug auf die Polarisation des Laserlichts spielt nicht nur bei der Ionisation [1], sondern auch bei der Erzeugung höherer harmonischer Strahlung durch den sog. Recollision-Prozess eine entscheidende Rolle. Durch gezieltes Ausrichten von Molekülen lässt sich beispielsweise die Erzeugung Höherer Harmonischer beeinflussen [2].
Bei den geplanten Pump-Probe Experimenten an O_2 und N_2 – Molekülen ist zum einen die zeitliche Entwicklung der Ausrichtung der Moleküle und zum anderen der Einfluss dieser auf den Ionisationsprozess von Interesse. Dazu wird durch einen ersten schwachen Laserpuls (Pump Puls) eine Rotationsanregung der Moleküle initiiert. Die elektromagnetische Kopplung des Laserfeldes an die Ladungsverteilung (näherungsweise Dipol) der Moleküle bringt dabei einen großen Teil der Moleküle dazu sich mit der molekularen Achse entlang des linear polarisierten Laserfeldes auszurichten (alignment). Diese Ausrichtung ist zeitabhängig und kehrt abhängig von der Rotationskonstante des Moleküls wieder zurück (revival). Auch der gegenteilige Effekt lässt sich beobachten: Ein Teil der Moleküle orientiert seine molekulare Achse senkrecht zur Laserpolarisation (anti-alignment). Ein zweiter intensiverer Puls (Probe Puls) kann dann in variablem zeitlichen Abstand die Moleküle ionisieren. Die COLTRIMS Technik ermöglicht eine vollständige Berechnung der Impulse aller Elektronen und Ionen. Durch Koinzidenzmessung lässt sich die Orientierung des Moleküls zum Zeitpunkt der Ionisation rekonstruieren.

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

Zur Messung der Fragmente mit der COLTRIMS Methode werden zwei orts- und zeitauflösende Multihitdetektoren benutzt. Dabei handelt es sich um eine 120mm große Hexanode für die Elektronen- und ebenso große Quadanode für die Ionenseite, die mit jeweils zwei 120mm Multi-Channelplates ausgestattet sind.
Um in der Targetkammer einen Enddruck im Bereich von e-10 mbar zu gewährleisten ist der Überschallgasjet in drei differenzielle Pumpstufen unterteilt. Um die größtmögliche Auflösung zu erzielen muss sichergestellt werden, dass der Jet auch in Ausbreitungsrichtung hinreichend kalt ist. Dafür wird die Düse über eine Kühlfalle auf Temperatur von flüssigem Stickstoff gebracht und somit das Gas schon vor der Expansion gekühlt, was zu einem geringeren Impuls in Jetrichtung führt. Um ein Zufrieren der Düse zu vermeiden wird die Temperatur durch eine Gegenheizung konstant gehalten.
Um unerwünschte Volumeneffekte des Laserfokus bei unterschiedlichen Intensitäten zu vermeiden, kann zusätzlich der Gasjet mittels zweier Blenden getrimmt werden, so dass sein Querschnitt klein wird im Vergleich zum Laserfokus.

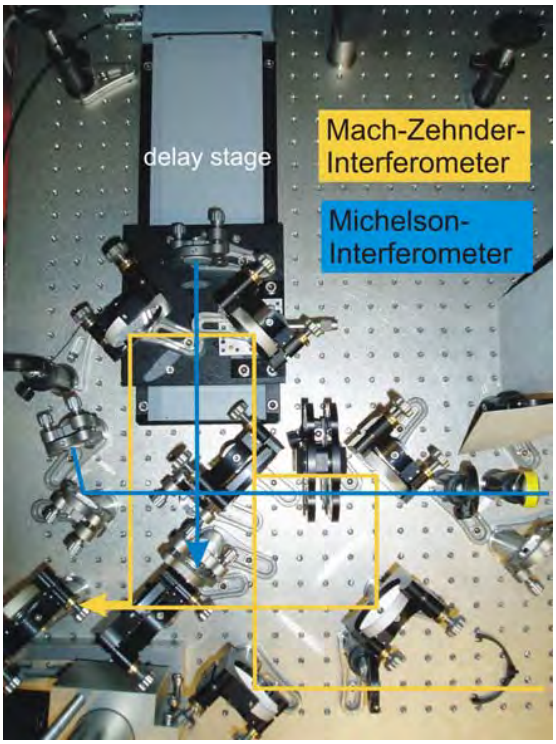


Abbildung 1: Aufbau des Mach- Zehnder- Interferometers. Die gelben Linien zeigen den Strahlengang des Mach-Zehnder- Interferometers, blau ist der Strahlengang des Michelson- Interferometers gekennzeichnet.

Referenzen:

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

Ionisation ausgerichteter Sauerstoff-Moleküle in starken Laser-Feldern

Moritz Meckel[1,2], Dirk Zeidler[2], André Staudte[1,2],
Daniel Comtois[3], David M. Villeneuve[2], Paul B. Corkum[2], Reinhard Dörner[1]

[1] *Institut für Kernphysik, Max-von-Laue-Straße 1, 60438 Frankfurt*
[2] *National Research Council, 100 Sussex Drive, Ottawa, Ontario, Kanada*
[3] *INRS-EMT, 1650 boulevard Lionel-Boulet, Varennes, Québec, Kanada*

Hintergrund

Im Gegensatz zu Atomen haben diatomare Moleküle eine interne Vorzugsrichtung: Die Molekülachse. Vorangegangene Experimente [1] und theoretische Arbeiten [2] haben übereinstimmend gezeigt, wie die Einfachionisationswahrscheinlichkeit von O_2 durch starke ($I \propto 10^{14}$ W/cm^2), nicht-resonante ($\lambda = 800$ nm) Laserlicht-Pulse vom Winkel zwischen der Molekülachse und der Polarisationsrichtung des Lichtes abhängt. Unklar blieb allerdings, in wieweit sich die Impulsverteilung der entstehenden Elektronen mit der relativen Lage von Laser-Polarisation und Molekülachse ändert und welche Informationen über das Molekül sie trägt. In einer Reihe von Publikationen wurden Beugungs-Effekte des rückstreuenden Elektronen-Wellenpaketes am Ion vorausgesagt und als Mittel für eine neue Art der Spektroskopie vorgeschlagen [3, 4, 5, 6, 7]. Ein experimenteller Nachweis dieser "Laser-induzierten Elektronenbeugung" fehlte jedoch.

Experiment

Ziel des hier vorgestellten Expeimentes war es, Sauerstoff-Moleküle zunächst räumlich auszurichten, dann mithilfe eines intensiven ($I = 2.5 \cdot 10^{14}$ W/cm^2), ultrakurten ($\tau \approx 40$ fs) Laserlicht-Pulses einfach zu ionisieren und die Impulse der entstehenden Elektronen zu bestimmen. Die Ausrichtung geschah wie in [8] beschrieben: Ein relativ schwacher, nicht ionisierender Vorpuls ("Pump") populierte eine kohärente Superposition von Rotationszuständen, die zu bestimmten Verteilungen der Molekülachsen zu bestimmten Zeiten nach dem "Pump"-Puls führte. So konnte durch die Zeitspanne zwischen dem ausrichtenden "Pump"- und dem ionisierenden "Probe"-Puls die Verteilung der Molekülachsen zum Zeitpunkt der Ionisation eingestellt werden. Die dreidimensionalen Impuls-Vektoren der durch den "Probe"-Puls erzeugten Elektronen und Ionen wurden mittels COLTRIMS (COld Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy [9, 10]) bestimmt. Die Ionen-Impulse wurden in der sich an die Messung anschließenden Datenanalyse verwendet um einerseits die Winkelverteilung der Molekülachsen zu rekonstruieren und andererseits sicherzustellen, dass nur der interessierende Ionisationskanal $O_2 \rightarrow O_2^+ + e^-$ in den Elektronen-Impulsspektren vertreten war.

Ergebnisse

Letztere sind für zwei verschiedene Molekül-Ausrichtungen ("aligned" und "anti-aligned", siehe Skizzen) in Abbildung 1(a) und (b) gezeigt. Auffällig ist zunächst der rasche Abfall der Verteilungen (man beachte die logarithmischen Farbskalen). Allerdings werden Einflüsse der Verteilungen der Molekülachsen auf die Elektronenimpuls-Verteilungen erst durch anteilsmäßigen Vergleich sichtbar. Abbildung 1(c) zeigt den Quotienten der darüberstehenden Elektronenimpuls-Spektren. Hier lassen sich zwei Regime unterscheiden:
Der Bereich von $|p_{x,y}| < 0.5$ a.u. trägt den "Fingerabdruck" des ionisierten höchsten besetzten Molekülorbitals ($^3\Sigma_g^-$) in Form einer Kleeblatt-ähnlichen Struktur. Diese ist auf Elektronen zurückzuführen, die nach dem Verlassen des Moleküls den Detektor direkt, d. h. ohne signifikante Wechselwirkung mit dem

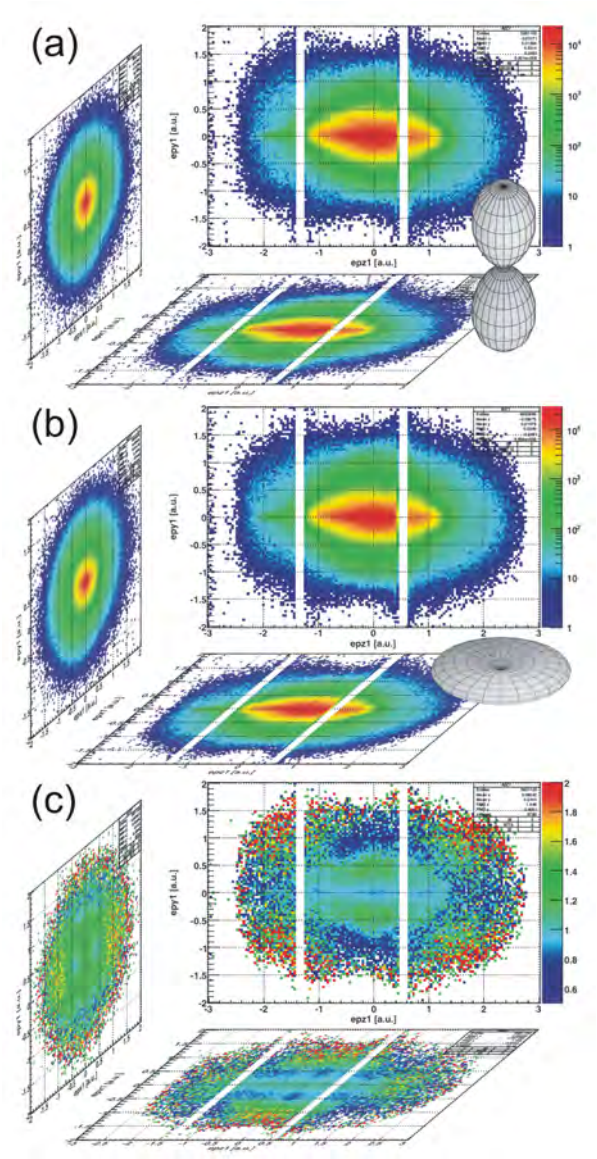


Abbildung 1: (a) und (b): Spektren der Elektronen-Impulse aus der Einfachionisation von O_2. Ionisierende Lichtpulse waren entlang der z-Achse (horizontal) polarisiert, hatten eine Intensität von $2.5 \cdot 10^{14}$ W/cm^2, eine Pulsdauer von ca. $\approx$ 40 fs und eine Wellenlänge von 800 nm. Die Skizzen in grauer Farbe illustrieren die jeweilige Verteilung der Molekülachsen zum Zeitpunkt der Ionisation. (a): Moleküle vorzugsweise entlang der vertikalen y-Achse orientiert ("aligned"). (b): Molekülachsen vorzugsweise in der horizontalen zx-Ebene gelegen ("anti-aligned"). (c): Spektrum aus (a), geteilt durch das aus (b). Im inneren Bereich der xy-Projektion (linkes Teilbild) mit $|p_{x,y}| < 0.5$ a.u. ist der "Fingerabdruck" des ionisierten $^3\Sigma_g^-$-Orbitals als Kleeblatt-Struktur sichtbar. Die Strukturen bei $|p_{x,y}| < 0.5$ a.u. können als Doppelspalt-Interferenz erklärt werden.

zurückbleibenden Ion erreicht haben.
Im Bereich höherer Transversalimpulse ($|p_{x,y}| > 0.5$ a.u.) sind charakteristische Maxima und Minima zu erkennen. Diese können als Ergebnis der verschiedentlich vorausgesagten Doppelspalt-Interferenz erklärt werden: Nach dem Verlassen des Moleküls wird ein Teil des ionisierten Elektronen-Wellenpakets durch das oszillierende elektrische Feld des intensiven Laser-Lichtes auf das Ion zurückgetrieben. Im Fall elastischer Rückstreuung fungieren die Atome des Ions als Doppelspalt, an dem das Elektronen-Wellenpaket gebeugt wird. Eine Simulation kooperierender Wissenschaftler stützt diese Interpretation.

Ausblick

Experimente mit weiteren Molekülsorten befinden sich teils in der Planungs-, teils in der Auswertungs- Phase.

Literatur

[1] Alnaser, A. S. et al., *Phys. Rev. Lett.* 93(2004), 113003.

[2] Zhao, Z. X. et al., *Phys. Rev. A* 67(2003), 043404.

[3] Zuo, T. et al., *Chem. Phys. Lett.* 259(1996), 313.

[4] Lein, M. et al., *Phys. Rev. A* 66(2002), 051404.

[5] Yurchenko, S. N. et al., *Phys. Rev. Lett.* 93(2004), 223003.

[6] Spanner, M. et al., *J. Phys. B* 37(2004), L243.

[7] Hu, S. X. et al., *Phys. Rev. Lett.* 94(2005), 073004.

[8] Dooley, P. W. et al., *Phys. Rev. A* 68(2003), 023406.

[9] Dörner, R. et al., *Phys. Rep.* 330(2000), 95.

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

Ionisation von Argon Dimeren in kurzen intensiven Laser Feldern

B.Ulrich, Z. Chang, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner

Anders als Moleküle mit kovalenten Bindungen, haben Dimere, die durch van-der-Waals Kräfte gebunden sind, eine tausendfach geringer Bindungsenergie und einen größeren internuklearen Abstand (0.37nm für Argon Dimere).
Bei der Ionisation von Argon- und Neon-Dimeren mit Synchrotron Strahlung wurde dann auch ein ganz neuartiger Ionisationsmechanismus, der Interatomic Coulombic Decay (ICD) gefunden [1].
Aufgrund der sehr viel niederenergetischeren Photonen (1.55eV) im Laserfeld reicht die Energie eines Photons nicht mehr aus, um ein Argonatom zu ionisieren. Die sehr hohen Intensitäten von bis zu 10^{16} W/cm^2 ermöglichen aber Multiphoton-Prozesse, d.h. die Absorption von mehreren Photonen gleichzeitig oder das Tunneln der Elektronen durch die Potentialbarriere.
Die Ionisation von Molekülen in Laserfeldern wurde in den vergangenen Jahren von vielen Gruppen experimentell und theoretische untersucht und es wurden je nach Polarisation, Intensität und Pulslänge verschiedene Ionisationsmechanismen gefunden (Sequentielle Ionisation, Rescattering, CREI etc.)
In den durchgeführten Experimenten sollte untersucht werden, auf welche Weise Argon Dimere im Laserfeld ionisiert werden und ob es ähnliche Prozesse gibt wie bei Molekülen. Es stellt sich die Frage, auf welche Weise der große internukleare Abstand der Argon Atome die Ionisation beeinflusst. Außerdem lässt sich aus dem KER (kinetic energy release) die Abstandsverteilung des Grundzustandes bestimmen.

Anfang Juli 2007 kam Prof. Zenghu Chang von der Kansas State University / USA für einen halbjährigen Forschungsaufenthalt zu uns ans IKF. Dank seiner großen Erfahrung mit Lasern und seines Engagements konnten, trotz verschiedener Probleme, die langwierige Reparaturen am Laser zur Folge hatten, erste Experimente durchgeführt werden. Außerdem wurde aufgrund zahlreicher Probleme mit dem Pump Laser Eagle von Quantronix Ende des Jahres 2007 ein neuer Laser der Firma Lee Laser gekauft.

Um Bedingungen zu erzeugen unter denen sich Argonatome zu Dimeren verbinden, wird das Gas mit hohem Druck durch eine 30µm große Düse gepresst, so dass es zu einer Überschallgasexpansion kommt [1]. Für eine größtmögliche Dimer Ausbeute wurde ähnlich wie bei [2] ein Gasvordruck von 5bar und Zimmertemperatur gewählt.
Es wurde je eine Messung bei linear – und zirkular polarisiertem Licht durchgeführt, um eventuelle Unterschiede der Ionisationsmechanismen zu untersuchen. Da bei zirkularem Licht eine Ionisation durch den Rescattering Mechanismus nicht möglich ist.
In Abbildung 1 ist der Ausschnitt eines Photo-Ion-Photo-Ion-Koinzidenz Spektrums gezeigt, in dem die Flugzeit des ersten Ions, das auf den Detektor auftrifft, gegen die Flugzeit des zweiten Ions aufgetragen ist. In diesem Spektrum befinden sich alle Ar-Ionen, die aus einem Dimer stammen als deutlich sichtbare Linien wieder. Dabei sind die Zerfälle Ar^+-Ar^+ und Ar^{2+}-Ar^+ deutlich zu erkennen.

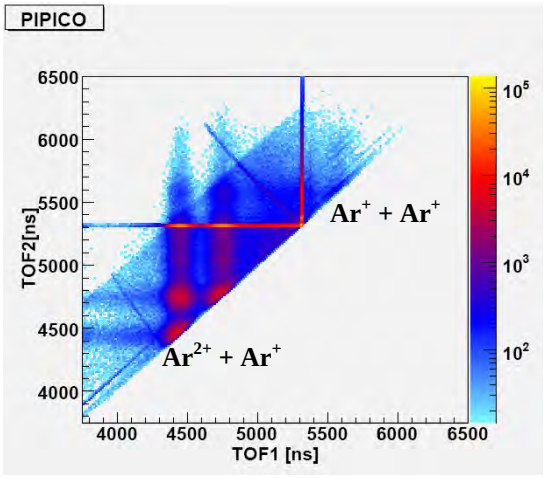


Abb.1 Photo-Ion-Photo-Ion-Coincidence Spektrum mit den Zerfallskanälen Ar^+ - Ar^+ und Ar^{2+} -Ar^+.

In Abbildung 2 ist die Abstandsverteilung des Grundzustandes abgebildet. Diese wurde aus dem KER berechnet und liegt im Mittel bei 0.45nm.

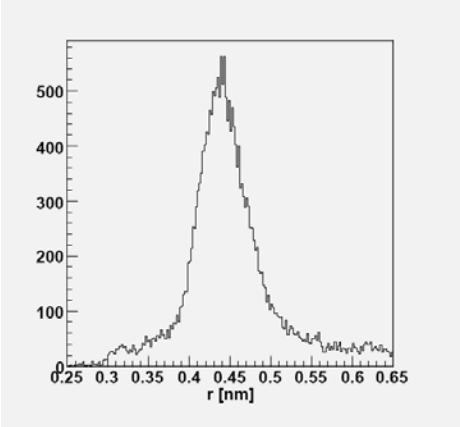


Abb.2 Abstandsverteilung der Argon Dimere berechnet aus dem KER.

Aufgrund der schlechten Statistik und Problemen der Stabilität des Lasers sind noch weitere Experimente mit Argon Dimeren geplant. Dazu wurden zum einen Verbesserungen des Vakuums vorgenommen, um auch ein Elektron in Koinzidenz mit den beiden Argon Ionen messen zu können. Außerdem soll für eine bessere Statistik anstelle von Acquiris, einer Art digitalem Oszilloskop, mit TDC gemessen werden.

Referenzen:

[1] T. Jahnke, Dissertation JWG Universität (2005)
[2] K.Kreidi et al., IKF-Jahresbericht (2006).

Entwicklung einer Messapparatur für Ion-Laser-Experimente

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

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

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

Bei einer Geschwindigkeit von 3 a.u. (450 keV für H_2^+) ergibt sich mit dem Frankfurter Van-de-Graaff-Beschleuniger typischerweise eine Ionendichte von $5 \cdot 10^4$ Ionen/cm^3. Zum Vergleich: Ein Gasjet liefert eine Dichte von 10^{11} neutralen Targets/cm^3 und selbst im Restgas finden sich bei einem Druck von 10^{-10} mbar bei Zimmertemperatur noch $2{,}5 \cdot 10^6$ Teilchen/cm^3. Man kann daher davon ausgehen, dass der Laser etwa 50 mal mehr Elektronen aus dem Restgas als aus dem eigentlichen Target erzeugt. Glücklicherweise kann man die Geschwindigkeit des Ionenstrahls zu einer effizienten Filterung verwenden: Die Restgasteilchen befinden sich in Bezug auf das Laborsystem beinahe in Ruhe. Dagegen bewegen sich die Ionen mit einer nicht unerheblichen Geschwindigkeit. Auch die Elektronen, die aus den Molekül-Ionen stammen, besitzen diese Offset-Geschwindigkeit. Das führt dazu, dass sich die Trajektorien der Restgas-Elektronen deutlich von denen der Target-Elektronen unterscheiden (siehe Abb.1). Ohne diese Separation wäre eine Messung nicht möglich, da alle echten Events im 50 mal höheren Rauschen untergingen.

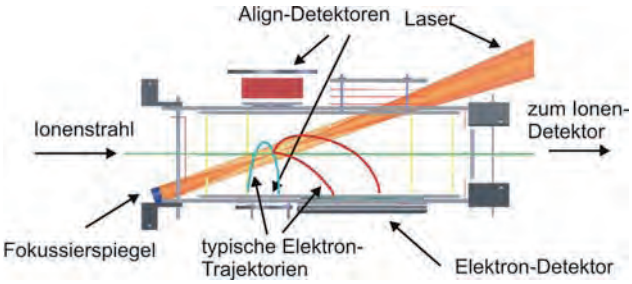


Abb.1 Schematischer Aufbau des Elektronspektrometers. Elektron-Trajektorien aus Laser-Ion-Reaktionen sind rot dargestellt, die aus Restgas-Laser-Reaktionen blau.

Um auch Experimente mit zirkular polarisiertem Licht durchführen zu können muss außerdem berücksichtigt werden, dass die Elektronen durch den Laser einen Impuls in der Polarisations-Ebene erhalten. Dieser Impuls kann je nach Intensität und Wellenlänge des Lasers die gleiche Größenordnung haben wie der Anfangsimpuls der Elektronen auf Grund der Offset-Geschwindigkeit. Damit durch diesen Impuls nicht die Separation der Elektronen unterdrückt wird, ist der Laser in einem Winkel von 20° und nicht rechtwinklig zum Ionenstrahl installiert. Abb.1 zeigt einen schematischen Aufbau des Elektronspektrometers.

Mit Hilfe dieser Messanordnung soll insbesondere der Dissoziationsprozess des H_2^+ - Ions untersucht werden. Neben der Messung der Elektronwinkelverteilung bei direkter Ionisation aus dem Grundzustand des H_2^+ soll insbesondere der Dissoziationsprozess untersucht werden.

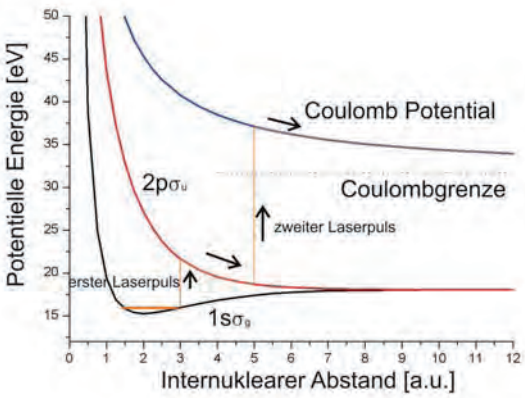


Abb.2 Potentialkurven für die beiden tiefsten Zustände des H_2^+ sowie die Potentialkurve für die Coulombastoßung zwischen zwei Protonen. (Potentialwerte aus [1])

In einem ersten („pump“) Laserpuls soll das Ion aus dem stabilen $1s\sigma_g$ - Zustand in den $2p\sigma_u$ -Zustand versetzt werden, worauf das Ion zu dissoziieren beginnt (siehe Abb.2). Mit einem zweiten, etwas verzögerten Laserpuls („probe“-Puls) soll dann das verbleibende Elektron entfernt werden, und die zurückbleibenden Protonen erfahren nun die reine Coulomb-Abstoßung. Nach einer Driftstrecke von etwa 3 Metern (vgl. Abb.3) gelangen diese Protonen auf einen Detektor, so dass Aussagen sowohl über den KER (Kinetic Energy Release) als auch über die Ausrichtung der Molekülachse möglich sind.

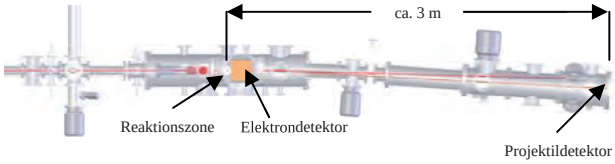


Abb.3 Skizze des Gesamtaufbaus. Die entstehenden Protonenpaare gelangen nach einer Driftstrecke von ca. 3 m auf den Projektildetektor.

Photoionisation von Helium-Dimeren

Tilo Havermeier[1], Till Jahnke[1], Robert Grisenti[1],Wieland Schöllkopf[2], Katharina Kreidi[1], Markus Schöffler[1], Sven Schössler[1], Nadine Neumann[1], Jasmin Titze[1], Mathias Kühnel[1], Jörg Voigtsberger[1], Hendrik Sann[1], Robert Wallauer[1], Stefan Voss[1], Felix Sturm[1], Juan Morillas[1], Lutz Foucar[1], Horst Schmidt-Böcking[1] and Reinhard Dörner[1]

[1] Institut für Kernphysik, J.W. Goethe Universität, Max von Laue Str. 1, 60438 Frankfurt
[2] Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft, Faradayweg 4-6, 14195 Berlin

Helium Dimere sind Van-der-Waals Cluster, die aus zwei Heliumatomen bestehen. Dieses relativ exotische System ist extrem schwach gebunden (10^{-7}eV) und kann sehr große internukleare Abstände erreichen [1]. Dimere können in einem Gasjet erzeugt werden, der bei der Expansion durch eine kleine Düse (5μm) ins Vakuum entsteht. Zusätzlich muss das Gas mit Hilfe eines Kryostaten auf 18 K abgekühlt werden, um die Bindung zu ermöglichen [2,3]. Ebenso ist ein gutes Vakuum in der Quellkammer notwendig, da jeder Stoß eines Dimers mit dem Restgas die Bindung sofort zerstört.
Der direkte Nachweis der Dimere kann schließlich durch Ionisation der beiden Atome erzielt werden. Dazu wurde im November 2007 ein Experiment am BESSY mit linear polarisierter Synchrotronstrahlung gestartet. Ein einzelnes UV-Photon kann über verschiedene Prozesse die Einfachionisation der beiden He-Atome im Verbund bewirken.

$$He_2 + h\nu \rightarrow He^+ + He^+ + e^- + e^-$$

Die geladenen Fragmente können nun mit einem COLTRIMS-System detektiert werden [7]. Nach der Ionisation stehen sich hier zwei Ionen gegenüber, die sich aufgrund ihrer positiven Ladung abstoßen und damit Energie aufnehmen (KER). Wenn man die gemessenen Flugzeiten der Ionen gegeneinander aufträgt, erscheinen solche Coulomb-Explosionen als gekrümmte Linien (Abb.1).

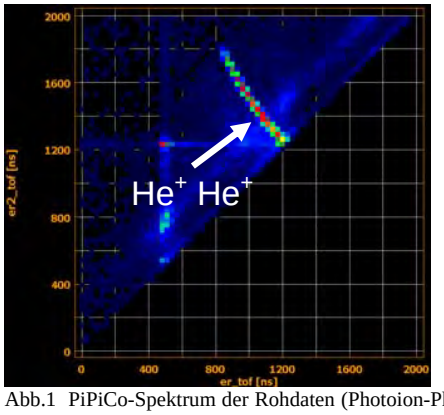


Abb.1 PiPiCo-Spektrum der Rohdaten (Photoion-Photoion-Coinzidece). Der Aufbruch eines Dimers durch das Coulomb-Potential der Kerne erscheint hier als gekrümmte Linie.

Betrachtet man die Ionisationsprozesse im Einzelnen, so ist der ICD-Prozess (Interatomic Coulombic Decay) besonders deutlich sichtbar [4,6]. Bei diesem Prozess wird mit dem Photon ein Elektron im ersten Atom des Dimers herausgelöst (Photoelektron), das verbleibende Elektron wird auf ein höheres Energieniveau angeregt. Dieses Elektron kann sich nun jedoch abregen, indem es die Anregungsenergie über ein virtuelles Photon an das zweite Atom im Dimerverbund abgibt. Dadurch kann auch dieses Atom ionisiert werden (ICD Elektron) und die Coulomb-Explosion findet statt. In Abb.2 ist die Energiebilanz bei einer Photonenenergie von 69 eV und einer Anregung in n=2 schematisch dargestellt. Die Messwerte (Abb.3) stimmen sehr gut mit dieser Betrachtung überein.

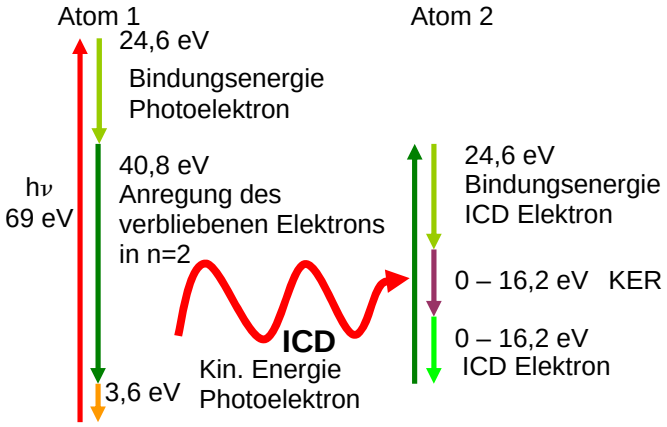


Abb.2 Energiebetrachtung des ICD-Prozess bei 69 eV Photonenenergie. Das angeregte Atom 1 kann sich durch Aussendung eines virtuellen Photons an Atom 2 abregen, was dann wiederum zur Ionisation desselben führt.

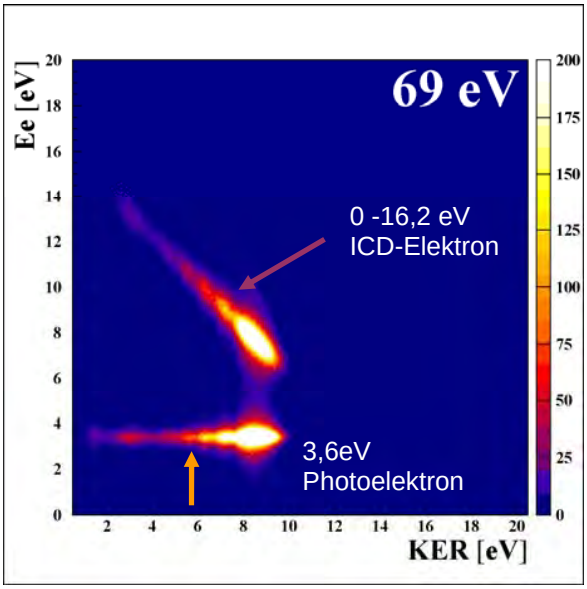


Abb.3 Elektronenenergie aufgetragen gegen die Energie der Kerne (KER). Die Energie des Photoelektrons beträgt unabhängig vom KER immer 3,6 eV. Dagegen teilt sich die Anregungsenergie auf KER und ICD-Elektron auf, was in diesem Korrelationsdiagramm eine Diagonale ergibt. Die Messwerte stimmen gut mit der Energiebetrachtung in Abb. 2 überein.

Bei höheren Photonenenergien ist es außerdem möglich, weitere Zustände anzuregen. Abb. 4 zeigt eine Messung bei 78 eV. Hier sind deutlich Photoelektronen mit Anregungen bis zu n=5 erkennbar. Die jeweils dazugehörigen ICD-Elektronen sind wieder als Diagonalen sichtbar, die allerdings auflösungsbedingt für höhere Anregungen unscharf werden.

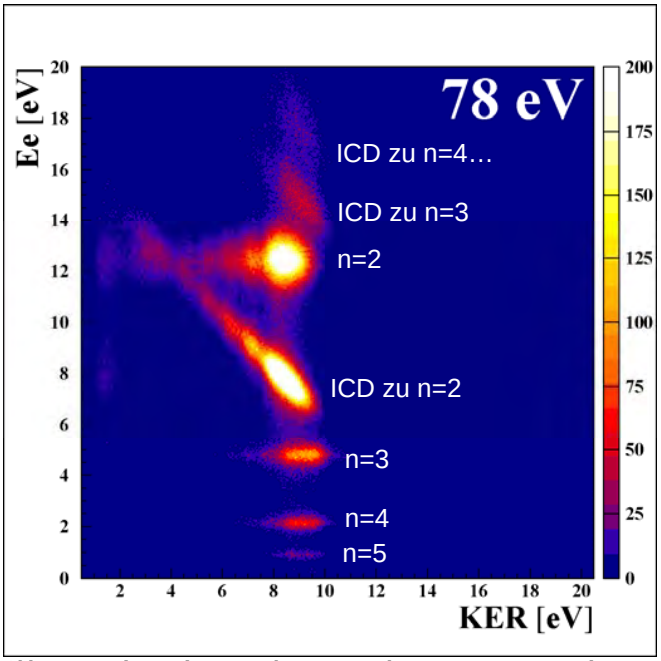


Abb.4 Korrelationsdiagramm bei 78 eV Photonenenergie. Besonders gut sind hier die Photoelektronen bis zur Anregung n=5 erkennbar.

Unterhalb der Schwelle für ICD (65,4 eV) kann noch ein weiterer Ionisationsprozess, der Two-Step-Prozess (TS1) beobachtet werden. Hier nimmt das Photoelektron zunächst die gesamte Energie des Photons auf und streut dann am zweiten Atom, welches dann durch Elektronenstoß ebenfalls ionisiert wird. Nun kann aus dem gemessenen KER eine Verteilung des internuklearen Abstands gewonnen werden (Abb. 5), da das Coulomb Potential und damit die Energie der Ionen direkt vom internuklearen Abstand abhängen [5]. Auf diese weise konnten Abstände von über 30 a.u. zwischen den beiden gebundenen Atomen nachgewiesen werden. Im Vergleich mit dem ICD Prozess ist der Two-Step-Prozess jedoch etwa um einen Faktor 50 unterdrückt, so dass hier weitaus weniger Statistik gesammelt werden konnte.

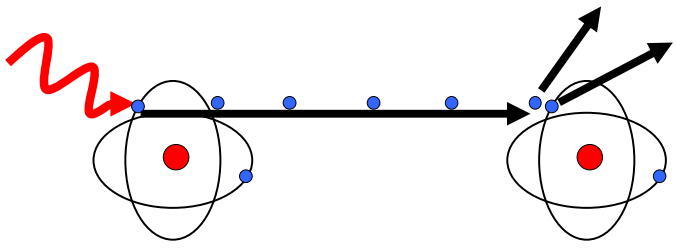


Abb.4 Two-Step-Prozess unterhalb der Schwelle für ICD. Das Photoelektron streut am zweiten Atom und ionisiert dieses.

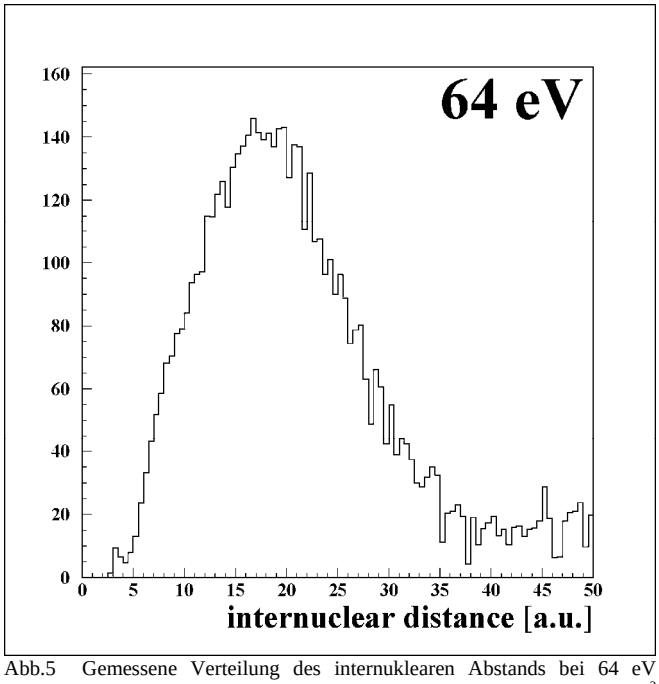


Abb.5 Gemessene Verteilung des internuklearen Abstands bei 64 eV Photonenenergie. Die Messwerte wurden hier zusätzlich mit einem Faktor r^2 gewichtet, um der Geometrie des Stoßes gerecht zu werden.

Referenzen:

[1] R. E. Grisenti et al.,
Determination of the Bond Length and Binding Energy of the Helium Dimer by Diffraction from a Transmission Grating
PRL 85, 11 (2000)

[2] L.W.Bruch et al.,
The formation of dimers and trimers in free jet ^{4}He cryogenic expansions,
J. Chem. Phys. 117, 4 (2002)

[3] R. Kariotis et al.,
Kinetic temperature effects on ^{4}He dimers in jets
J. Chem. Phys. 121, 7 (2004)

[4] Till Jahnke,
Interatomic Coulombic Decay
Doktorarbeit (2005)

[5] M. Lewerenz
Structure and energetics of small helium clusters: Quantum simulations using a recent perturbational pair potential
J. Chem. Phys. 106, 11 (1997)

[6] Cederbaum et al.,
Giant Intermolecular Decay and Fragmentation of Clusters
PRL 79, 24 (1997)

[7] R. Dörner et al., Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A 'Momentum Microscope' to View Atomic Collision Dynamics,
Physics Reports 330 95-192 (2000)

1s-Photoionization of Ne2 - Decay Mechanisms and Core Hole Localization

K. Kreidi, T. Jahnke, Th. Weber, T. Havermeier, R. E. Grisenti, X. Liu, Y. Morisita, S. Schössler, L. Ph. H. Schmidt, M. Schöffler, M. Odenweller, N. Neumann, L. Foucar, J. Titze, B. Ulrich, F. Sturm, C. Stuck, R. Wallauer, S. Voss, I. Lauter, H. K. Kim, M. Rudloff, H. Fukuzawa, G. Prümper, N. Saito, K. Ueda, A. Czasch, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, S. K. Semenov, N. A. Cherepkov and R. Dörner

In march 2007 we used COLD Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy (COLTRIMS) to investigate the 1s-photoionization of neon dimers with a photon energy of 881.2 eV. We employed the photoionization as an instrument to analyze the localization or delocalization of the vacancies in Ne2. By observing the angular distribution of the inner shell photoelectrons and of the outer shell interatomic Coulombic decay- (ICD)-electrons in the molecular system we try to find an answer to this question. The geometry of the problem suggests to think of individual localized atomic wave functions, the symmetry requires the opposite. Both sites in the homonuclear dimer are indistinguishable and so one should use symmetry adapted single electron wave functions. A vacancy should then have defined *g* or *u* symmetry and so be delocalized over the two sites of the dimer.

The experiment was done at beamline UE56/1 SGM at BESSY. The preparation took place at the Institut für Kernphysik Frankfurt (IKF). As a source for the neon dimers we used a supersonic gas jet which was cooled with liquid nitrogen to 160 K. With this temperature and a gas pressure of 7.5 bar we achieved a dimer to monomer fraction of 2 %.

We found different decay mechanisms occurring after the inner shell ionization of Ne_2 leading to two breakup channels, Ne^{1+} / Ne^{1+} and Ne^{1+} / Ne^{2+}. The first channel occurs with a probability of 14 % by ionizing the 2s-shell. This inner valence shell vacancy decays via ICD [1]. Afterwards the dimer Coulomb explodes resulting in a fragmentation into Ne^{1+} + Ne^{1+} [2]. There is also a second way resulting in Ne^{1+} / Ne^{1+}. For this the dicationic state of the dimer, Ne^{2+} $(2p^{-2})$ / Ne, produced via 1s-photoionization following an auger process, decays via radiative charge transfer [3]. To analyze the localization or delocalization of the vacancies in the dimer, the asymmetric breakup Ne^{1+} / Ne^{2+}, is the interesting one. So in the following we want to focus on this channel. Here the core hole ionization is also followed by an auger decay in the same atom of the dimer, but, compared to the symmetric breakup-case described above, also an inner valence shell is involved in this auger decay, Ne^{2+} $(2s^{-1}2p^{-1})$ / Ne. So this dicationic state relaxes via ICD [4] and the dimer Coulomb explodes afterwards (see figure 1).

Figure 2 shows the experimental results for this fragmentation. With a photon energy of 881.2 eV, events located at an electron energy E_e of 11 eV demonstrate the photoelectrons of the Ne_2 1s-ionization. The ICD events are identified as diagonal lines A) and B) with a slope of -45°. Measured in coincidence with the ionic fragments these diagonal lines indicate a constant sum energy KER + E_e, which is a clear evidence for ICD [2].

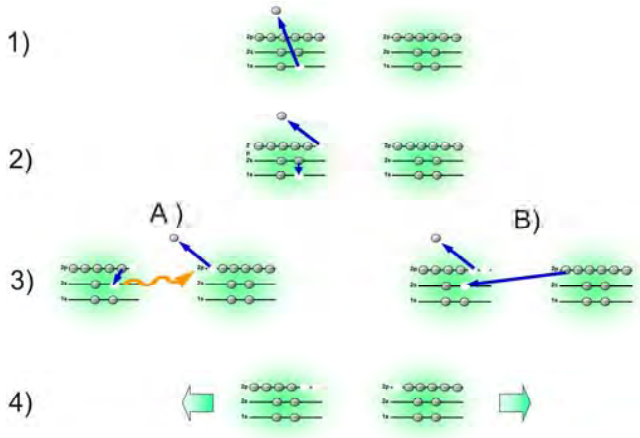


Fig. 1: 1s photoionization (1) leads to an Auger decay resulting in a dicationic one-site state of the neon dimer (2). The Auger decay is followed by interatomic Coulombic decay (3) where the ion's excitation energy is emitted via a virtual photon transfer (A) or via electron transfer (B). Ending up in a state where both atoms are charged positively the dimer fragments back to back in a coulomb explosion (4).

Pathway A) shows ICD via virtual photon exchange, B) represents the process involving the transfer of an electron. Both decays occur at different internuclear distances. In case B) the overlap of the contributing wave functions is crucial for decay probability. Therefore it is suppressed at large internuclear distances where the pathway A) is open [5, 6]. Channel C) indicates the decay from the dicationic state Ne^{2+} $(2s^{-2})$ $[^1S]$ / Ne $[^1S]$ to the two-site state Ne^{2+} $(2s^{-1})$($2p^{-1}$) $[^3P]$ / Ne^{1+} $(2p^{-1})$ $[^2P]$. Until now it is not clear why we see two islands instead of a full diagonal line.

To now investigate if inner shell holes in diatomic molecules are localized at one of the atoms or delocalized over the two equivalent sites we look for the angular distribution of the 1s-photoelectrons. Figure 3 shows the experimental results for the photoelectrons in the body fixed frame of the neon dimer. The asymmetric distribution represents the preference of the photoelectron to be emitted towards the singly charged ion. Figure 3a), b) and c) validate our findings by showing the results for different directions of the dimer axis. We compared our experimental findings to a calculation for a localized 1s-vacancy. The calculation has been restricted by the Hartree-Fock approximation using the method described in [7]. The result of this calculation is presented by the full line down right in figure 3a), b) and c).

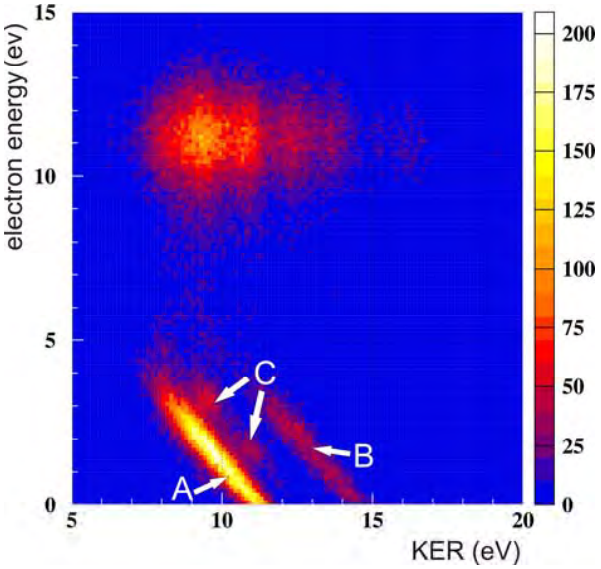


FIG. 2: The kinetic energy of the ionic fragments (KER) in dependence of the electron energy (E_e). The photon energy is $h\nu$ = 881.2 eV resulting in an energy of the 1s photoelectron of 11 eV. The two diagonal lines are a clear evidence for interatomic Coulombic decay (ICD). Line A) is produced via the virtual photon exchange yielding a sum energy of 11.1 eV. Line B) (with a sum energy of 14.3 eV) occurs as ICD via electron transfer happens, C) see text.

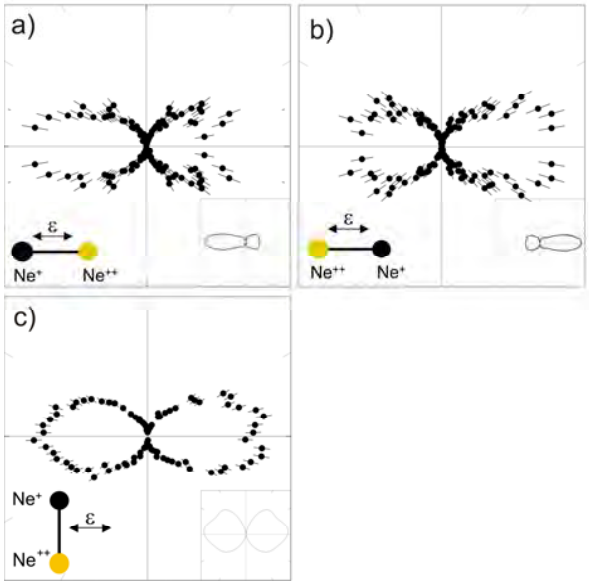


FIG. 3: Angular distribution of the 11 eV 1s-photoelectron in dependence of the orientation of the dimer axis and the direction of polarization vector (horizontal). In a) and b) the dimer is aligned parallel to the polarization according to the icons and within an angle of $\pm 3^\circ$. In c) the plane is defined by the dimer axis and the polarization of the light. The dimer is aligned perpendicular to the polarization and the photoelectron is fixed relative to plane within an angle of $\pm 10^\circ$. The asymmetry, being a result of core hole localization, is clearly visible in the experimental data (circles). The solid line down right in a), b) and c) is a frozen core Hartree Fock calculation assuming a localized emission.

In figure 4 the angular distribution of the ICD-electrons, produced via the two different IC-decays, is shown. Figure 4a) represents the ICD-electron created via the exchange of a virtual photon (channel A), 4b) the ICD-electron emitted after the electron transfer (channel B). The asymmetry is clearly visible in the angular distribution. It switches from one to the other site of the dimer if one compares channel A) with channel B). The preference of the ICD-electron to be emitted towards Ne^{1+} in figure 4a) and towards Ne^{2+} in figure 4b) implies the emission of the ICD-electron from opposite sites in both cases, which is exactly what one would expect from comparing the two processes in figure 1.

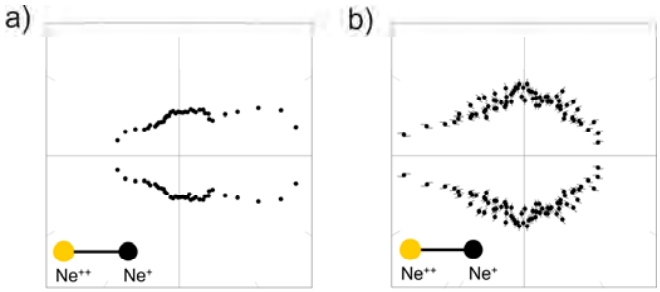


FIG. 4: Angular distribution of the ICD-electron in the dimer frame. The dimer is aligned horizontal and it is integrated over the orientation of the polarization vector. a) ICD electrons which are created by virtual photon exchange (Channel A) in Fig.1), b) angular distribution of the ICD electrons emitted after transfer of an electron (Channel B in Fig.1). As suggested by the sketch in Fig.1 the direction of the asymmetry switches from a) to b) depending on the decay path.

Referenzen:

[1] L. S. Cederbaum, J. Zobeley, and F. Tarantelli. *Phys. Rev. Lett.*, 79:4778, 1997.
[2] T. Jahnke *et al. Phys. Rev. Lett.*, 93:083002, 2004.
[3] R. Johnson, and M. A. Biondi. *Phys. Rev. A.*, 18:996-1003, 1978.
[4] R. Santra, and L. S. Cederbaum. *Phys. Rev. Lett.*, 90:153401, 2003. R. Santra, and L. S. Cederbaum. *Phys. Rev. Lett.*, 94:199901(E), 2005.
[5] R. Santra, J. Zobeley, and L. S. Cederbaum. *Phys.Rev. B* 64:245104, 2001.
[6] T. Jahnke *et al. Phys. Rev. Lett.*, 99:153401, 2007.
[7] S. K. Semenov, N. A. Cherepkov, G. H. Fecher, G. Schönhense. *Phys. Rev. A*, 61:032704, 2000.

Symmetrie und deren Brechung im H_2^+ Molekül

T. Havermeier[1], L. Foucar[1], Th. Weber[1], K. Kreidi[1], M. Schöffler[1], L. Schmidt[2], T. Jahnke[1], O. Jagutzki[1], A. Czasch[1], F. Martín[2], J. Fernández[2], E. P. Benis[3], T. Osipov[4], A. L. Landers[5], A. Belkacem[4], M. H. Prior[4], H. Schmidt-Böcking[1], C. L. Cocke[3], R. Dörner[1]

[1] Institut für Kernphysik, University Frankfurt, Max von Laue Str. 1, 60438 Frankfurt, Germany.
[2] Departamento de Química, C-9, Universidad Autónoma de Madrid, 28049 Madrid, Spain.
[3] Department of Physics, Kansas State University, Cardwell Hall, Manhattan, KS 66506, USA.
[4] Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, CA 94720, USA.
[5] Department of Physics, Auburn University, Auburn, AL 36849, USA.

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

$$H_2 + h\nu \rightarrow H_{(n=1,2...)} + e^- + p$$

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

$$h\nu = E_{e^-} + KER + E_{exc} .$$

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

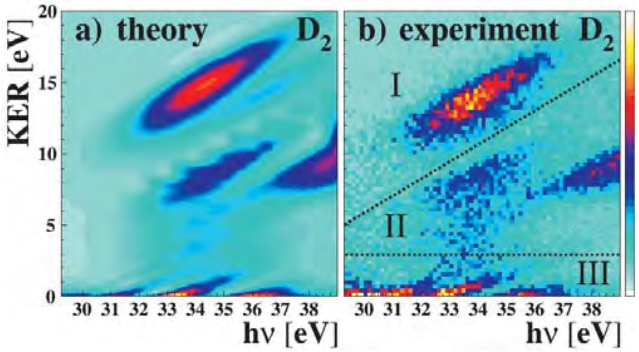


Abb.1 Verteilung des KER in Abhängigkeit der Photonenenergie. sowie Vergleich der experimentellen Daten (b) mit einer vollständig quantenmechanischen Simulation von F. Martìn et al.

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

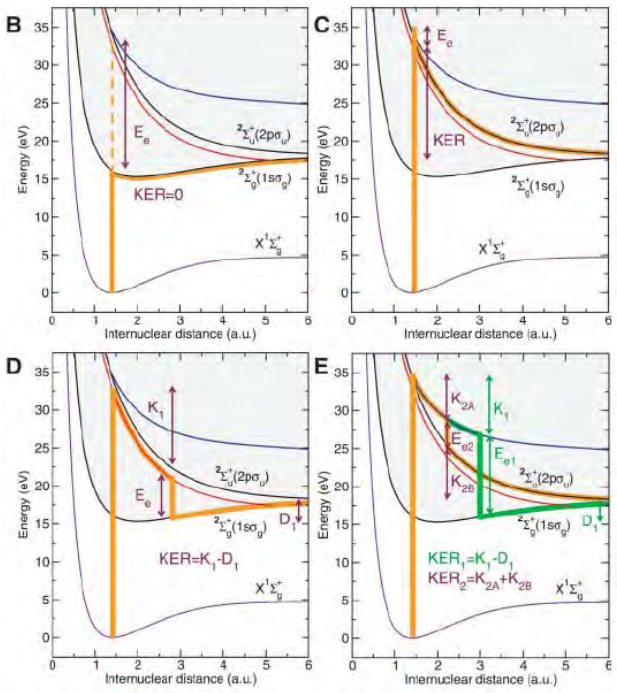


Abb.2 Verschiedene Ionisationspfade dargestellt in den Potentialkurven (von F. Martìn).

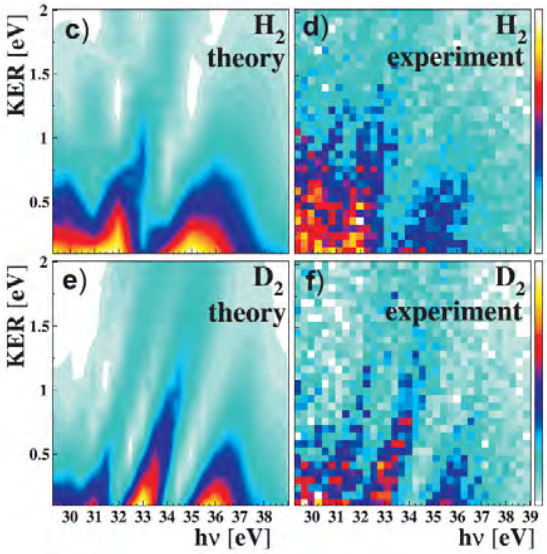


Abb.3 Ausschnitt aus Abb.1 für H_2 und D_2 dazu jeweils Vergleich mit der Theorie von Martìn et al.. Hier zeigt sich eine ausgeprägte Struktur, die durch eine Interferenz zwischen dem $1s\sigma_g$ Zustand und einem Zerfall über das Q1 Band erklärt werden kann.

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

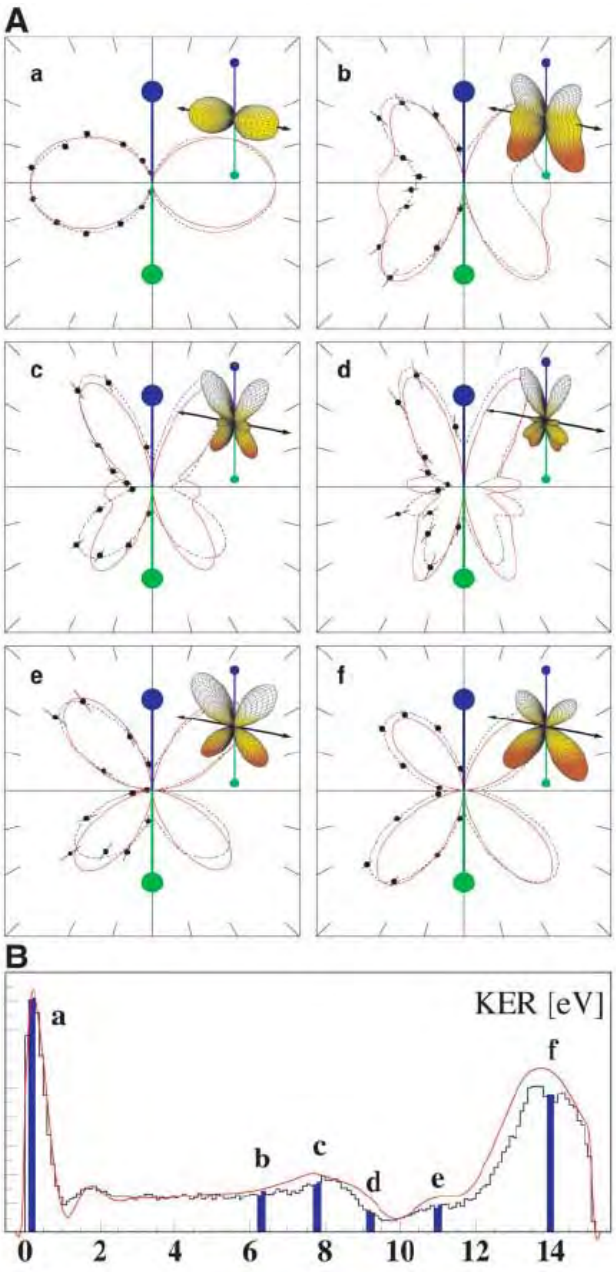


Abb.4 Winkelverteilungen bei unterschiedlichem KER. Hier ist der Emissionswinkel des Elektrons gegen die Molekülachse aufgetragen. Das Proton ist hier grün markiert (unten), während das neutrale Atom blau (oben) dargestellt ist. Die Polarisation des Lichtes ist hier immer senkrecht zur Molekülachse orientiert.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

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

Referenzen:

[1] F. Martín et al.,
Single Photon-Induces Symmetry Breaking of H_2 Dissosiation,
Science 315, 629 (2007)

[2] I. Sánchez, F. Martín,
Multichannel Dissociation in Resonant Photoionization of H_2,
Phys. Rev. Lett. 82, 3775 (1999)

[3] Sánchez, F. Martín,
Dissoziative photoionization of H2 and D2 by (30-37)-eV photons via $^1\Pi_u$ states,
Phys. Rev. A 60, 2200 (1999)

[4] Tilo Havermeier, Photoionisation und doppelt angeregte Zustände in Wasserstoff- und Deuterium-Molekülen,
Diplomarbeit Frankfurt, 2006

[5] Lutz Foucar, Ionisation und Anregung von Wasserstoff- und Deuteriummolekülen mit Synchrotronstrahlung,
Diplomarbeit Frankfurt, 2003

[6] R. Dörner et al., Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy: A 'Momentum Microscope' to View Atomic Collision Dynamics,
Physics Reports 330 95-192 (2000)

Auger Electron angular distributions as a probe for molecular structure

T. Jahnke[1], J. Titze[1], L. Foucar[1], R. Wallauer[1], T. Osipov[2], E. P. Benis[3], A. Alnaser[4], O. Jagutzki1, W. Arnold[1], L. Ph. H. Schmidt[1], A. Czasch[1], Th. Weber2, A. L. Landers[5], A. Belkacem[2], C. L. Cocke[4], M. H. Prior[2], H. Schmidt-Böcking[1], and R. Dörner[1]

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

2 *Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley CA 94720*

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

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

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

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

In a recent publication Gel'mukhanov *et al.* [8] have shown theoretically that the angular distribution of an electron being created in a resonant Auger decay shows the same interference phenomenon. The double slit-like pattern arises from the two waves from each atom differing only by a phase factor of exp(*i**pR***) leading to a term ~cos(***pR***/2) in the angular distribution of the emitted electron. The Auger transition matrix element additionally depends on the initial and final state wavefunctions. Furthermore, Gel'mukhanov *et al.* suggest that the interference contribution may be used in order to gather information on the molecule's structure. Two primary diffculties need to be overcome when approaching that problem experimentally: (1) Molecular states can be either of *gerade* (*g*) or *ungerade* (*u*) symmetry. If the symmetry of the decaying system is changed, the relative phase between the two emerging electron waves changes by $\pi/2$ and as a consequence the angular distribution cos(***pR***/2) turns into one ~sin(***pR***/2). Therefore, if the molecular system decays with equal probability into both *g*- and *u*-states, the interference patterns will cancel out. (2) The interference pattern - even if an appropriate molecular state is measured - is strongly washed out if the molecule's spatial orientation is not fixed but random. N_2 is a suitable system for an experimental study of this effect. As a first step the molecule is excited from the groundstate to the Π* state ($1\Sigma_u$). After that the molecule decays to a singly charged N_2^+ ion emitting a high energetic Auger electron. In some cases the molecule ends up in a doubly charged state after emission of a second, low energetic Auger electron. As this happens, the molecular ion breaks up in a Coulomb explosion into two singly charged fragments.

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

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

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

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

A closer look at the complete decay path of the examined reaction is necessary. Potential energy surfaces (PES) of singly and doubly charged N_2 molecules are available [19, 20] only for slightly lower energies than relevant in the present case of a doubly charged state of N_2. Still, interpolating the PES from [20] to higher potential energies leads to the sketch shown in Fig. 3. The Auger electrons of highest energy drop onto the singly charged PES just at the crossing with the doubly charged PES causing the second low energy Auger electron of zero energy. Auger electrons of low but non zero energies are created as the internuclear distance at the time of decay is smaller. In that case, the second Auger electron will gain a kinetic energy of a few eV from the system's drop to the doubly charged PES. An estimation of the singly charged PES presented in [20] gives a slope of about 20 eV/Å in the internuclear distances' region of interest. After applying this interpretation to to our data, we conclude that the observed change of the interference pattern is not due to the variation in electron energy, but instead primarily due to the change in internuclear distance for different Auger electron energies. The Auger decay of the excited neutral N_2 onto a steep repulsive N_2^+ PES maps the internuclear distance at the instance of the Auger decay onto the Auger electron energy. The bottom panel of Fig. 2 shows the corresponding simulation. The double slit's distance is varied for diffferent electron energies with a slope of 20 eV/Å as suggested above, causing the angular distribution to move "outwards" for lower electron energies. For a better comparison with the experimen tal data, the simulation takes a simple atom-like angular distribution [21] with a β-parameter of β=1.5 into account, basically suppressing angles at cos(*?*)=0. Our simple simulation assumes a transition to one single PES (see Fig. 4) while in reality a whole manifold of potential energy surfaces are reachable during decay. Thus, the experimental data reflect the fact that many slightly different angular patterns with different internuclear distances are superimposed even for a fixed electron energy.

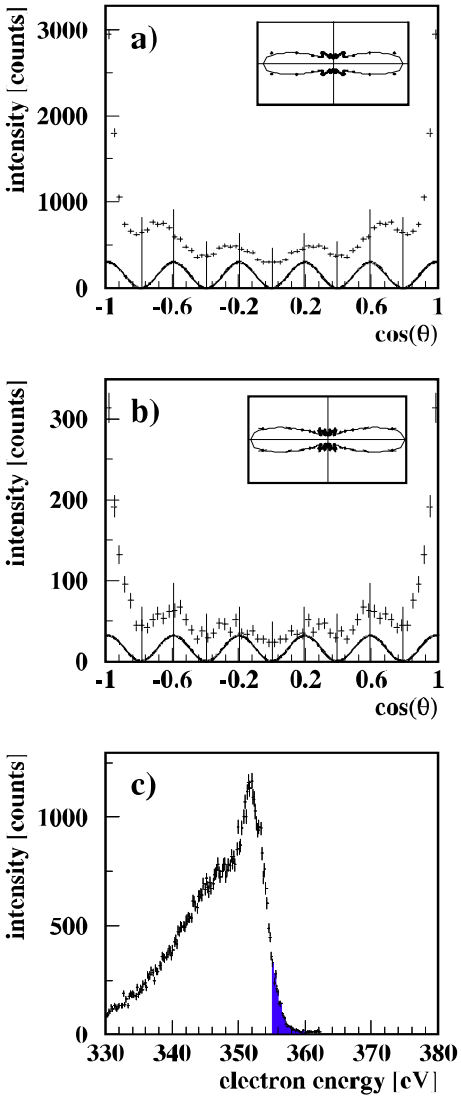


FIG. 1: (a) The molecular frame angular distribution of the high energetic Auger electron emitted after π* excitation. The solid line at the bottom shows the angular distribution of a 355 eV electron scattered at a double slit with a slit distance of 1.16Å. The vertical lines are located at the slit-function's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

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

Referenzen:

[1] C. Jönnson. *Zeitschrift für Physik*, 161:454, 1961.
[2] H. D. Cohen and U. Fano. *Phys. Rev.*, 150:30, 1966.
[3] I. G. Kaplan and A. P. Markin. *Sov. Phys. Dokl.*, 14:36, 1969.
[4] Liu XJ, Cherepkov NA, Semenov SK, et al. *J. Phys.*, B39:4801, 2006.
[5] J. Fernandez, O. Fojon, A. Palacios, and F. Martin. *Phys. Rev. Lett.*, 98:043005, 2007.
[6] M. Walter and J. Briggs *J. Phys.*, B32:2487, 1999.
[7] N. Stolterfoht, B. Sulik, V. Hoffmann, B. Skogvall, J. Y. Chesnel, J. Rangama, F. Fremont, D. Hennecart, A. Cassimi, X. Husson, A. L. Landers, J. A. Tanis, M. E. Galassi, and R. D. Rivarola. *Phys. Rev. Lett.*, 87:023201, 2001.
[8] F. Gel'mukhanov and I. Minkov. *Phys. Rev.*, A70:032507, 2004.
[9] I. H. Suzuki and N. Saito. *J. Chem. Phys.*, 91:5324, 1989.
[10] W. Eberhardt, J. Stöher, J. Feldhaus, E. W. Plummer, and F. Sette. *Phys. Rev. Lett.*, 51:2370, 1983.
[11] N. Saito and I. H. Suzuki. *Chem. Phys. Lett.*, 129:419-424, 1986.
[12] R. Dörner, V. Mergel, O. Jagutzki, L. Spielberger, J. Ullrich, R. Moshammer, and H. Schmidt-Böcking. *Physics Reports*, 330:96-192, 2000.
[13] J. Ullrich, R. Moshammer, A. Dorn, R. DÄorner, L. Ph. H. Schmidt, and H. Schmidt-Böcking. *Rep. Prog. Phys.*, 66:1463{1545, 2003.
[14] T. Jahnke, Th. Weber, T. Osipov, A. L. Landers, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, C. L. Cocke, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, and R. Dörner. *J. Elec. Spec. Rel. Phen.*, 73:229-238, 2004.
[15] see http://www.roentdek.com for details on the detectors.
[16] T. Weber, *et al. J. Phys.*, B34:3669, 2001.
[17] Wurth W., Weimer J.J., Hudeczek E., Umbach E. *Surf. Science*, 173:L619, 1986.
[18] Feifel R, Gel'mukhanov F, Baev A, Agren H, Piancastelli MN, Bassler M, Miron C, Sorensen SL, de Brito AN, Bjorneholm O, Karlsson L, and Svensson S. *Phys. Rev. Lett.*, 89:103002, 2002.
[19] M. Lundqvist, D. Edvardsson, P. Baltzer, and B. Wanneberg. *J. Phys.*, B29:1489, 1996.
[20] T. Aoto, K. Itoa, T. Ibaraki, Y. Hikosaka, A. Shibasaki, R. Hirayama, N. Yamamono, and E. Miyoshi. *J. Chem. Phys.*, 124:234306, 2006.
[21] V. Schmidt. *Rep. Prog. Phys.*, 55:1483, 1992.

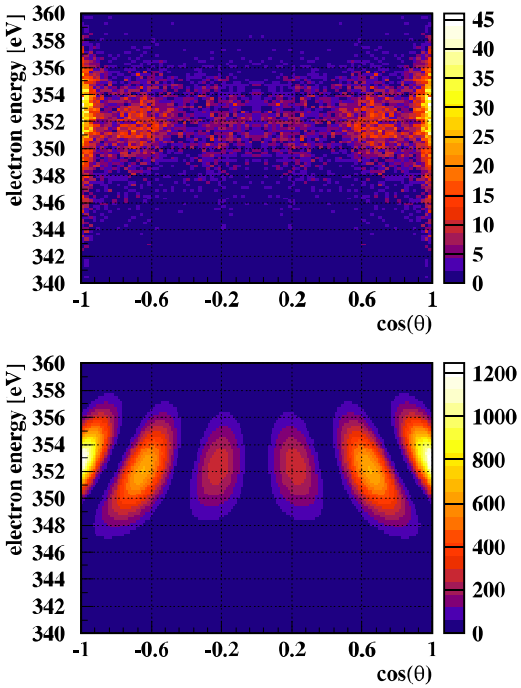


FIG. 2: The molecular frame distribution of the high energetic Auger electron (as in Fig. 1 (a,b)) in dependance of the Auger electron's kinetic energy. Upper panel: experimental data, bottom: a simulation of the double slit interference pattern with a variation of the slit's distance of 20 eV/Å (s.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

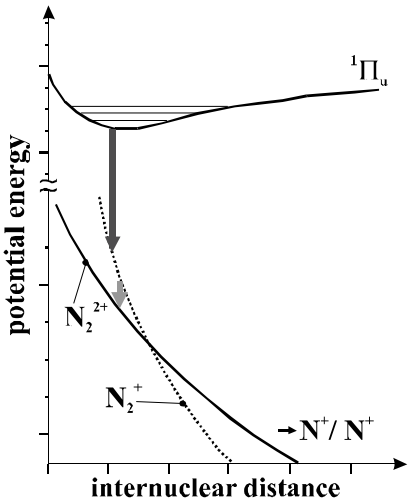


FIG. 4: Sketch of the potential energy surfaces involved during the two steps of the decay. The system decays from the Π*-state to a singly charged ion state (dashed line). Shortly after that the second decay to the doubly charged final state (solid line) takes place.

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

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

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

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

$$Ar^{8+} + H_2 \rightarrow Ar^{6+} + 2H^+$$

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

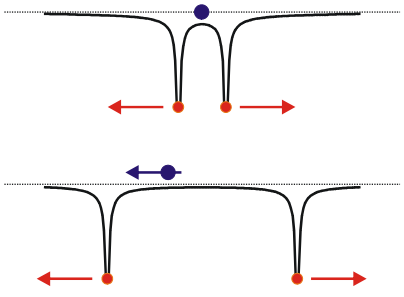


Abb. 1: Skizze des „over barrier“ - Modells

Befindet sich das Projektil auf dem Weg in die Reaktionszone nimmt die Schwelle des Coulombpotenzials zwischen Wasserstoffmolekül und Projektil nach und nach ab, so dass bei einem kritischen Abstand R_{krit} das Coulombpotenzial effektiv auf die eigentlich im Wasserstoffmolekül gebundenen Elektronen wirken kann. Diese molekularen Elektronen können sich mit einer bestimmten Wahrscheinlich sowohl bei dem Projektil als auch bei dem Wasserstoffmolekül aufhalten. Wenn sich das Projektilion nun von der Reaktionszone entfernt steigt die Schwelle des Coulombpotenzials wieder an, wodurch die Elektronen von dem Projektilion eingefangen werden können.

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

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

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

Untersuchung der Reaktionsdynamik bei Stößen von langsamen, hochgeladenen Ionen mit H_2- und CO_2-Molekülen

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

Am 120° Strahlrohr der Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR) Ionenquelle des Instituts für Kernphysik wurden nach Umbauten an der Experimentierkammer und dem Strahlrohr im August 2007 Ionenstoßexperimente mit langsamen, hochgeladenen Ar^{8+} Ionen auf Wasserstoff- und Kohlenstoffdioxid-Moleküle durchgeführt.
Sowohl die H_2-Moleküle wie auch die CO_2-Moleküle werden in Form eines Überschall-Gasjets als Target zur Verfügung gestellt. Die anschließende Messung aller am Experiment teilgenommenen Reaktionspartner erfolgt mit der COLTRIMS-Technik und multihitfähigen Multikanalplaten-Detektoren [1, 3-4].

In einer Messreihe wurde der Aufbruch des CO_2-Moleküls bei folgender Reaktion untersucht.

$$Ar^{8+} + CO_2 \Rightarrow \quad Ar^{5+} + C^+ + O^+ + O^+$$

CO_2-Moleküle besitzen die Eigenschaft bereits bei sehr geringen Drücken Cluster zu bilden, wodurch die Dichte und die Temperatur des Gasjets beeinträchtigt werden. Die Messung hat gezeigt, dass bereits bei geringen Drücken eine hohe Anzahl von CO_2-Dimeren und größeren CO_2-Clustern an der Reaktion beteiligt waren, wodurch die Statistik für den obigen Reaktionskanal minimiert wurde (Abb. 1).

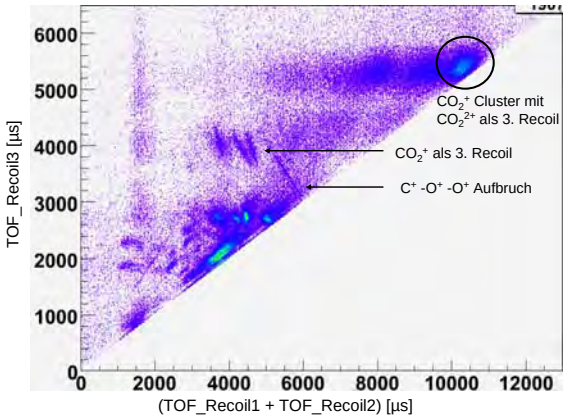


Abb. 1: Summe der Flugzeiten des 1. und 2. Recoils gegen die Flugzeit des 3. Recoils. Linien im Spektrum weisen auf verschiedene Reaktionskanäle, bei denen die Impulserhaltung erfüllt ist, hin.

Durch einen Umbau des Jetsystems und einer erneuten Messung bei geringerem Gasvordruck soll eine Verbesserung der Statistik erzielt werden.

Des Weiteren wurde im Rahmen einer Diplomarbeit das H_2-Molekül mit Projektilgeschwindigkeiten zwischen 1 keV/u und 3,2 keV/u untersucht. Unter zur Hilfenahme des sogenannten overbarrier-Modells [1-2] soll die Dynamik des H_2-Moleküls während des Elektroneneinfangprozesses untersucht werden. Durch einfache Berechnungen kann mit dem overbarrier-Modell die Distanz, welche das Projektil zwischen dem ersten und dem zweiten Elektroneneinfang zurücklegt, in Abhängigkeit des Stoßparameters ermittelt werden.

Die nach dem Stoß durch Dissoziation entstandenen Wasserstoffionen besitzen eine kinetische Energie (KER = **K**inetic **E**nergy **R**elease), welche vom Abstand des H_2-Moleküls zwischen den Elektroneneinfängen abhängt. Durch das zeit- und ortsaufgelöste Detektieren der Fragmente in Koinzidenz kann der KER und somit der Abstand des Wasserstoffmoleküls zum zweiten Ionisations-zeitpunkt bestimmt werden. Mit einer guten Streuwinkelauflösung kann der Stoßparameter bei gleichbleibender Projektilgeschwindigkeit variiert und dadurch eine Aussage über die Zeitskala während des Stoßes getroffen werden.

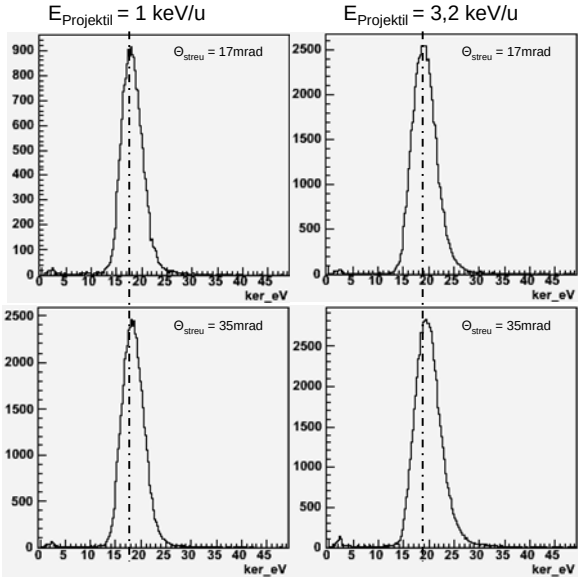


Abb. 2: KER- Verteilung bei 1 keV/u (links) und 3,2 keV/u (rechts) für einen kleine Streuwinkel θ = 17 mrad (oben) und einem großen Streuwinkel von θ = 35 mrad (unten). Mit Hilfe der gestrichelten Linie ist eine Verschiebung zu größeren KERs für größere Streuwinkel bzw. kleinere Stoßparameter deutlich zu erkennen.

Ein Vergleich der KER- Spektren für unterschiedliche Streuwinkel bzw. Stoßparameter (siehe Abb.2) bei Messungen einer Projektilgeschwindigkeit zeigt eine Änderung von 0,3–0,6 eV. Dies entspricht einer Änderung des Molekülabstandes von 4,8 bis 2,4 Å zwischen dem ersten und zweiten Elektroneneinfangs.

Mittels dieser Informationen hoffen wir im weiteren Verlauf der Datenauswertung eine Aussage über den Ablauf des Doppeleinfangprozesses – Handelt es sich um einen direkten oder einen sequentiellen Prozess? – machen zu können.

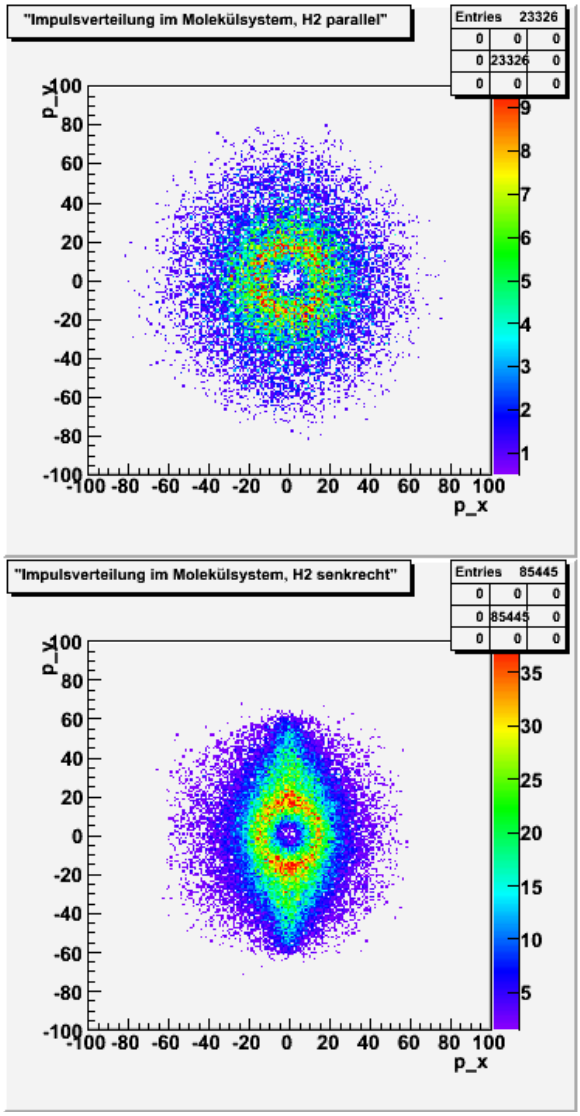


Abb. 3: Impulsverteilung des Projektils um die Strahlachse für eine Projektilenergie von 1 keV/u. oben: das Molekül steht parallel zur Strahlachse, das Projektil streut isotrop um das H_2-Molekül, unten: das Molekül steht senkrecht zur Strahlachse, es ist zu erkennen, dass das Projektil für kleinere Stoßparameter bevorzugt senkrecht zur Molekülachse streut.

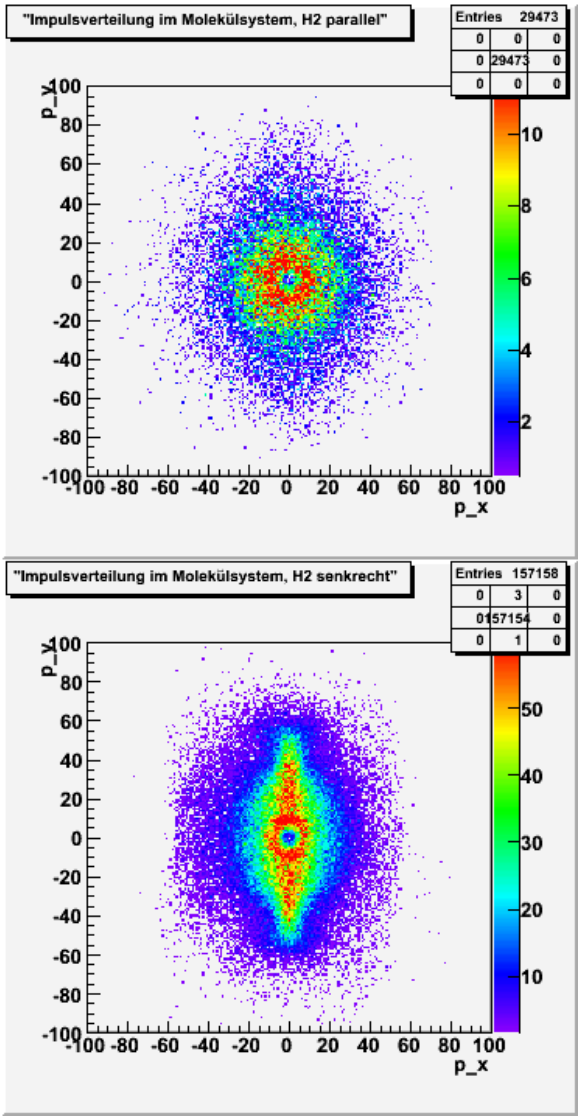


Abb. 4: Impulsverteilung des Projektils um die Strahlachse für eine Projektilenergie von 3,2 keV/u. oben: das Molekül steht parallel zur Strahlachse, das Projektil streut isotrop um das H_2-Molekül, unten: das Molekül steht senkrecht zur Strahlachse, es ist zu erkennen, dass das Projektil für größere Streuwinkel bevorzugt senkrecht zur Molekülachse streut.

[1] N. Neumann et al, IKF-Jahresbericht 2006
[2] A. Niehaus, J. Phys. B. 19, (1986), 2925
[3] R. Dörner et al, Physics Reports 330 (2000), 95
[4] O. Jagutzki et al, IEEE Trans Nucl Sci 49 (2002)

Elektroneneinfang am COLTRIMS-XXL Aufbau

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

Am COLTRIMS XXL-Aufbau (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy) am 2,5MeV Van-de-Graaff-Beschleuniger wurden im Februar letzten Jahres erste Messungen im Rahmen einer Diplomarbeit vorgenommen: Bei Projektilenergien von 630, 1000 und 1200 keV/u sollte im Elektroneneinfangprozess $H^+ + He \rightarrow H^o + He^+$ der Elektron-Kern-Thomas-Mechanismus untersucht werden. Dieser Mechanismus erklärt unter Berücksichtigung der klassischen Mechanik und der Rutherfordschen Streutheorie den Einfang eines quasi ruhenden Elektrons in ein schnelles Projektil. Die Grundidee hierfür basiert auf einer Doppelstreuung: Das Projektil streut zunächst am Elektron und dieses danach am Targetkern. Auf diese Weise verlässt das Elektron unter streng kinematischen Randbedingungen das Target mit dem Geschwindigkeitsvektor des Projektils, was einen Einfang in einen gebundenen Zustand des Projektils wahrscheinlicher macht.

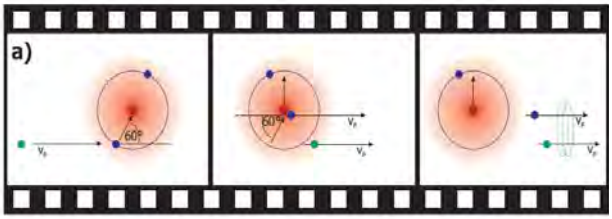


Abbildung 1. Elektron-Kern- Thomas-Mechanismus

Der Streuwinkel des Projektils θ_p lässt sich wie folgt berechnen

$$\theta_p = \frac{m_e}{m_p} \sin 60°$$

wobei m_e die Masse des Elektrons und m_p die Masse des Projektils ist. Für ein Proton als Projektil ergibt sich ein Streuwinkel von etwa 0,5 mrad. Die COLTRIMS-Technik gab uns die Möglichkeit, alle drei Impulskomponenten des Rückstoßions sowie zwei Impulskomponenten des Projektils bei vollem Raumwinkel mit hoher Auflösung direkt zu messen. Damit konnte der differenzielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\theta_p$ bestimmt werden.
Aufgrund der Stoßkinematik weist der Impulsübertrag auf das Heliumion beim Elektroneneinfang (Capture) diskrete Strukturen auf, die sich durch die Differenz der Bindungsenergien der beiden Elektronen im Anfangs- und Endzustand ergeben und daher beliebig scharf sein sollten. In Abb. 2 ist die Impulsverteilung des Rückstoßions in Strahl und Ausbreitungsrichtung des Gasjets dargestellt. Die vier Capture-Linien lassen sich den verschiedenen Kombinationen der Anregungszustände der Elektronen in Anfangs- und Endzustand zuordnen. Ihre Breite sind ein direktes Maß für die in der Messung erzielte Auflösung. Hier konnte eine exzellente Auflösung von 0,047a.u. erreicht werden.

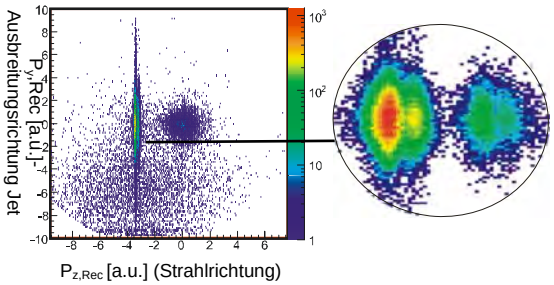


Abbildung 2 links: Impulsverteilung der Rückstoßionen. Man erkennt links die typischen Capture-Linien, die die Kinematik des Einfangs widerspiegeln.. Die runde Verteilung rechts stammt aus der Einfach-Ionisation des Targets, die trotz koinzidenter Messung von Projektil und Target in der Datenaufnahme nicht ganz unterdrückt werden konnte. Rechts: Vergrößerung der Capture-Linien.

Die temperaturbedingte Impulsverteilung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Gasjets beträgt normalerweise 0,78 a.u. und konnte hier durch eine gezielte Überfokussierung einer elektrostatischen Linse im Spektrometer teilweise kompensiert werden.
Wie in den unten aufgeführten differenziellen Wirkungsquerschnitten zu sehen ist, kann trotz der hervorragenden Auflösung eine Überhöhung durch den Elektron-Kern-Thomas-Mechanismus bei 0,5 mrad bisher nicht eindeutig identifiziert werden.

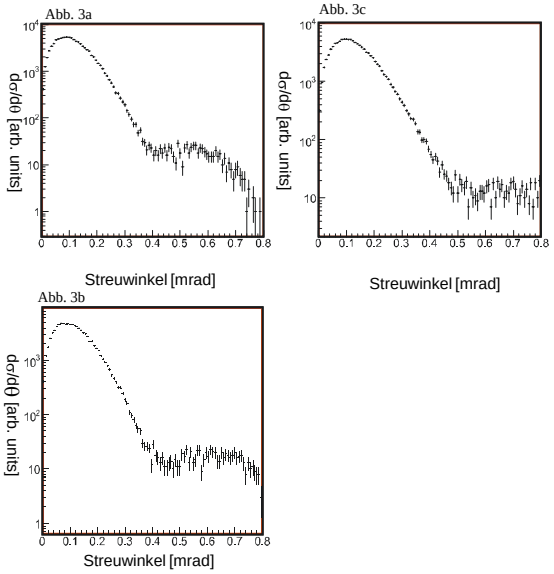


Abbildung 3a-c. Differenzieller Wirkungsquerschnitt aller 4 Capture Linien über den Streuwinkel bei 1,2MeV (a), bei 1MeV (b) und bei 0,63MeV (c)

Die Untersuchung von Transferionisations- und Elektroneneinfachreaktionen mit Helium-Dimeren

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

Ein Dimer ist die einfachste Form eines Clusters. Cluster entstehen, wenn die thermische Energie der Atome so gering ist, dass sie durch die Dipolwechselwirkung (van-de-Waals-Wechselwirkung) gebunden werden können. Die Bindungsenergie eines Helium-Dimers beträgt 1,3 mK. Bei dieser geringen Energie können weder Rotations- und noch Vibrationszustände existieren. Die Besonderheit des Helium-Dimers liegt jedoch in seinem mittleren Bindungsabstand von etwa 52 Á [1]. Er ist so groß, dass die Laufzeit der Dipolwechselwirkung von einem zum anderen Zentrum (Retardierung) einen Einfluss auf die berechnete Wellenfunktion hat. Bisher gab es eine Vielzahl von theoretischen Arbeiten zum Helium-Dimer. Die im Vergleich dazu geringen experimentellen Arbeiten beschäftigten sich bisher damit, überhaupt ihre Existenz nachzuweisen [2,3] bzw. den mittleren Bindungsabstand zu bestimmen [3]. Die Erzeugung der Helium-Dimere wurde dabei durch den Einsatz besonderer Düsenstrahlen erreicht: Heliumgas mit einem Druck von einigen bar expandiert durch eine gekühlte Düse von einigen Micrometern (2-5µm) in eine Hochvakuum-Kammer.
Da auch beim Coltrims-Aufbau am 2,5 MeV Van-de-Graaff-Beschleuniger bisher Düsentrahlen als Target verwendet wurde, konnte diese Technik relativ einfach in den bestehende Aufbau integriert werden. Es war möglich, die Düse (5 µm) mit einer Kupferlitze, die an einem Kaltkopf befestigt ist, auf ca. 23 K zu kühlen.
Die Idee der Messung war es, Reaktionsmechanismen auszuwählen, die ein Dimer doppelt ionisiert. In diesem Fall, so war anzunehmen, zerfällt das Dimer in zwei einfach geladenen Heliumionen. Die Impulse und damit auch die Energie der Fragmente können mit der Coltrims-Messtechnik bestimmt werden. Da der Stoßprozess und die anschließende Dissoziation sehr schnell vor sich geht, lässt sich aus der Energie wiederum sehr leicht der Abstand der beiden Atome zum Zeitpunkt der Reaktion ermitteln. Eine Messung der Abstandsverteilung wird dadurch möglich. Mögliche Reaktionsmechanismen, die für die Messung in Frage kamen, waren hierbei

1.) Transferionisation:
$X^{2+} + He_2 \rightarrow He^+ + He^+ + X^+ + e^-$
2.) Doppelter Elektroneneinfang:
$X^{2+} + He_2 \rightarrow He^+ + He^+ + X^0$

Die Projektile erfahren in beiden Fällen eine Umladung und können dadurch mit Hilfe einer elektrostatischen Ablenkeinheit nach der Reaktion vom Primärstrahl getrennt werden.
Die Wahl des Projektils fiel auf zweifach geladene Argonionen, mit denen man wegen ihrer hohen Masse leicht eine Energie von 25 keV/u und damit eine Geschwindigkeit von 1a.u. erreichen konnte. Dies entspricht in etwa der eines Elektrons im Grundzustand und sollte damit die Wahrscheinlichkeit eines Einfangprozesses erhöhen (kinematischer Einfang). Das Projektil, die beiden Heliumionen und das Elektron (bei der Transferionisation) konnten koinzident nachgewiesen werden.
In einem Spektrum (Abb. 1.), in dem die Flugzeit des ersten Ions gegen die Flugzeit des zweiten Ions gegeneinander aufgetragen werden, lässt sich sehr gut erkennen, ob überhaupt Helium-Dimere erzeugt wurden. Kommen die Helium-Ionen aus einem Dimer, so müssen sie aufgrund der Impulserhaltung auf einer Diagonalen liegen.

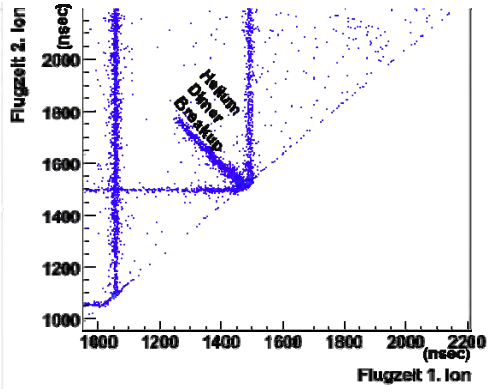


Abbildung 1 : Flugzeit des 1. Ions gegen die Flugzeit des 2. Ions in Nanosekunden. Der Aufbruch zeigt eindeutig, dass Helium-Dimere erzeugt wurden

Die Energie beider Ionen zusammen, der sogenannte Kinetic Energy Release (KER) ist in Abbildung 2 zu sehen. Mit Hilfe der einfachen Formel

$$r = \frac{q_1 q_2}{KER}$$ (alle Größen in atomaren Einheiten)

lässt sich aus den Ladungen der Ionen q_1 und q_2 hieraus der Abstand zum Zeitpunkt der Ionisation berechnen.

Wie man erkennt, weist die Verteilung zwei Maxima auf, was so nicht zu erwarten war, wie die theoretische Abstandsverteilung [1] zeigt.

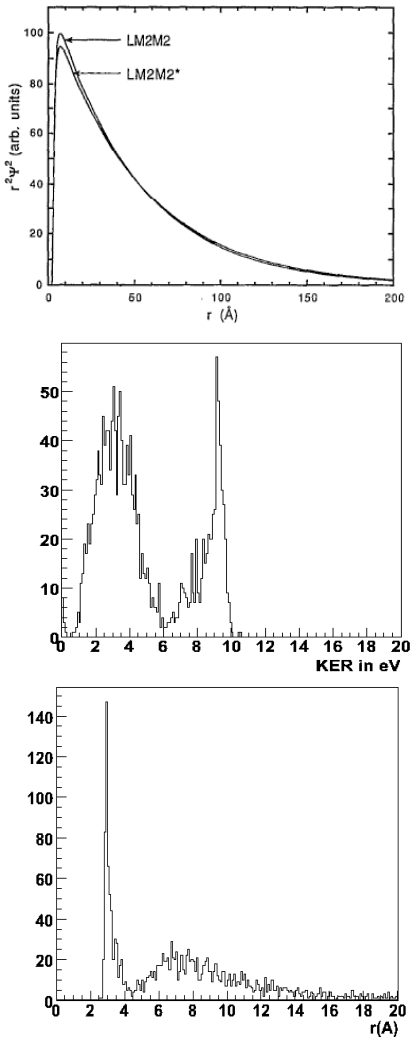


Abbildung 2 oben: theoretisch berechnete Abstandverteilung [10], mitte: KER , unten: die experimentell bestimmte Abstandsverteilung in Angström.

Wie lässt sich ein solche Struktur in der experimentellen Abstandsverteilung erklären? Einen möglichen Erklärungsansatz erhält man, wenn man sich für die jeweiligen Abstände die Impulsverteilungen der Helium-Ionen betrachtet (Abb. 3): Bei Abständen von 2-4 A ist die Impulsverteilung rotationssymmetrisch, während sie bei Abständen größer 4 A eine Ausrichtung bezüglich der Strahlachse zeigt. Das Maximum bei kleinen Abständen könnte sich durch einen Interatomic Coulombic Decay (ICD) ergeben: Das Projektil fängt nur an einem Atom des Dimers ein Elektronen ein und regt es zusätzlich in einen Zustand an. Es kann seine Energie mittels eines virtuellen Photon auf das Nachbaratom übertragen, so dass dieses ionisiert. Andere Experimente aus unserer Arbeitsgruppe mit Helium-Dimeren [4] zeigen, dass dieser Prozess in der Tat bei Abständen zwischen 2-4 A stattfindet.

Bei Abständen größer als 4 A scheint die Transferionisation bzw. der doppelte Elektroneneinfang nur durch einen 2-Stufenprozess möglich zu sein. Die Dimerachse darf nur um einen bestimmten Winkel aus der Strahlachse herausgedreht sein, damit das Projektil mit beiden Atomen des Dimers einzeln wechselwirken kann.

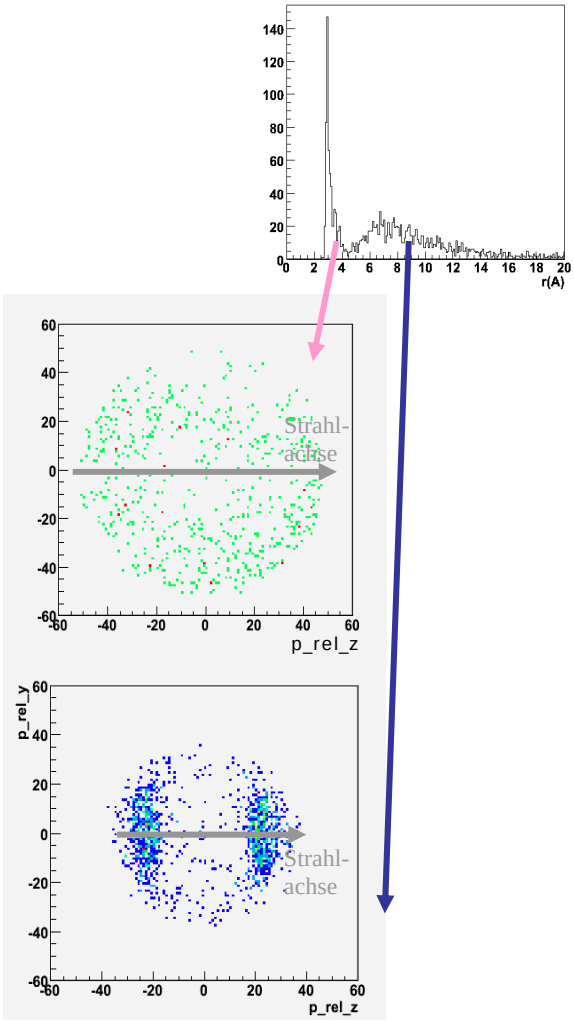


Abbildung 3: oben : die experimentell bestimmte Abstandsverteilung in Angström, mitte/unten : Impulsverteilung mit Bedingung auf die beiden Maxima der Abstandsverteilung.

[1] Luo et al., J. Chem. Phys. 98, 9687 (1993)

[2] W. Schöllkopf and J. P. Toennies, Science 266, 1345 (1994)

[3] Grisenti et al.,Phys. Rev. Letter 85, 2284 (2000)

[4] Tilo Havermeier, „Photoionisation bei Helium-Dimeren“, Jahresbericht 2007

Dissoziativer Elektroneneinfang

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

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

Untersucht wurde die Reaktion

$$H_2^+ + He \rightarrow H_2^* + He^+ \rightarrow H + H + He^+$$

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

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

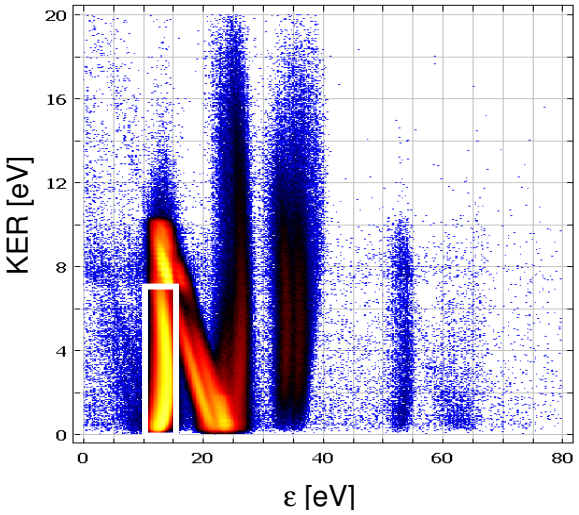


Abb. 1 Unterschiedliche Reaktionskanäle lassen sich anhand des Kinetic Energy Release (KER) und der gesamten Energieänderung ε während der Reaktion unterscheiden (siehe [3]). Der weiße Kasten kennzeichnet den Reaktionskanal, bei dem sich nach dem Elektronentransfer sowohl Projektil als auch Target im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

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

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

Die experimentellen Daten in Abb. 2 (rote Punkte) zeigen Ereignisse, die aus dem mittleren Bereich des weißen Kastens in Abb. 1 stammen (KER zwischen 2 und 3 eV) und bei denen zusätzlich die Molekülachse senkrecht zur Strahlachse stand. Hier tritt ein deutliches Interferenzmuster auf.

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

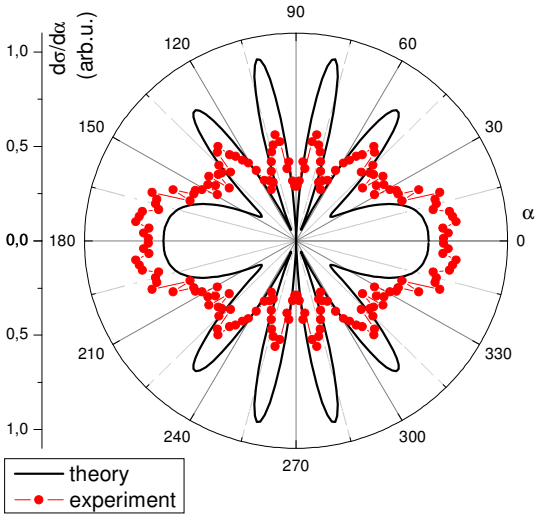


Abb. 2 Experimentelle Daten (rote Punkte) und theoretische Vorhersage (durchgezogene Linie) für Ereignisse mit senkrechter Ausrichtung (80-90°) der Molekülachse zum Strahl. Beide sind integriert über Recoiltransversalimpulse zwischen 6,5 und 8,5 a.u. und einen KER von 2 bis 3 eV (entsprechend einem Kernabstand von 1,20 bis 1,03 a.u.). Die Projektilgeschwindigkeit ist 0,45 a.u. (10 keV H_2^+-Projektilenergie).
Der Graph zeigt den differenziellen Wirkungsquerschnitt als Funktion des Winkels α zwischen Molekülachse und Recoiltransversalimpuls-Vektor.

Referenzen:

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

Radiative Electron Capture to Continuum RECC in Near-Relativistic Collisions

M. Nofal[1,2], S. Hagmann[3], Th. Stöhlker[2] ,D. Jakubassa-Amundsen[4], C. Kozhuharov[2], R. Moshammer[1], J. Ullrich[1], A. Gumberidze[3],U. Spillmann[3], R. Reuschl[3], S. Heß[3], S.Trotsenko[3], D. Banas[3], F. Bosch[3], D. Liesen[3],H. Rothard[5] , R. Dörner[3],

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

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

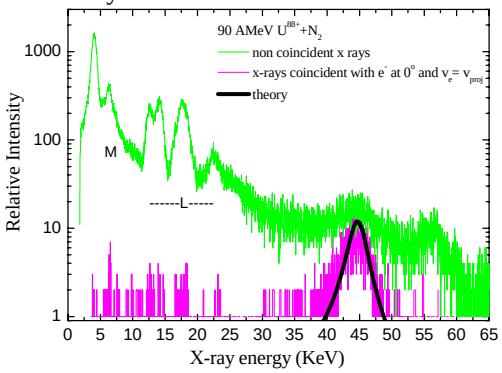


Fig.1: X-ray spectrum detected at θ=90^0 coincident with forward electrons with $v_e \approx v_{Proj}$ compared with theory, a random x-ray spectrum is included for comparison. The calculated photon spectrum is obtained from the four-fold differential cross section by integration over the forward electron acceptance cone and the energy resolution of the spectrometer.

We have investigated the forward electron emission in 90AMeV U^{88+} +N_2 collisions and measured in the ESR coincidences between electrons around $v_e \approx v_{Proj}$ and x-rays. Electrons were analyzed with the imaging forward electron spectrometer and x-rays were detected with a HpGe detector at 90^0 with respect to the beam axis. In the coincident x-ray spectra (Fig.1) we observe for the very first time nearly exclusively photons from the short wavelength limit of the electron-nucleus bremsstrahlung, corroborating identification of the coincident electrons as emerging from the RECC channel. We found a strong asymmetry of the coincident RECC electron momentum distribution which is skewed towards the high energy side of the electron spectrum (Fig.2), as predicted by theory. This asymmetry is opposite to the one found for the non-radiative electron capture to the continuum ECC [5].We note that the half width of the RECC cusp on the low momentum side is only 1.5 a.u, compared to 3.5a.u. for the nonradiative ECC.

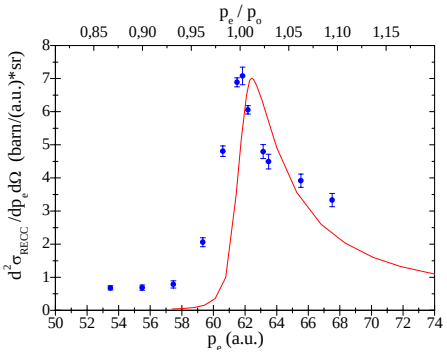


Figure 2 Radiative electron capture to the projectile continuum in 90AMeV U^{88+} + N_2 collisions as a function of the electron momentum in a.u. (lower scale) or as function of the electron momentum in units of p_0, i.e. the momentum of an electron travelling with projectile velocity. The full curve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

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

References

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

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

M. Nofal[1,2], S. Hagmann[3], Th. Stöhlker[2] ,D. Jakubassa-Amundsen[4],Ch. Kozhuharov[2]
[1]Max Planck Institut für Kernphysik, Heidelberg, [2]GSI, Darmstadt, [3]Inst. f. Kernphysik, Univ. Frankfurt, [4] Mathematisches Institut der LMU München

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

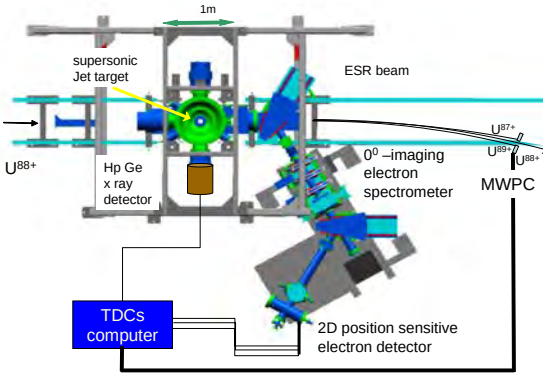


Figure 1: Top-view of the experimental set-up at the supersonic jet target area of the ESR with 0^0-forward electron spectrometer, charge exchange projectile MWPCs and the HpGe x-ray detector at 90^0 with respect to the projectile beam.

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

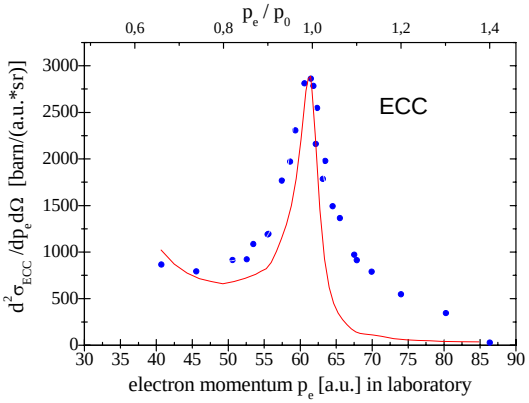


Figure 2 Non-radiative electron capture to the projectile continuum in 90AMeV U^{88+} + N_2 collisions as a function of the electron momentum in a.u. (lower scale) or as function of the electron momentum in units of p_0, i.e. the momentum of an electron travelling with projectile velocity. The full curve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

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

References

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

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

M. Nofal[1,2], S. Hagmann[3], Th. Stöhlker[2,3] , A. Surzhykov[1], S. Fritzsche[4], C. Kozhuharov[2], R. Moshammer[1], J. Ullrich[1], A. Gumberidze[2], U. Spillmann[2], R. Reuschl[2], S. Heß[2], S.Trotsenko[2], F. Bosch[2], D. Liesen[2], R. Dörner[3], H. Rothard[5]

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

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

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

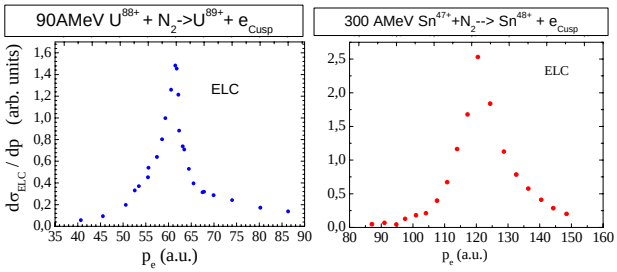


Figure 1a, b: Electron loss to continuum (ELC) cusp measured in 90AMeV U^{88+} + N_2 and in 300AMeV Sn^{47+} + N_2 collisions as function of the electron momentum p_e.

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

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

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

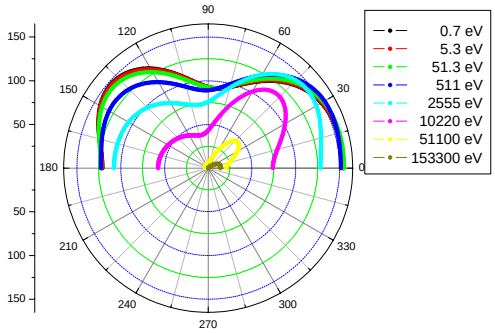


Figure 2: The theoretical DDCS for 2s ionization for U^{88+} in 90AMeV U^{88+} + N_2 as function of projectile frame emission angle and electron energy.

In order to get deeper insight into the dynamics of projectile ionization, we performed also theoretical calculations for the double differential ionization cross section DDCS [3]. In fig.2, we display the DDCS for 2s ionization of U^{88+} at 90AMeV; the emission pattern of the ejected electrons with very low kinetic energy ≤ 50eV is very smooth and exhibits only weakly enhanced humps at about 45^0 and 135^0 in the projectile frame. In fact, such double-peak structure shall reflect the radial behaviour of the 2s wavefunctions since for the ionization of the 1s state (having the same symmetry properties) the DDCS has a single maximum at about 70^0 to 90^0 depending on the continuum electron energy. With increasing electron energy, however, the second peak vanishes and the 2s DDCS exhibits a strong electron emission predominantly in the forward directions.

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

References

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

Ionization of the Projectile in Fast Ion-atom Collisions

M. Nofal[1,2], S. Hagmann[2,3], Th. Stöhlker[2,3], A. Voitkiv[1], B. Najjari[1], A. Surzhykov[1], S. Fritzsche[4], C. Kozhuharov[2], R. Moshammer[1], J. Ullrich[1], A. Gumberidze[2], U. Spillmann[2], R. Reuschl[2], S. Heß[2], S.Trotsenko[2], F. Bosch[2], D. Liesen[2], R. Dörner[3], H. Rothard[5]

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

In relativistic ion-atom collisions electron transfer processes have been at the centre of attention for a variety of reasons, not the least because they are a basic ingredient in relativistic ion accelerator design [1, 2]. Among these transfer processes the electron loss to the projectile continuum appearing as a 0^0-cusp (ELC) merits special consideration. It permits to study in high resolution the dynamics of the ionization for well defined shells of highly charged ionic projectiles with emphasis focusing on continuum states very close to threshold. This provides very sensitive tests of first order theories [3] and has recently received new attention [4].

We have studied forward electron emission in two systems with different projectile Compton profile: U^{88+} + N_2 and Sn^{47+} + N_2 collisions at the supersonic jet-target of the ESR storage ring and report first results for 90AMeV Be-like U^{88+} and 300AMeV Li-like Sn^{47+}. The ELC is identified by measuring coincidences between electrons around $v_e \approx v_{Proj}$ and charge-exchanged projectiles having lost one electron (see Fig 1). Electrons were analyzed with the imaging forward electron spectrometer.

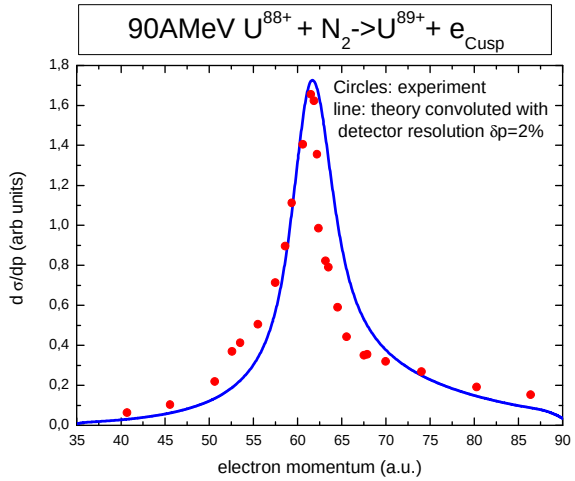


Figure 1: Electron loss to continuum (ELC) cusp measured in 90AMeV U^{88+} + N_2 collisions as function of the electron momentum p_e.

For U^{88+} the theoretical total ionization cross section for 2s ionization of the projectile exceeds the cross section for 1s ionization by more than an order of magnitude; coincident electrons thus may be safely attributed to 2s ionization of the projectile. For U^{88+} the ELC-peak has a longitudinal full width half maximum (FWHM) of 5.6 a.u. of which 1.2 a.u. are instrumental. The peak is nearly symmetric close to the centre but exhibits notable slopes far away from the centre which we tentatively interpret as $2s^2$ – 2pnl excitation with subsequent autoionization.

At higher collision energy and lower binding energies the coincident electrons for incident Sn^{47+} originate from 1s and 2s ionization, unlike in the U case. The ELC peak width for the U^{88+} projectile is longitudinally narrower than for Sn (FWHM=10a.u. for ELC) even though the U(2s) and Sn(1s) Compton profile have nearly comparable width.

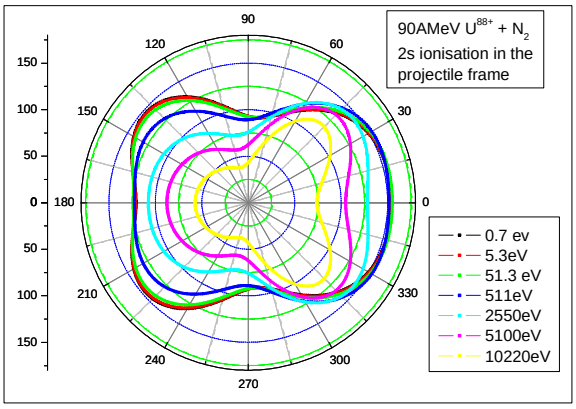


Figure 2: The theoretical DDCS[b/srMeV] for2s ionization of U^{88+} in 90AMeV U^{88+} + N_2 collisions as function of projectile frame emission angle and electron energy.

In order to get more insight into the dynamics of projectile ionization, we performed also theoretical calculations for the double differential ionization cross section DDCS. In Fig.2, we display the DDCS for 2s ionization of U^{88+} at 90AMeV; the emission pattern of the ejected electrons with very low kinetic energy ≤ 50eV is very smooth and exhibits only weakly enhanced humps at about 45^0 and 135^0 in the projectile frame.

In fact, the double-peak structure in Fig 2 reflects the radial behaviour of the 2s wavefunctions since for the ionization of the 1s state (having the same symmetry properties) the DDCS has a single maximum at about 70^0 to 90^0 depending on the continuum electron energy. With increasing electron energy, however, the second peak vanishes and the 2s DDCS exhibits a strong electron emission predominantly in the forward directions.

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

References

1. H. Gould et al, Phys. Rev. Lett.**52** (1984)180
2. P. Thieberger et al, IEEE Tran. Nuc. Sci. **32** (1985)1767
3. A. Voitkiv, N. Gruen, J. Phys. **B34** (2001) 267
4. A. Surzhykov , S. Fritzsche, J. Phys. **B38** (2005) 2711

Ionenquellen- und Beschleuniger Physik

Die Beschleunigeranlagen des Instituts

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

Die Beschleunigerbetriebsmannschaft begrüßt Herrn **Markus Dworak** als neuen Mitarbeiter (seit August 2007).

Berichtsjahr 2006:

Im Berichtszeitraum 2006 konnte der Aufbau der Großgeräte des Instituts weitgehend abgeschlossen werden und an beiden Beschleunigeranlagen der „normale“ Experimentierbetrieb aufgenommen werden. An beiden Anlagen finden auch Experimente im Rahmen des Fortgeschrittenenpraktikums statt. Als neues Großgerät im Rahmen der Förderung durch den Innovationsfonds des Landes Hessen ist der Frankfurter Niederenergiespeicherring (FNSR) hinzugekommen[1,2]. Diese Anlage stellt eine sinnvolle Ergänzung des Angebotes an Ionenstrahlapparaturen für Experimente mit langsamen Teilchen im gesamten Bereich von leichten bis hin zu sehr schweren Ionen dar (z.B. komplexe Moleküle).

2.5MV van de Graaff Beschleuniger

Die Anlage war an 125 Tagen in Betrieb und lieferte Strahlen der Ionen H^+, D^+, He^+ sowie Ar^+ für Experimente zur Materialforschung, zur Dynamik atomarer Systeme und zur Struktur der kondensierten Materie siehe hierzu die einzelnen Beiträge in diesem Bericht). Neben den Experimenten aus dem Institut wurden vor allem auch die beiden Kernphysikmessplätze im Beschleunigercave für Experimente von externen Gruppen Fokussierung von Ionen bei Kanalführung (Channelling) durchgeführt[3]. Um eine möglichst gute Kollimation zu erreichen, wurde am längsten Strahlrohr der Anlage ein (Physikalisches Institut und TU Darmstadt) genutzt. In der Experimentierhalle wurden im Berichtszeitraum zwei Messplätze eingerichtet. Am Strahlplatz 1 werden Experimente zur zweiterStrahlplatz eingerichtet. Hier werden Experimente zur Untersuchung der Dynamik atomarer Systeme mittels Recoilionenspektroskopie (COLTRIMS) durchgeführt [4].

14GHz EZR-(ve)RFQ Anlage

Diese Beschleunigeranlage ist für die Erzeugung hochgeladener schwerer Ionen optimiert. Neben dem bereits seit April 2005 zu Experimenten genutzten Messplatz im analysierten EZR wurde am „Hochenergieende“ (nach der RFQ) ein Messplatz eingerichtet, an dem Experimente im Rahmen der Beschleunigerentwicklung durchgeführt werden sollen (Zeitstruktur, Emittanz etc). Hier stehen Energien bis 200keV/u mit einem Zeitfaktor von 10% zur Verfügung. Außerdem wird dieser Messplatz regelmäßig im Rahmen des Praktikums genutzt (Bestimmung der Ionenflugzeit, Messung von Detektorparametern)[3]. Am „Niederenergiestrahlrohr“ der Anlage (EZR Strahl ohne Nachbeschleunigung) wurde der Aufbau eines Messplatzes zur Bestimmung atomarer und molekularer Dynamik (COLTRIMS) weitgehend abgeschlossen. Erste Messungen werden 2007 durchgeführt werden[5]. Die Anlage hat im Berichtszeitraum Strahlen der Ionensorten Xe, Ar, O_2, $^{15}N_2$, ^4He, an Experimente geliefert.

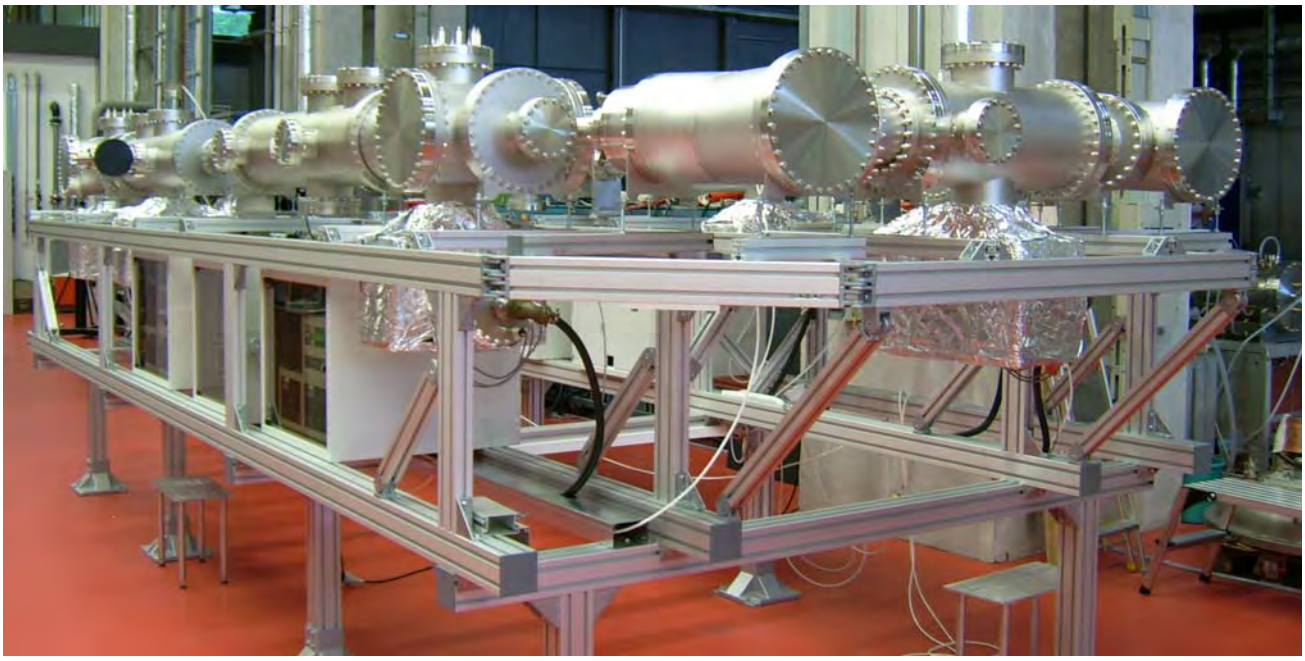


Abbildung 1: Der Rezipient des FNSR nach dem Aufbau in der Experimentierhalle des IKF (August 2006)

FNSR- Frankfurter Niederenergiespeicherring

Der Rezipient des neuen Speicherrings wurde Mitte 2006 geliefert und aufgebaut (siehe Abbildung 1). Abmessungen und Untergestelle des Systems sind so konstruiert, dass der Ring trotz seines Umfangs (16m) in angepumptem Zustand transportiert werden kann und somit auch an Messplätzen an anderen Beschleunigern und Laboratorien zum Einsatz kommen kann, ohne das Vakuum zu brechen. Zurzeit wird der Rezipient hinsichtlich seines Grundvakuums getestet.

Um Endvakua von deutlich unter $1.0x10^{-10}$ mbar zu erreichen, muss der Ring mit Temperaturen von bis zu 250 °C ausgeheizt werden. Um Kosten zu sparen, haben wir auf den üblicherweise hierzu eingesetzten „Maßanzug“ aus Heizmanschetten verzichtet und haben statt dessen einen Tunnel (siehe Abbildung 2) aus speziellen feuerfesten Platten (Vermiculite®) um den Ring gebaut, der über herkömmliche Röhrenheizköper geheizt wird. Die dadurch erreichte Kostenersparnis von ca. 30k€, musste allerdings durch erhöhten Arbeitsaufwand bezahlt werden, der durch die Konstruktion und den erstmaligen Aufbau des Tunnels notwendig wurde. Der Tunnel ist nunmehr fertig gestellt und erste Tests zeigen, dass Temperaturen von deutlich über 250°C bei Heizleistungen von 16-20kW erreicht werden können. Der Tunnel hat dabei den Vorteil einer sehr homogenen Temperaturverteilung.

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

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

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

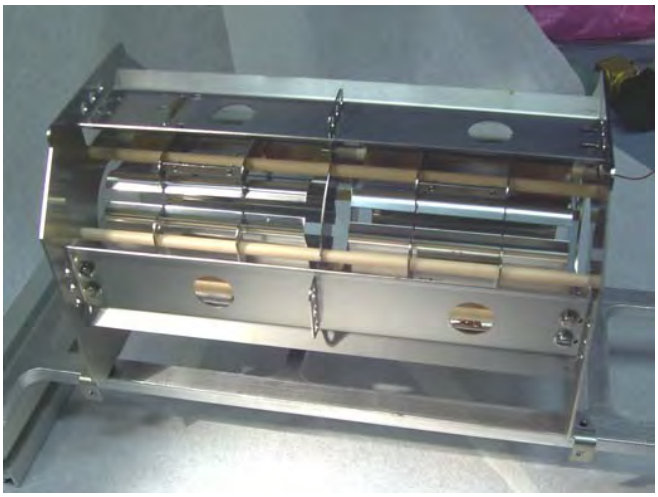


Abbildung 3: Ein Testmodul für ein Quadrupoldublett. Alle Metallteile sind aus UHV-tauglichem Edelstahl mittels Laserschneidens hergestellt. Als Isolatoren dienen Keramikrohre aus Friatlit®.

Referenzen:

[1] K. E. Stiebing, R. Dörner, A. Schempp, H. Schmidt-Böcking, V. Alexandrov, G. Shirkov, Jahresbericht IKF 2004/2005 IKF-65, S 87 ;

[2] V.S. Aleksandrov, N.Yu. Kazarinov, V.F. Shevtsov, R. Doerner, H. Schmidt-Boecking, K.E. Stiebing, A. Schempp. “Optical Scheme of an Electrostatic Storage Ring”, EPAC’06, Edinburgh, UK (2006)

[3] J.D. Meyer dieser Bericht

[4] J. Tietze dieser Bericht

[5] N. Neumann dieser Bericht

Berichtsjahr 2007:

2.5MV van de Graaff Beschleuniger Die Anlage war an 163 Tagen in Betrieb und lieferte Strahlen der Ionen H^+, D^+, He^+, He^{2+}, Ar^+ sowie Ar^{2+} für Experimente zur Materialforschung, zur Dynamik atomarer Systeme und zur Struktur der kondensierten Materie. Zurzeit wird ein weiterer Messplatz am Strahlrohr 1 aufgebaut, an dem Ion-Photon Experimente (Kreuzung des Beschleunigerstrahls mit dem Strahl des Ultrakurzzeit Pulslasers) geplant sind[1]. Hierfür wurden sowohl die Medien für die neuen Strahlrohrbänke bereitgestellt, als auch ein neues Pumpsystem für die Vakuumkammer des Ablenkmagneten im Strahlrohr 1 aufgebaut und in Betrieb genommen. Erste Tests zeigen, dass die vom Experiment geforderte Strahlqualität an diesem Messplatz erreicht werden kann. Der Experimentierbetrieb wird 2008 aufgenommen.

14GHz EZR-(ve)RFQ Anlage Diese Beschleunigeranlage wurde auch im Berichtszeitraum zu diversen Experimenten zur Dynamik atomarer und molekularer Systeme[2] und zu Experimenten zur Physik der Plasmen und Ionenstrahlformierung an EZR-Ionenquellen genutzt[3]. Der Messplatz am Hochenergie- Strahlrohr dieser Anlage (200keV/u) wird außerdem standardmäßig im Rahmen des Fortgeschrittenen-Praktikums genutzt. Die Anlage hat im Berichtszeitraum Strahlen der Ionensorten Xe^{n+}, Ar^{n+}, O^{n+}, N^{n+}, $He2^{+}$ und H^{+} geliefert.

FNSR- Frankfurter Niederenergiespeicherring
Die Inbetriebnahme des Vakuumsystems (Rezipient, Pump- und Ausheizsystem) ist abgeschlossen. Der gesamte Rezipient konnte bis auf ein Grundvakuum deutlich besser als 10^{-10} gebracht werden. In ausgeheizten Teilbereichen des Rings wurden Vakua im Bereich einiger 10^{-12} erreicht.

Konstruktion und Aufbau der elektrostatischen Ionenoptik- und Diagnoseelementen werden von den Mitarbeitern der Beschleunigerabteilung durchgeführt. Bei diesen Elementen handelt es sich um Quadrupollinsen, Parallelplattenablenkern sowie Zylinderplattenablenkern. Alle Elemente werden aus Edelstahlblechen (DIN 1.4301) mittels Laserschneiden und Kaltverformung bei einer Spezialfirma hergestellt und im Institut zusammengebaut. Als Isolatoren kommen ausschließlich Rohre aus Aluminiumoxidkeramik zum Einsatz. Alle elektrischen Verbindungen werden mit Kupferdrähten aus hochreinem OF-Kupfer ausgeführt, das zur Isolation in den Al_2O_3 – Rohren geführt wird. Erste Versuche mit einem vollständig aufgebauten Quadrupol Triplett in einer ausheizbaren Testkammer ergaben, auf dem Niveau von $1x10^{-10}$ mbar, keinen messbaren Einfluss auf das Endvakuum vor und nach dem Einbau des Tripletts.

Die mechanische Genauigkeit bei der Herstellung der ionenoptischen Elemente spielt für den Speicherring eine essentielle Rolle, da eine zu ungenaue Fertigung zu Verkürzungen der Speicherzeiten für die Ionen im Ring führen kann. Die erreichte absolute Genauigkeit für ein reales Quadrupol Triplett wurde mit Hilfe eines Präzisions-Messarms zu kleiner als ± 0.02mm bestimmt. Das entspricht einer relativen Genauigkeit von ca. 10^{-4} bezogen auf den Durchmesser bzw. die Länge eines Singuletts. Dieser Wert ist weit besser als die Genauigkeit, die mit der Relativjustierung der Elemente zueinander im Ring erwartet werden kann.

Ein weiteres wichtiges Kriterium ist die Reproduzierbarkeit der Justierung im Ring, etwa vor und nach dem Ausheizen. Hierzu wurden Versuche mit demselben Triplett in einer der Kammern des Rings durchgeführt. Bei Relativmessungen mit dem optischen Präzisionsteleskop vor und nach dem Ausheizen (2 Tage bei 250°C) konnte keine messbare Veränderung der Einbaulage des Tripletts im Ring festgestellt werden. Zur Kontrolle wurde hierbei die Vakuumkammer mit Mikrometerschrauben hinsichtlich ihrer Ausdehnung und Lage kontrolliert. Die dabei deutlich messbare Ausdehnung der Kammer beim Ausheizen erwies sich im Rahmen der Messgenauigkeit als vollständig reversibel.
Im Berichtszeitraum wurde die Anbindung des Speicherrings an die bestehende Infrastruktur mit der Projektierung des Injektionskanals vorbereitet[4]. Dieser dient zunächst als Testbank für die ionenoptischen Elemente des Rings (Abb. 1).

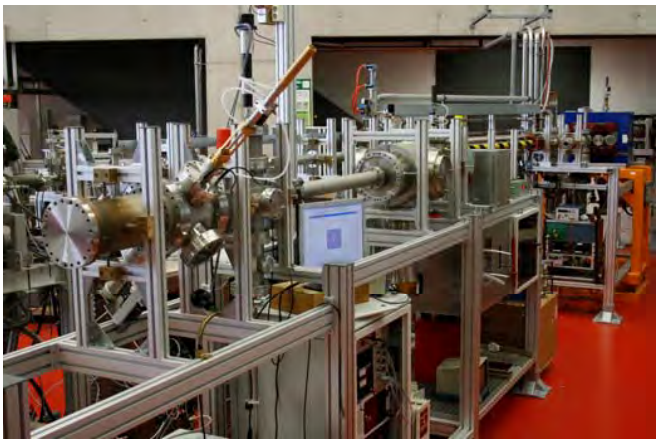


Abbildung 1: Die „FNSR-Testbank“ ist mit einer Penning Ionenquelle sowie mit einem Strahlprofil- u. Emittanzmesssystem[5] (im Vordergrund) ausgestattet.

Referenzen:

1 M. Odenweller et al. dieser Bericht, S. 96
2 N. Neumann, et al. dieser Bericht, S.77, 78
3 K.E. Stiebing et al. dieser Bericht „Ambipolarity”, S. 95
4 K.E. Stiebing et al. dieser Bericht „Injection line“, S.97
5 K.E. Stiebing et al. dieser Bericht „Profil Monitor“, S. 98

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

Fortgeschrittenen Praktikum am Institut für Kernphysik

J. D. Meyer

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

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

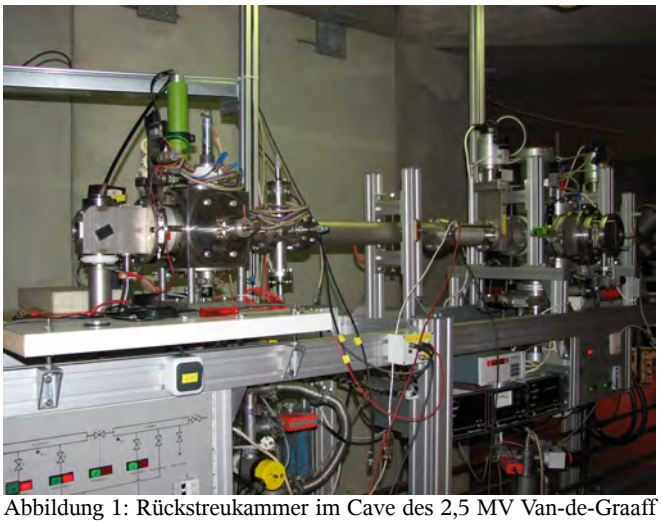


Abbildung 1: Rückstreukammer im Cave des 2,5 MV Van-de-Graaff Beschleunigers

Die Streukammer des FP ist an Kanal 5 im Cave aufgebaut, da an dieser Kammer auch Messungen interner bzw. externer Forscher zur Materialanalyse bzw. Materialbestrahlung stattfinden, die zum Teil ionisierende Strahlung erzeugen.
Im FP wird an Hand der rückgestreuten He-Ionen verschiedener Eichtargets , zB. dünner Schichten aus Au, Ag bzw. Cu auf Kohlenstoff ein Pulshöhenanalysator kalibriert, der aus einer Kombination von Halbleiter-Detektor, Vor- und Hauptverstärker und Vielkanalanalysator besteht.
Aus den aufgezeichneten Spektren wird die Dicke der Eichtargets ermittelt. Ferner wird die Oberflächen-Konzentration eines inhomogenen SiGe-Mischkristalls an drei verschiedenen Stellen bestimmt.
Bei mehreren den Praktikanten unbekannte Targets wird fernerhin eine Elemetidentifikation durchgeführt und die oberflächennahe Konzentration der Konstituenden bestimmt.
Die Wechselwirkung schneller Ionen mit Materie, der Energieverlust von geladenen Teilchen beim Durchgang durch Materie, der sog. kinematische Faktor und die Methode der Element- und Konzentrationsbestimmung durch diese Spektroskopie sind ein Lernziel dieses 2-tägigen Versuches.

Literatur:

W.R. Leo , Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments; Springer Verlag, Heidelberg
J.R. Tesmer, M. Nastasi, Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis (MRS 1995)
WEB, wiki/Kategorie: Beschleunigerphysik

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

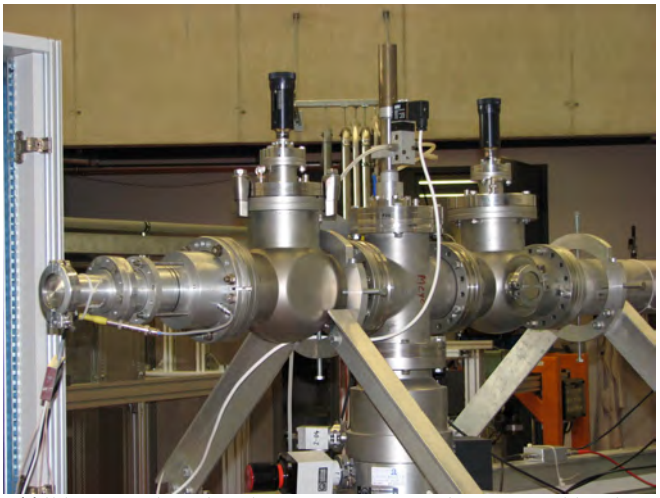


Abbildung 2: Flugzeitspektrometer am EZR / RFQ Beschleuniger. Am Ende des Strahlrohrs befindet sich die Ta-Folie und der Halbleiter-Detektor. Mit Hilfe der Drehdurchführungen (in der Abb. schwarz) werden die C-Folien in den Strahlengang gebracht, gleichzeitig werden auch die MCP-Detektoren nach unten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

Zunächst wird mit Hilfe der von einer Am241-Quelle emittierten AlphaTeilchen die Energie eines Pulshöhenanalysators kalibriert, der aus der typischen Kombination von Halbleiter-Detektor, Vor- und Hauptverstärker und Vielkanalanalysator besteht. Im Folgenden wird die Ta-Folie am Ende des Strahlrohrs mit Argon-Ionen aus der EZR/RFQ beschossen und mit dem Halbleiter-Detektor die von Folie rückgestreuten Ionen spektroskopiert. Wegen des Pulshöhendefekt des Halbleiter-Detektors für schwere Ionen ist die so nachgewiesene Energie der Argon-Ionen zu klein.
Daher soll im zweiten Teil des Versuches die Energie der Ar-Ionen aus der Flugzeit über eine bekannte Strecke bestimmt werden. Hierzu lassen sich in den Strahl zwei Kohlenstoff-Folien einfahren. Beim Durchgang eines Ions durch die erste Folie werden Elektronen emittiert, die mit Hilfe des Multi-Channel-Plate-Detektors nachgewiesen werden und als Startsignal der Zeitmessung dienen. Beim Passieren der zweiten Folie werden ebenfalls Elektronen emittiert, die als Stoppsignal genutzt werden. Aus der Differenz zwischen Start und Stoppsignal wird die Laufzeit über die Strecke ermittelt. Diese Messung wird für Strecken von 2,28 m bzw. 2,75 m, d.h. für eine Start– und zwei verschiedene Stopp-Positionen durchgeführt. Die Signalverarbeitung geschieht durch Signalkoppler, schnelle Hauptverstärker, Constant-Fraction-Verstärker (CF) und Time-to-Pulsheight-Converter (TPHC) .

The Influence of Ambipolarity on Plasma Confinement and the Performance of Electron-Cyclotron Resonance Ion sources (ECRIS)

K. E. Stiebing, L. Schachter*, S. Dobrescu*,
*National Institute for Physics and Nuclear Engineering, Bucharest, Romania

A very efficient method to improve the extracted ion currents from an Electron Cyclotron Resonance Ion Source (ECRIS) is to insert a specially processed metal-dielectric structure into the plasma chamber. A MD-structure positioned inside the plasma chamber of an ECRIS in such a way, that it is hit by loss particles form the plasma, is generally a strong emitter of electrons into the plasma, whereas a MD-structure at the same time is also a perfect insulator for currents from the plasma to the plasma chamber walls. This blocking of wall currents is essentially a partial restoration of the plasma ambipolarity, which has been suggested to be basically the best configuration to create highly charged ions in an ECRIS[1]. At the Frankfurt 14 GHz ECRIS, we have carried out dedicated experiments to further investigate this idea by subsequently installing MD-structures at the biased disk, the extraction electrode, and at the radial plasma chamber walls of the source (denoted here as MD-disk, MD-electrode and MD-liner respectively), which in its standard configuration is fully stainless steel. Charge state spectra (CSD) for pure argon as working gas, optimized for production and transport of Ar^{12+} ions, were measured after magnetic analysis. Microwave powers of 600 watts were used at typical gas pressures of 10^{-7} mbar inside the source and distinctly better in the extraction channel.

As we have demonstrated in an earlier experiment[2], installing the MD-structure at the injection side is a safe way to separate the change of ambipolarity from the effect of enhanced secondary electron emission, which essentially is not present at this position. In fig. 1 charge state distributions (CSD) for the standard biased disk are presented in comparison with the CSD of the MD-disk. Comparing the CSD for the standard disk with and without voltage, a clear “biased disk effect” is reflected by the increase of the ionic currents of all charge states, when the disk bias is optimized, which is readily explained in terms of improved extraction conditions, however, without significant changes of the plasma parameters. In contrast to this, the MD-disk changes the CSD drastically. The much flatter slope over all charge states indicates much higher relative ion production rates than for the standard disk. In particular, the enhancement at high charge states demands much larger plasma ion dwell times (for the step by step ionization) and hence a much better ion confinement. Since all rates are related, also the low charge state production is enhanced by the better confinement. Therefore the MD-disk produces CSD which are much closer to the equilibrium CSD of plasmas without extraction than the CSD for the standard disk, where the ion dwell times in the plasma are reduced by compensating wall currents. We may therefore conclude that the change in slope has to be ascribed to the (partial) “cutting” of these wall currents and hence to a partial restoration of ambipolarity.

In fig. 2 the CSD for the different MD-configurations are compared. Te broad slopes of all three CSD indicate that for all MD-configurations the ambipolarity is partially restored. However, compared to the MD-disk the CSD from the MD-liner now is depleted at lower charge states and enhanced at higher charge states. This behavior is typical for plasmas with enhanced electron density and temperature (change of plasma parameters) as one would expect for secondary electron emission by impact of plasma-loss particles onto the MD-surfaces.

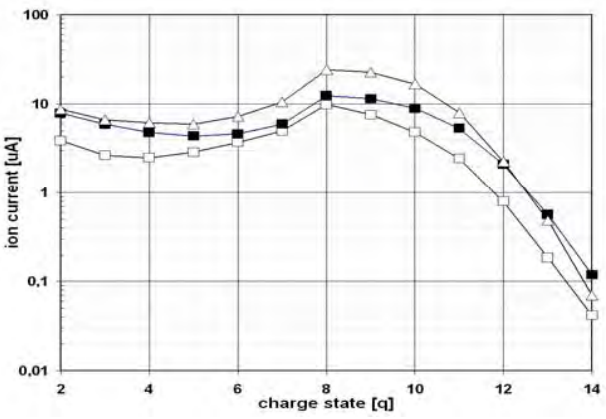


Figure 1: CSD for the standard biased disk at U_{bias}=0V (open squares), for optimized bias voltage U_{bias}=300V(open triangles) and for the MD-disk (full squares).

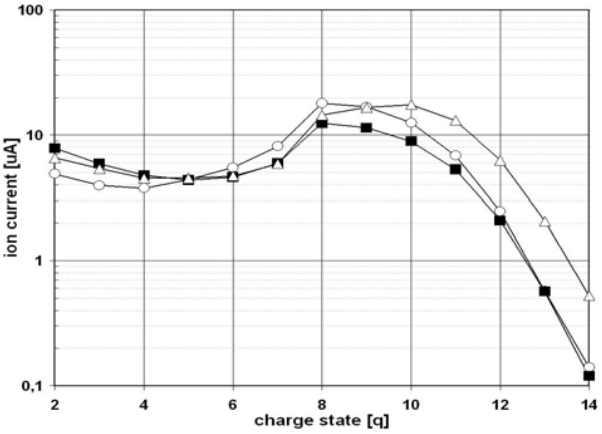


Figure 2: CSD for three different MD- configurations: MD-electrode (open circles), MD-disk (full squares) and MD-liner plus MD-electrode (open triangles).

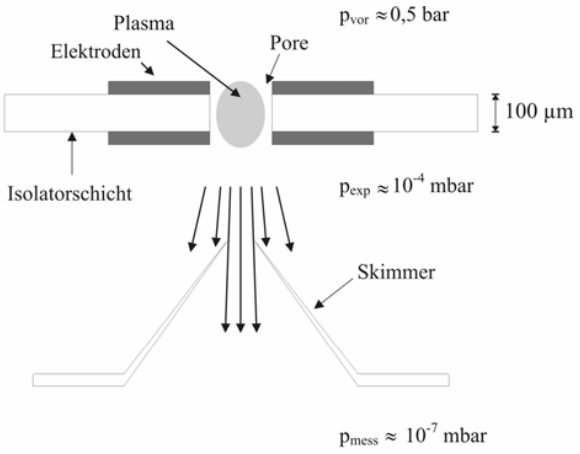
[1] A. G. Drentje, U. Wolters, A. Nadzeyka, D. Meyer and K. Wieseman, Rev. Sci. Instrum. 73,516, 2002

[2] L. Schachter, S. Dobrescu, and K. E. Stiebing, 16th International Workshop on ECR Ion Sources, ECRIS'04, Berkeley ,California, (September 2004), AIP Conference Proceedings,749,211

Erzeugung negativer Ionen mit einer Mikrostruktur-Ionenquelle

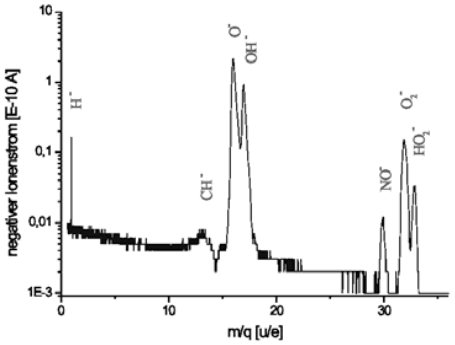
M. Odenweller, S. Schößler, T. Jahnke, H. Schmidt-Böcking und R. Dörner

In vielen Bereichen der Physik aber auch der Technik kommen Ionenquellen zum Einsatz. Während es jedoch ein überreiches Angebot an Quellen für positive Ionen gibt, finden sich nur vergleichsweise wenige Quellen für negative Ionen. Basierend auf einer bestehenden Mikrostuktur-Ionenquelle, mit der bisher positive Ionen erzeugt wurden [1], konnte eine äußerst kompakte Quelle für Anionen entwickelt werden.
Herz der Ionenquelle ist eine so genannte Mikrostruktur-Elektrode, bei der zwei Wolframelektroden durch eine 100 µm dünne Keramikschicht elektrisch isoliert werden.
Eine Pore, die durch alle drei Schichten mit einem Laser gebohrt wird, dient zugleich als Düse für eine Überschall-Gasexpansion und als Volumen, in dem die Entladung brennt. Aus dem sehr geringen Elektrodenabstand resultieren auch bei vergleichsweise niedrigen Spannungen unter 1000 V ausreichend hohe Felder, um eine selbstständige Gasentladung bei Drücken von 0,1 bar bis hin zu mehreren bar zu gewährleisten. Mit Hilfe einer so generierten Entladung lassen sich die Bedingungen für die Bildung zahlreicher negativer Ionen schaffen.
Durch eine Kombination mit der durch genügend großen Druckgradienten generierten Überschall-Gasexpansion, werden die Ionen in den Bereich des niedrigeren Druckes getrieben, es entsteht ein Plasmajet.



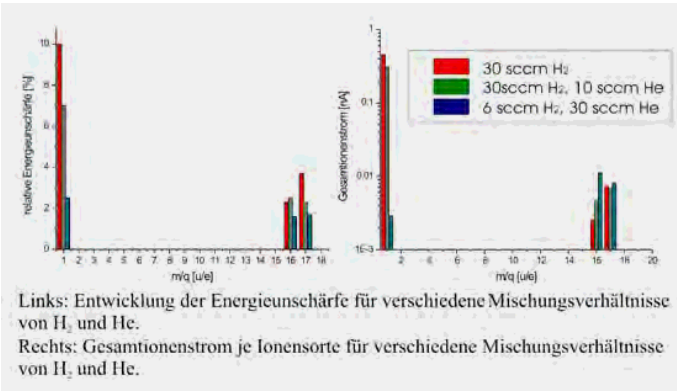
Funktionsprinzip der Ionenquelle. In einem sehr kleinen Gasvolumen wird über eine Gleichspannungsentladung ein Plasma erzeugt. Die Strömung auf Grund des starken Druckgradienten drückt das Plasma aus der Pore und es entsteht ein Plasmajet.

Im weiteren Verlauf werden die Ionen beschleunigt, mittels eines doppelfokussierenden 90° Ablenkmagneten analysiert und anschließend mit einem Faraday-Cup gemessen.
Es können atomare Anionen wie H^- oder O^- auf sehr einfache Weise hergestellt werden. Des Weiteren gelingt es, eine Reihe molekularer Ionen zu erzeugen, wie etwa CH^-, NO^-, O^- und HO_2^-. Da als Grundlage nur elementare Gase benutzt wurden, wird die Bildung von zum Beispiel NO^- in der Regel über zwei oder mehr aufeinander folgende Prozesse verlaufen.



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

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



Links: Entwicklung der Energieunschärfe für verschiedene Mischungsverhältnisse von H_2 und He.
Rechts: Gesamtionenstrom je Ionensorte für verschiedene Mischungsverhältnisse von H_2 und He.

Auf Grund des Zusammenhangs zwischen Ionenausbeute und Energieschärfe liegt die Vermutung nahe, dass die Energieschärfe im Wesentlichen von der Stromdichte und der damit zusammenhängenden Divergenz durch Raumladung abhängt.
Die Ionenquelle ist in der Lage, sowohl negative als auch positive Ionen in einem Prozess zu produzieren und beide Ionensorten gleichzeitig zu emittieren. Eine Separation findet erst unter Einfluss eines elektrischen
Feldes statt.
(Für weitere Informationen und Ergebnisse siehe [2]).

Referenzen:

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

The Injection Line for FNSR

K. E. Stiebing, W. Dilfer, M. Dworak, P.Ziel , V. Alexandrov*, N. Kazarinov,*
*Joint Institute for Nuclear Research, PPL JINR, Dubna, Russia

The electrostatic storage ring for low-energy ions (FNSR)[1] as an universal tool for the investigation of dynamics in atomic and molecular collisions will be supplied with ions from different ion generators (one of them being the 14GHz ECRIS). Before injected into the ring, these ions have to be analyzed and their injection conditions have to be matched carefully to the lattice of FNSR. As the 14GHz ECRIS is planned as the main injector into the ring, the 116-degree beam line at the ECRIS-RFQ installation will be used for that purpose.

In order to utilize the wide dynamical range of an electrostatic device like FNSR a sufficiently powerful magnetic analyzer for the momentum selection of the ions is necessary. Therefore the 45° dipole magnet from the former 7.5MeV van de Graaff installation (radius of curvature = 2.0 m) will be installed as analyzer. This instrument allows analyzing ions with mass to charge ratios of A/q ≤ 6800 at the ring's design energy of 50keV. In order to match the ion injection into the ring, the injection line has to be supplemented by combinations of electrostatic lenses and parallel plate deflectors. A sketch of the injection line, after optimization by the MAD8-code[2] (CERN) is given in fig.1.

The result from the optimization by means of MAD8 is displayed in fig.2. One electrostatic quadrupole triplet (singlets Q1,Q2,Q3 of fig. 2) before the 45°-analysing magnet and an extended section of two doublets (singlets Q4-Q7 of fig. 2) prior to the final deflection by 19.2° into the ring are necessary to match the beam to the entrance conditions of the ring. The final deflection is separated into two deflections by 9.6° each by means two parallel plate deflectors (PPD) in order to avoid too large plate distances with their unfavorable fringing field conditions.

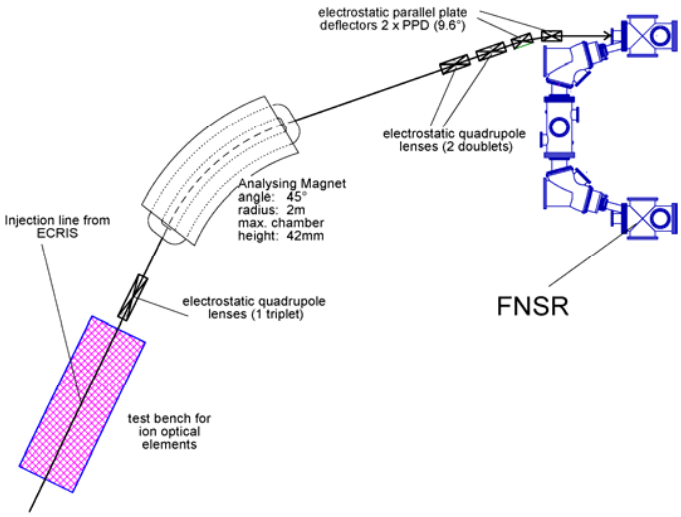


Figure 1: The design of the injection line into FNSR

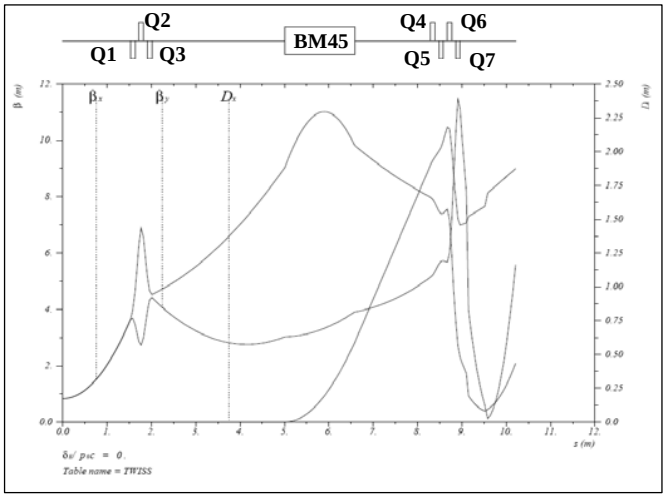


Figure 2: The lattice (above, see also fig. 1) and the lattice functions (graphics) for the injection line into FNSR (since the PPD represent only drift sections, they are not shown as separate elements here).

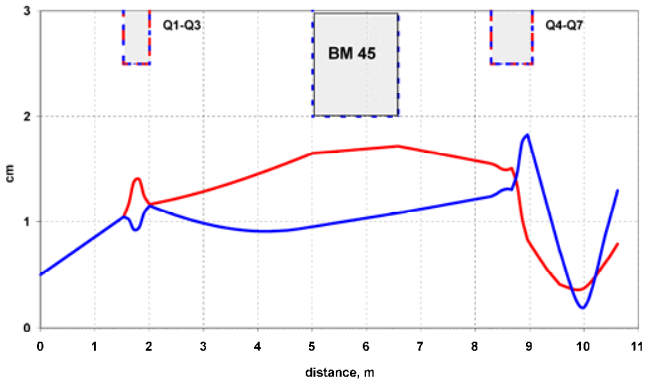


Figure 3: Vertical (red line) and horizontal (blue line) beam dimensions together with the channel apertures (upper inserts).

References

1 K.E. Stiebing et al., Jahresbericht 2005/2005, S.87, see also: V.S. Aleksandrov, et al. Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Scotland (2006), TULPS029, p.1553
2 F.C. Iselin and J. Niederer, The MAD Program, CERN/LEP-TH/88-38, Geneva, Switzerland (1988)

FNSR is supported by "Innovationsfonds der Hessischen Landesregierung". The calculations presented in this article were supported by Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) in the frame of „Wissenschaftlich Technische Zusammenarbeit" (WTZ: RUS 05/A21).

Neue Entwicklungen zum Emittanz- und Profilmonitor

K. E. Stiebing, S. Enz, T. Kruppi, W. Dilfer, M. Dworak, P. Ziel

Die Entwicklung immer leistungsfähigerer Elektron Zyklotron Resonanz (EZR-) Ionenquellen für hochgeladenen Ionen macht eine sorgfältige Konzeption der Extraktion und der Niederenergiestrahlführung (**L**ow- **E**nergy **B**eam **T**ransport) wichtig. Die Quellen der neuesten Generation[1,2] sind mit sehr starken Magnetfeldern (supraleitende Solenoid- und Multipolspulen) ausgestattet um bei Mikrowellenfrequenzen im Bereich 18-30GHz betrieben werden zu können. Erwartungsgemäß werden aus diesen Quellen höchste Ströme sehr hochgeladener Ionen extrahiert[2]. Ein Problem stellt dabei die Strahlformierung noch im Bereich der sehr hohen Randfelder der Magnetischen Falle, sowie die geeignete Konstruktion der LEBT[3] zum Transport der hohen Ströme dar. Eine Optimierung dieser Quellen darf sich daher nicht nur auf die Messung der integralen (maximalen) Ströme sowie der Emittanz beschränken, sondern muss die differentiellen Strahlparameter berücksichtigen.

ereits bei der EZR-RFQ Anlage des Instituts, führten diese Probleme zu einer merklichen Verschlechterung der Transmission durch die RFQ-Struktur. Verglichen mit Strahlstrommessungen am Eingang der RFQ, sind die Ströme hinter der RFQ um ca. 50-70% zu gering. Um dieses Problem systematisch anzugehen, haben wir im Institut bereits frühzeitig einen Monitor entwickelt der in der Lage ist, sowohl die Emittanz als auch das laterale Strahlprofil zu messen[4]. Bei der Konstruktion wurde Wert auf eine einfache Handhabung und den universellen Einsatz des Systems gelegt. In den Strahlanlagen des Instituts sind mittlerweile drei Systeme eingebaut, eines davon im Injektionskanal für den Niederenergie-Speicherring FNSR[5], der zurzeit als Testbank für die ionenoptischen Elemente des Rings eingesetzt wird.

Um das System noch bedienerfreundlicher zu machen wurde das Datenaufnahme- und Analyseprogramm überarbeitet, sodass Strahlgröße sowie Fläche und Lage der Emittanz nun direkt abgelesen werden können. Hierzu war bisher eine offline Analyse notwendig. Zur Weiterverarbeitung werden die Daten, getrennt nach Profil und Emittanz, in Dateien abgelegt, um sie weiteren Analysen zuzuführen. So können z.B. die Emittanzverteilungen im Programm „EAS“[6] hinsichtlich ihrer „Twiss“ Parameter untersucht werden.

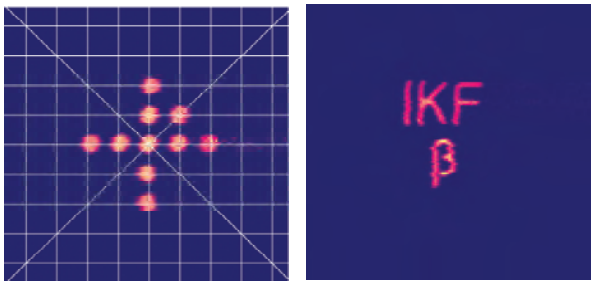


Abbildung 1, links: Messung des Strahlprofils durch eine Lochmaske (3mm Durchmesser, Abstand 6.5mm). Überlagert (weiß): Raster mit einem Linienabstand von 6.5 x 6,5 mm^2. ***rechts***: Messung durch eine Maske mit Schriftzug.

Um die Auflösung und Linearität des Systems zu testen, wurden verschiedene Masken hergestellt und Messungen mit dem Protonenstrahl der Penning-Ionenquelle auf der FNSR - Testbank durchgeführt. In den Abbildungen sind Beispiele dargestellt. Der Scanbereich beträgt jeweils 60x60 mm, der Protonenstrahl (15keV) wird zusätzlich durch eine runde Eintrittsblende begrenzt.

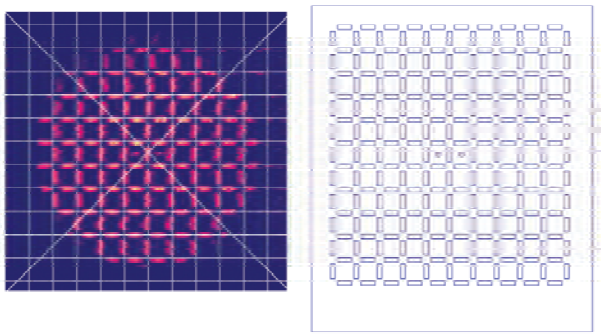


Abbildung 2: Strahlprofil gemessen durch eine Gittermaske (rechtes Teilbild). Die Gittermaske hat ein Rastermaß von 5 mm und besteht aus Teilschlitzen der Breite 1mm und der Länge 3 mm. Mittig sind zwei Bohrungen (Ø= 1mm) angebracht. Das dem Profil überlagerte Raster (weiß) besitzt einen Linienabstand von 5.0 x 5.0 mm^2.

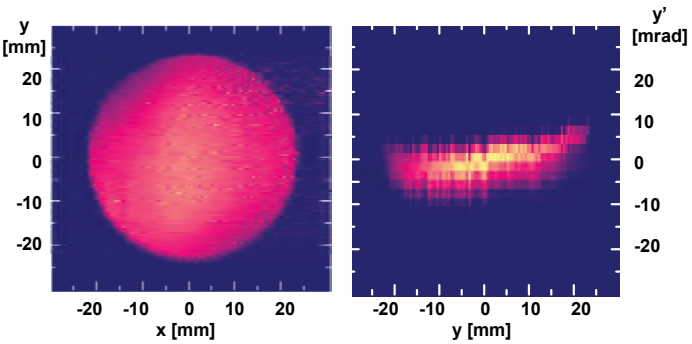


Abbildung 3: x-y Profil (links) und y-y'-Emittanz (rechts) des vollen Protonenstrahls. Die gezeigte Emittanzfläche beträgt 264 mm mrad.

Referenzen

1 Ciavola *et al.* Rev. Sci. Instrum. **79**, 02A326 (2008)
2 Leitner *et al.* Rev. Sci. Instrum. **77**, 03A302 (2006)
3 Spädtke *et al.* Rev. Sci. Instrum. **79**, 02A716 (2008)
4 K.E. Stiebing et al., Jahresbericht 2003, IKF-64, S. 82
5 K.E. Stiebing et al., Jahresbericht 2004-05, S. 87
6 Emittance Analysis System (EAS) Accelerator Physics Group Codes Spallation Neutron Source (SNS) <www.sns.gov/APGroup/Codes/Codes.htm >

RBS Investigations of Layered Targets for SIS18 Beam Loss Collimators *

M. Bender[1], H. Kollmus[1], W. Assmann[2], R. Dörner[3], B. Kindler[1], B. Lommel[1], and H. Reich-Sprenger[1]

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

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

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

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

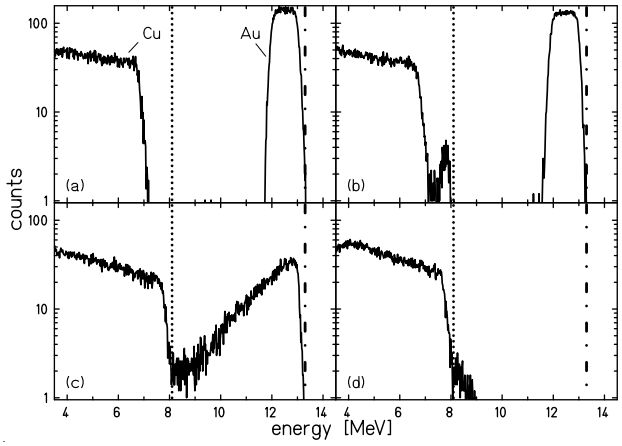


Figure 1: RBS measurements of copper with 200 nm gold coating using 16.8 MeV $^{12}C^{2+}$ ions and a scattering angle of 170 degrees: (a) as prepared, (b) - (c) after heating at 300° C for different times (see text).

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

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

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

References

[1] H. Kollmus et al., GSI Scientific Report 2005 (2006)

[2] H. Kollmus et al., GSI Scientific Report 2006

[3] M. Mayer, Report IPP 9/113, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany (1997)

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

Desorption Yield Measurements of Copper Characterized using UHV-ERDA *

H. Kollmus[1], M.Bender[1], W. Assmann[2], R. Dörner[3], and H. Reich-Sprenger[1]
[1]GSI, Darmstadt, Germany; [2]LMU, München, Germany; [3]IKF, Frankfurt, Germany

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

Two targets, with a size of 50 x 50 mm^2, were cut out of the same piece of 99.95% oxygen free high conductivity (OFHC) copper. Target (A) was lapped in the target laboratory of GSI using a ceramic (Al_2O_3) paste and cleaned in HNO_3 acid in order to remove a possible oxide layer and polishing grains. After preparation the sample was mounted in the UHV-ERDA chamber with minimal exposure to air. Target (B) was polished with a standard polishing paste (Fe_2O_3, grain size $\leq$ 10μm in a Stearin matrix) which is used for copper coated accelerator cavities. After polishing the target was cleaned in an ultrasonic bath, flushed with demineralized water and dried under atmosphere for 4 h at 250° C.

The desorption yield and ERDA measurements were performed at the high charge state injector (HLI) of GSI using a 1.4 MeV/u $^{136}Xe^{21+}$ beam. From the raw ERDA spectra, compare [2], element specific depth distributions can be derived using the KONZERD code [3] as shown in Fig. 1. Here the depth distributions of copper, oxygen and carbon for the both samples are shown: whereas sample (A) is a pure metallic copper with only minor oxygen contamination on the surface, target (B) has a highly oxidized surface. For both targets the carbon contaminations is below 1 %. The thickness of the Cu_2O oxide layer on target (B) is around 450 nm. The corresponding pressure rise under ion bombardment is shown in Fig. 2. A significant higher pressure rise was observed for target (B). At the end of each desorption yield measurement we have applied a positive or negative bias voltage to the target in order to measure the influence of secondary, charged particles (electrons and ions) to the pressure rise. A pressure increase is clearly visible and is slightly more pronounced for a positive bias voltage. Here secondary ions emitted from the target gain 2000 keV kinetic energy in the electric field and are accelerated towards the chamber wall resulting in a low energetic ion stimulated desorption. The effective desorption yield for sample (A) was measured to be $\eta_{eff} \approx 360$ and for sample (B) $\eta_{eff} \approx 1500$ taken from the peak maximum. For more details see [4].

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

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

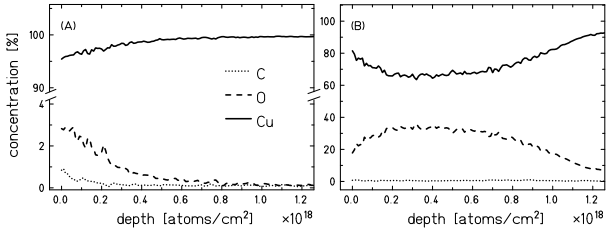


Figure 1: Depth distribution of copper, oxygen and carbon for sample (A) and (B).

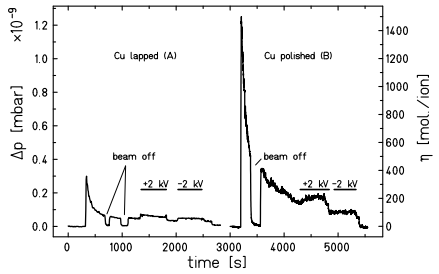


Figure 2: Desorption yield measurement of both targets.

References

[1] H. Kollmus et al., AIP CP773 (2005) 207-210

[2] H. Kollmus et al, GSI Scientific Report 2005 (2006)

[3] A. Bergmaier et al, NIM **B** 99 (1995) 488

[4] M. Bender et al., NIM **B** (2007), doi:10.1016/j.nimb.2006.12.101

[5] M. Toulemonde et al., NIM **B** 212 (2003) 346-357

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

Materialforschung und Festkörperphysik

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

Sven Neve, Patrick Masset[1], Hans-Eberhard Zschau[1], Lothar Ph. H. Schmidt, Reinhard Dörner, Michael Schütze[1]
[1]Karl-Winnacker-Institut der DECHEMA e.V., Theodor-Heuss-Allee 25, 60486 Frankfurt am Main

Einführung

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

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

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

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

Oxidation von Titanaluminiden

Bei der Oxidation entstehen Titan- und Aluminiumoxide. Während gebildetes Al_2O_3 eine Schutzwirkung auf das Bauteil hat, geht mit Bildung der Titanoxide ein teils erheblicher Materialverlust einher, denn die Titanoxide wachsen schnell, mit fehlgeordneter Gitterstruktur und spröde auf. Entlang der Korngrenzen kann eindiffundierender Sauerstoff das Grundmaterial weiter schädigen. Unter aggressiven Atmosphären (Stickstoff etc.) wird dieses Problem noch verschärft.

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

Dennoch gibt es TiAl-Legierungen, auf deren Oberfläche bei Oxidation eine reine Al_2O_3-Schicht wächst, während die Bildung der Titanoxide unterdrückt wird. Dafür müssen in dem System der sich bildenden Oxide die Aluminiumverbindungen einen deutlich höheren Partialdruck als die Titanverbindungen aufweisen. Bei Aluminiumgehalten niedriger als 75 at.-% liegen diese Partialdrücke in der gleichen Größenordnung, so dass ein Mischoxid ohne ausreichende Schutzwirkung aufwächst. [1]

Halogeneffekt: Oxidationsschutz durch Mikrolegierung

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

Knapp formuliert verändert die Zugabe der Halogenide das System der Partialdrücke so, dass sich das Gleichgewicht zugunsten der Bildung von Al_2O_3 verschiebt. An der Metall/Oxid-Phasengrenze läuft bei hohen Temperaturen folgende Reaktion ab (am Beispiel des Fluoreffekts):

$$2Al_{(TiAl)}^{*} + F_{2(g)} \rightarrow 2AlF_{(g)}$$

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

$$4AlF_{(g)} + 3O_{2(g)} \rightarrow 2Al_2O_{3(s)} + 2F_{2(g)}$$

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

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

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

Mikrolegierung durch Ionenimplantation

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

Fluorionen werden aus dem inerten Quellgas CF_4 bei einer Entladungsspannung von ca. 2 kV mit einer Kaltkathode erzeugt. Die Ionen werden gegen Erde beschleunigt, Ionenquelle und Gasversorgung befinden sich also auf Beschleunigungspotential. Die Geometrie der Quelle beschränkt die Beschleunigungsspannung auf ca. 60kV. Das Fokussiersystem besteht

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

aus Einzellinse und zwei Quadrupollinsen. Vor der letzten Blende wird der Strahl horizontal und vertikal gescannt, so ist die homogene Bestrahlung einer Probenoberfläche von ca. 12 mm² möglich.
Mit der Beamline-Ionenimplantation können nur ebene (oder in Rotation versetzte zylindrische Proben) behandelt werden. Die kritischen Parameter Ionenenergie und Ionenfluenz können präzise eingestellt und gemessen werden. Somit sind mit dieser Technik reproduzierbare Mikrolegierungen möglich – eine Grundvoraussetzung für die weitere Optimierung des Verfahrens. Ein weiterer Vorteil ist die für die Ionenimplantation vorhandene theoretische Beschreibung. So ist es mit der Monte Carlo-Simulationssoftware T-DYN von J. P. Biersack möglich, ein Tiefenprofil der implantierten Ionen zu berechnen [6].

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

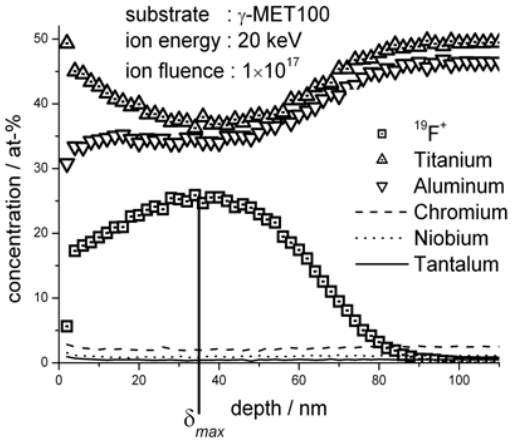


Diagramm 1: T-DYN-Simulation.

Ionenfluenz und -dosis
Der Probenhalter ist elektrisch isoliert angebracht. So kann die auf die Probenoberfläche treffende Ionenfluenz (Anzahl Ionen/cm²) anhand der auftreffenden Ladung mit hoher Genauigkeit gemessen werden. Bei Erreichen der gewünschten Fluenz wird der Ionenstrahl durch einen automatisch einschwenkenden Faradaycup abgefangen.
Für eine gegebene Ionenenergie hat die Anzahl auftreffender Ionen nahezu keinen Einfluss auf die Lage von δ_{max} .

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

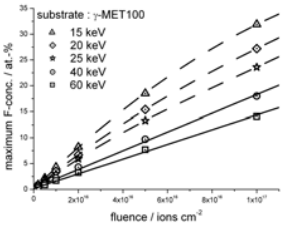


Diagramm 2: Ionenfluenz und implantierte Dosis.

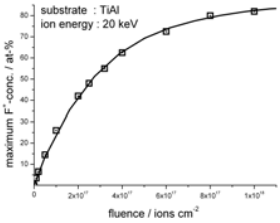


Diagramm 3: Sättigungsverhalten bei der Fluorimplantation.

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

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

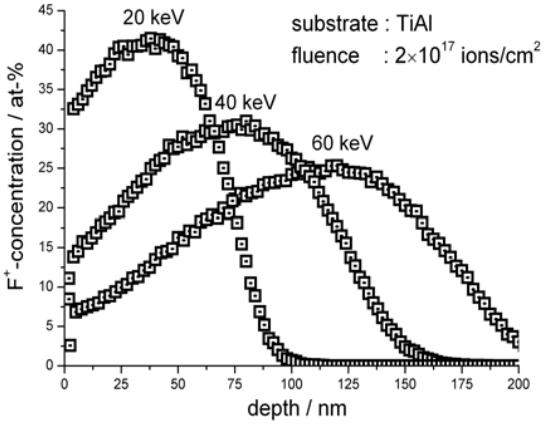


Diagramm 4: Einfluss der Ionenenergie.

Einfluss der Legierungszusammensetzung
Der Aluminiumgehalt der untersuchten Legierungen überstreicht einen Bereich von 10 at.-% bis 48 at.-%. Da Al durch schwerere Elemente wie z.B. Niob ersetzt worden ist, hat die Dichte dabei zugenommen. Verglichen mit stöchiometrischem γ-TiAl (ρ = 3,6 g/cm³) ist die Dichte von Ti-22Al-27Nb um 44% erhöht (ρ = 5,2 g/cm³). Physikalisch betrachtet erwartet man für ein dichteres Targetmaterial eine stärkere Abbremsung der Ionen, und damit einen niedrigeren Wert für δ_{max}. Durch

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

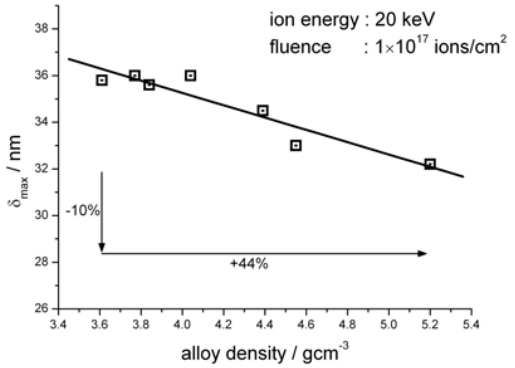


Diagramm 5: Einfluss der Targetzusammensetzung.

Proben

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

	Atomprozent		*Zulegierung*	*Effekt*
	Ti	*Al*		
$Ti_{0,9}Al_{0,1}$	90	10		neg.
Ti6V4	85,8	10,2	V (4)	neg.
Timetal834	85	10,4	Zr (1,8), Sn (1,6), Si (0,6), Nb (0,4), Mo (0,25)	neg.
$Ti_{0,8}Al_{0,2}$	80	20		neg.
Ti22Al27Nb	51	22	Nb (27)	neg.
α_2-Ti_3Al	75	25		neg.
$Ti_{0,6}Al_{0,4}$	60	40		neg.
TNBV2	47,3	44,5	Nb (7), C (0,2)	pos.
γ-MET100	49,4	46,4	Cr (2,5), Nb (1,1), Ta (0,5), B (0,1)	pos.

Tabelle1: Einige der untersuchten Titanaluminiumlegierungen.

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

Oxidationsexperimente

Am Karl-Winnacker-Institut wurden behandelte und unbehandelte Proben für 100 h einer Temperatur von 900 °C ausgesetzt. Im Laufe der Oxidation gewinnt die Probe durch Einbau von Sauerstoff zunehmend an Masse. Mit einer hochgenauen Mikrowaage (± 5µg) wurde die Massenänderung unter thermischer Belastung kontinuierlich gemessen. Diese TGA-Kurven erlauben eine integrale Charakterisierung des Oxidationsverhaltens. Während einer Messung kommt es zu einem Massenzuwachs. Sind im TGA-Diagramm Massenverluste aufgezeichnet, so haben diese ihre Ursache in großflächigen Abplatzungen der Oxidschicht. Massenverluste deuten daher auf ein noch schlechteres Oxidationsverhalten hin. *Diagramm 6* enthält die TGA-Kurven einiger untersuchter Proben. Deutlich sichtbar ist die stärkere Wachstumskinetik der Oxidschicht auf unbehandeltem α_2-Ti_3Al, verglichen mit γ-MET und TNBV2A.

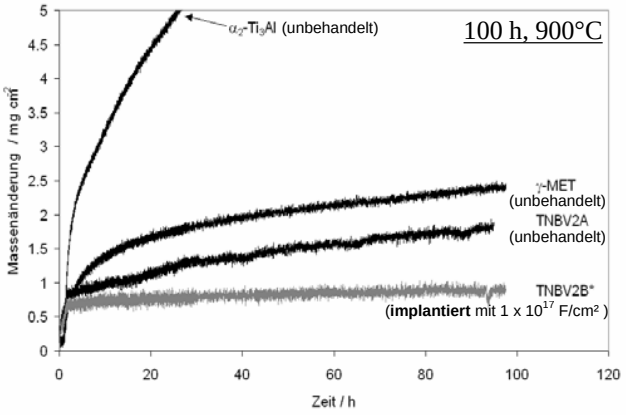


Diagramm 6: Thermogravimetrische Analyse.

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

10^{-13} x k_p	α_2-Ti_3Al	γ-MET	TNBV2A	TNBV2B*	Al_2O_3 [8]
$g^2\ cm^{-4}\ s^{-1}$	830	30	24	1,25	0,1 – 1

Tabelle2: Ermittelte kinetische Konstanten. (*): F-implantierte Probe.

Für α_2-Ti_3Al deutet k_p auf das Wachstum von TiO_2/Mischoxid hin. Ursächlich dafür ist der mit 25 at.-% geringe Aluminiumgehalt. Die unbehandelten Proben aus γ-MET und TNBV2A bilden ein Mischoxid aus TiO_2 und Al_2O_3. Die Probe TNBV2B* ist in ihrer Legierungszusammensetzung identisch mit TNBV2A, wurde jedoch bei 20 keV mit 1 x 10^{17} $^{19}F^+/cm^2$ implantiert. Die zugehörige kinetische Konstante entspricht in ihrer Größenordnung der einer reinen Al_2O_3-Schicht.

REM und EDX-Analyse

Ein wirksamer Halogeneffekt äußert sich in der Ausbildung einer dichten Al_2O_3-Deckschicht, die bereits nach wenigen Stunden sichtbar ist. *Bild 1* und *Bild 2* verdeutlichen den Unterschied zwischen den kleinen Aluminiumoxidkristallen (ca. 5 µm) und den rund 50 µm großen Titanoxidkristallen. Beide rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen sind aufgenommen mit einer 2000fachen Vergrößerung nach 100 h Oxidation bei 900 °C.

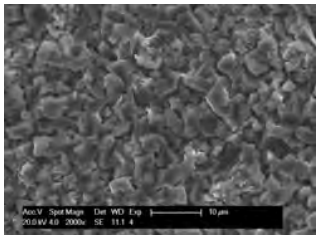


Bild 1:
TNBV2A, pos. Effekt
Al_2O_3-Kristalle

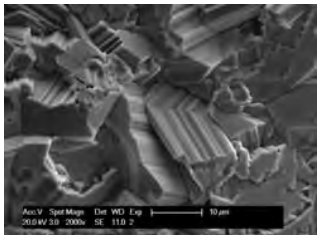


Bild 2:
$Ti_{0,8}Al_{0,2}$, neg. Effekt
TiO_2-Kristalle

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

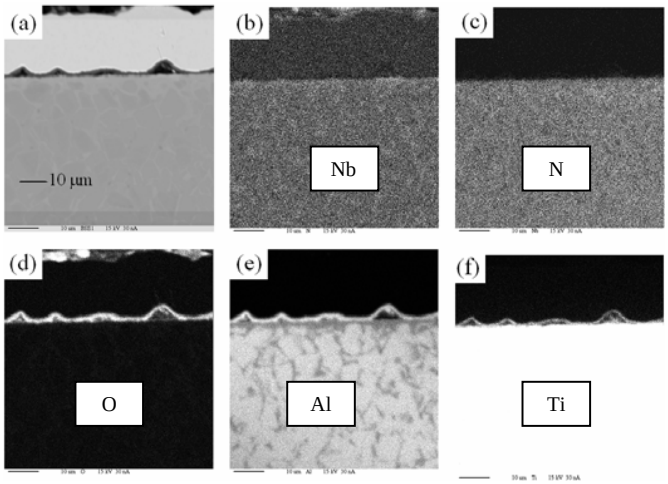


Bild 3: EDX-Elementmapping der behandelten TNBV2-Probe nach Oxidation für 100 h bei 900 °C.

Metallographie

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

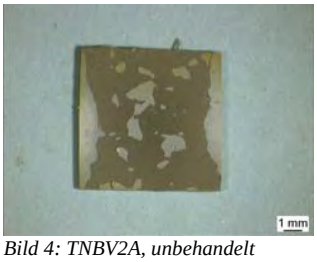
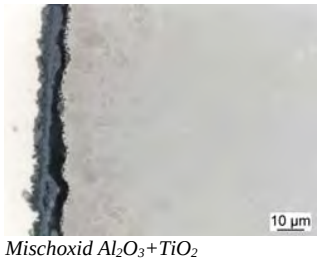


Bild 4: TNBV2A, unbehandelt



Mischoxid Al_2O_3+TiO_2

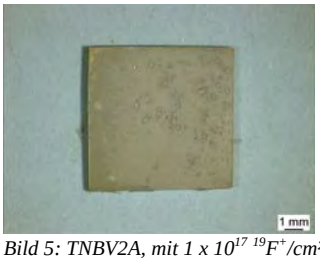
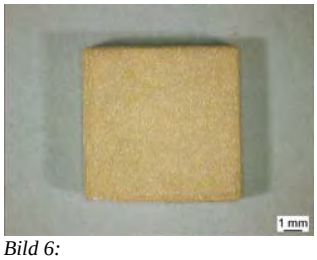


Bild 5: TNBV2A, mit 1 x 10^{17} $^{19}F^+$/cm² implantiert



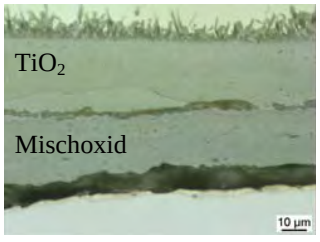


Bild 6:
α_2-Ti_3Al, mit 1 x 10^{17} F/cm² implantiert: kein positiver Effekt

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

Zusammenfassung und Ausblick

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

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

Referenzen:

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

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

Hans-Eberhard Zschau[1], Michael Schütze[1], Lothar Schmidt, Reinhard Dörner, Horst Baumann
[1]Dechema e.V., Karl-Winnacker-Institut, Theodor-Heuss-Allee 25
60486 Frankfurt am Main

1. Introduction

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

2. Materials and Methods

Cast γ-TiAl (Ti-50at.-%Al) and the technical alloy γ-Met (46.6 at.-% Al) were prepared as coupons of size 8*8*1 mm^3 and polished with SiC paper down to 4000 and 1200 grit resp. Microstructural investigations showed minor amounts of the α_2-Ti_3Al phase (lamellar structure) within the γ-TiAl phase.
Following the work in ref. [8] fluorine ions of 20 keV were implanted into TiAl with a fluence of 2×10^{17} F cm^{-2}. The chosen energy corresponds to a projected range of 34 nm due to the stopping power of fluorine ions in TiAl as calculated by the software package TRIM [12]. In the case of oxidation up to 500h/900°C/air only one side of the specimen was implanted whereas for oxidation times > 500 h and for thermogravimetric analysis (TGA) both sides including the edges were implanted. All beam line implantations were performed at the 60 kV implanter of the Institute of Nuclear Physics (IKF) of the Johann Wolfgang Goethe - University in Frankfurt/Main. Other TiAl specimens were treated on one side with a droplet or were dipped into 0.11 m.-% HF solution as reported in [8, 9] and dried. Isothermal and thermocyclic (1h-cycle and 24h-cyle resp.) oxidation was carried out at 900°C up to 4000h (isothermal) and 2600h (thermocyclic), whereas an oxidation time of 1000h was chosen for 1000°C.
The non-destructive PIGE-technique was used to determine the fluorine concentration depth profiles within the first two µm of the HF-treated and of the ion implanted samples before and after oxidation. A detailed description of the technique can be found in [13]. The PIGE measurements were carried out at the 2.5 MV Van de Graaff accelerator of the IKF using the nuclear reaction $^{19}F(p, \alpha\gamma)^{16}O$ at a resonance energy of 340 keV. The information depth of the PIGE depth profiling technique using this resonance is typically between 1.4 – 1.5 µm. However due to the absence of fluorine within the alumina scale the information depth can be improved up to 2 µm. Finally all samples were inspected by metallographic methods (cross-section preparation) and SEM with EDX for multielement analysis.

3. Results and Discussion

3.1 Isothermal Oxidation at 900°C after implantation

The F depth profiles after implantation can be calculated using the Monte Carlo simulation software code T-DYN [14]. For the chosen implantation parameters of 2×10^{17} F cm^{-2} /20 keV a maximum of about 44 at.-% in a depth of about 34 nm is obtained (fig. 1). After oxidation of only 1h/900°C/air the measured depth profile reveales a F-maximum of about 5-6 at.-%, after an oxidation of 12h/900°C the F-maximum drops to 3 at.-%. As already pointed out in [10] the main F loss is due to the formation of TiF_4 during heating up of the sample.
Already after 1h/900°C a thin alumina scale of about 200 nm thickness is formed. As shown in [8-10] the F-maxima of the oxidized samples are located at the metal\oxide interface. The alumina scale – once formed – acts as a diffusion barrier and prevents further F loss from the surface.

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

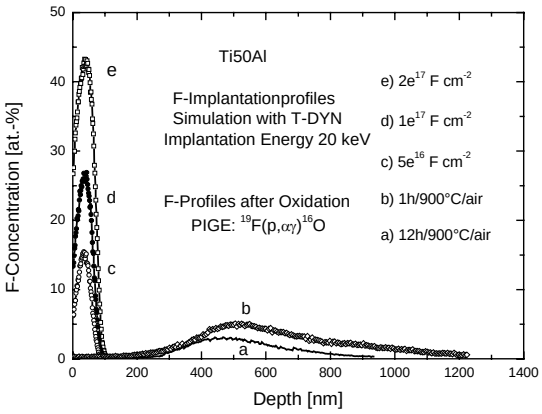


Fig. 1: F-implantation profiles for the fluences (in 10^{17} F cm^{-2}) of 0.5, 1 and 2 calculated using T-DYN and F-depth profiles after oxidation of 1h and 12 h at 900°C.

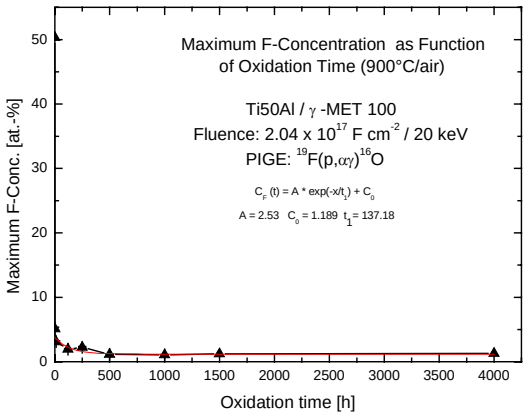


Fig. 2: Time behaviour of the F-maximum of implanted samples (2.04x10^{17} F cm^{-2} / 20 keV) during isothermal oxidation (900°C/air).

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

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

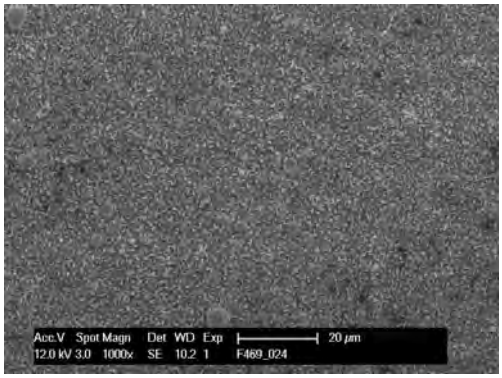


Fig. 3: The surface of a Gamma-Met sample (2x 10^{17} F cm^{-2} / 20 keV) is covered by an alumina scale after isothermal oxidation (4000h/900°C/air).

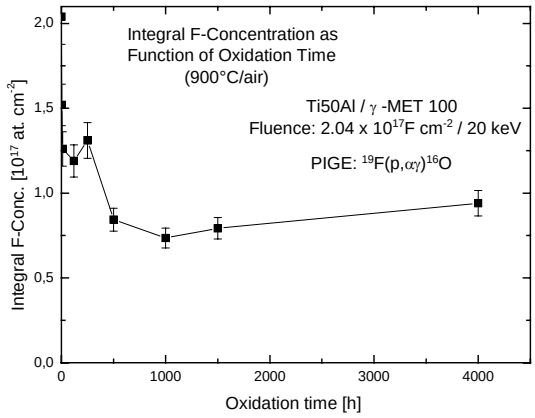


Fig. 4: Time dependence of integral F-concentration of implanted samples (2.04x10^{17} F cm^{-2} / 20 keV) during isothermal oxidation at 900°C/air.

The integral F content (fig. 4) starts with the implanted dose of 2.04x10^{17} F cm^{-2} and reaches a value of 1.26 x10^{17} F cm^{-2} after 12 h/900°C, when the F loss from the surface is mainly stopped. During the following oxidation up to 4000h the integral F content ranges between 0.75 und 0.9 x 10^{17} F cm^{-2}.

3.2 Isothermal Oxidation at 900°C after HF dipping

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

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

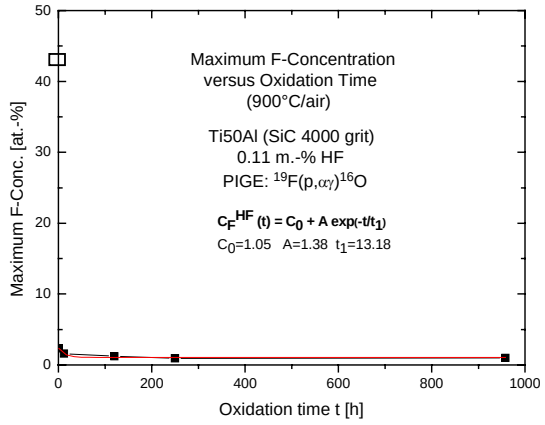


Fig. 5: Time behaviour of the F-maximum of HF treated TiAl-samples (0.11 m.-% HF) during isothermal oxidation (900°C/air).

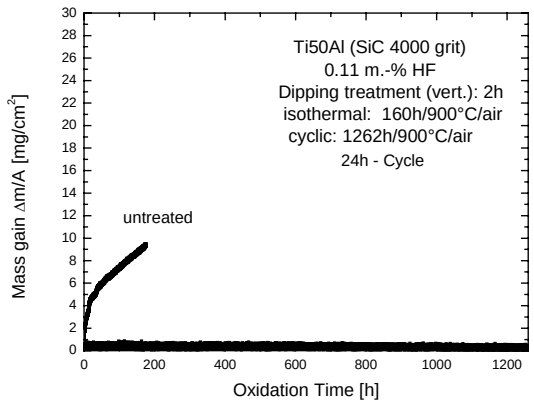


Fig. 6: TGA-curve of TiAl-sample (0.11 m.-% HF dipping) during cyclic oxidation (1262h/900°C/air) using a 24h-cycle. Before cycling the sample was pre-oxidized 160h/900°C isothermally.

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

3.3 Cyclic Oxidation at 900°C after implantation

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

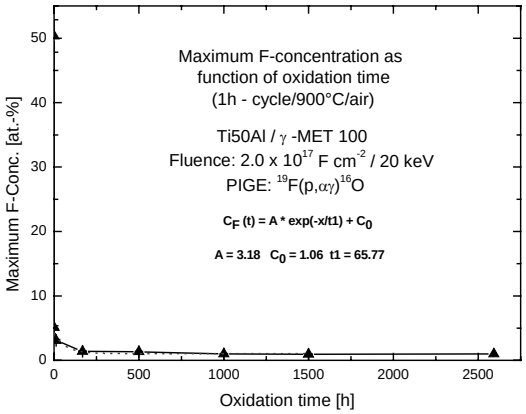


Fig. 7: Time dependence of the fluorine maximum of implanted samples (2 x 10^{17} F cm^{-2} / 20 keV) during cyclic oxidation (1h-cycles/900°C/air).

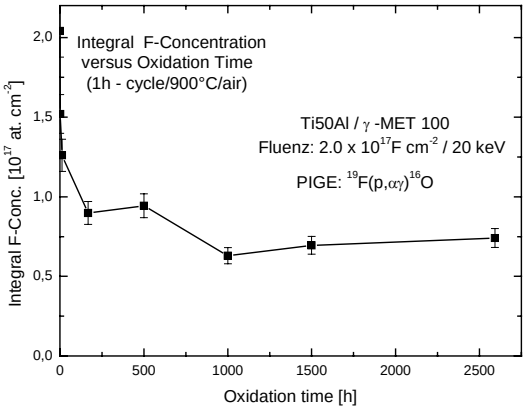


Fig. 8: Time dependence of integral F-concentration of implanted samples (2 x 10^{17} F cm^{-2} / 20 keV) during cyclic oxidation (1h-cycles/900°C/air).

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

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

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

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

Treatment/Oxidation	A	C_0	t_1
HF (900°C)	1.38	1.05	13.18
F-Implant. (900°C/isoth.)	2.53	1.186	137.18
F-Implant. (900°C/zykl.)	3.18	1.06	65.77
F-Implant. (1000°C/isoth.)	4.18	0.27	97.27
F-Implant. (1000°C/zykl.)	3.69	0.77	80.02

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

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

3. Conclusions

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

Acknowledgement

The work has been funded to a large extent by Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) under contract no. SCHU 729/15-1, which is gratefully acknowledged by the authors. The authors thank also the accelerator group of Dr. K. Stiebing (IKF). The support of S. Neve at the implanter is gratefully acknowledged.

References

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

Kurzzeitoxidation Fluor-implantierter TiAl-Legierungen

Sven Neve, Hans-Eberhard Zschau[1], Patrick J. Masset[1], Michael Schütze[1], Reinhard Dörner

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

Einführung

Mittels des Halogeneffekts können Titanaluminium-Verbindungen wirksam gegen Hochtemperaturoxidation geschützt werden. Dafür werden Fluorionen in eine Tiefe von etwa 40 nm unterhalb der Oberfläche eingebracht. Bei behandelten Proben bildet sich schon nach kurzer Zeit und bei hohen Temperaturen über 800°C eine langsam wachsende und das Substrat vor weitergehender Oxidation schützende Al_2O_3-Schicht.

Proben und Ionenimplantation

Der Aluminiumgehalt der Legierung beeinflusst die Wirksamkeit des Halogeneffekts entscheidend. [1] Als Materialien wurden γ-MET und α_2-Ti_3Al ausgewählt. An γ-MET (48 at% Aluminium) ist der Halogeneffekt umfassend untersucht und kann zuverlässig reproduziert werden. Für das Material α_2-Ti_3Al mit nur 25 at% Aluminium ist es bislang nicht gelungen, einen wirksamen Hochtemperaturoxidationsschutz zu realisieren. Zur Implantation der etwa 1 cm² großen mit 4000 Grit SiC-Papier polierten Proben wurde der 60 kV-Ionenimplanter des Instituts für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität genutzt. In früheren Arbeiten haben sich eine Ionenenergie von 20 keV und eine Fluenz von $2x10^{17}$ Ionen/cm² als optimal für den Halogeneffekt herausgestellt. [2] Diese wurden auch für diese Untersuchung verwendet.

Oxidationsexperimente

Die implantierten Proben wurden beim Karl-Winnacker-Institut der DECHEMA e.V. in Frankfurt einer Hochtemperaturoxidation ausgesetzt. Dabei wurden zwei unterschiedliche Heiz-Prozeduren angewandt:
Beim *shock-heating* wird der Ofen zunächst ohne Proben aufgeheizt. Bei Erreichen der gewünschten Temperatur werden die Proben in den Ofen eingebracht. Nach der Oxidationsdauer wird der Ofen ausgeschaltet und die Proben kühlen im Ofen ab. Bei der Methode *slow-heating* durchlaufen die Proben auch die Aufheizphase im Ofen.
Aus Sicht der Materialhersteller ist ein shock-heating nicht zu befürworten. Der sprunghafte Anstieg der Temperatur entspricht selten den typischen Verhältnissen beim Einsatz etwa in einer Flugzeugturbine.

Bestimmung von Fluor-Konzentrationsprofilen

Der 2,5 MV van-de-Graaf Beschleuniger des IKF ist genutzt worden, um mittels der Proton Induced Gamma Emission (PIGE) Fluor quantitativ nachweisen. Fluor-Tiefenprofile lassen sich unter Verwendung der Resonanz bei 340 keV bis zu einer Tiefe von ca. 1,5 µm messen. Dieses zerstörungsfreie Verfahren aus dem Ensemble der resonanten Kernreaktionen ist bereits bei früheren Untersuchungen erfolgreich angewandt worden. Aus den F-Tiefenprofilen sind mehrere Informationen zugänglich: Die sich im Material befindliche Dosis an Fluor, der maximale Fluorgehalt c^F_{max}, die Tiefe in der c^F_{max} angenommen wird und die Breite des Profils. Dosis, c^F_{max}, Tiefe des Maximums und Profilbreite sind dabei nicht unabhängig voneinander. Z.B. ist für das F-Profil nach 1 h Oxidation bei 900°C in Abb. 4 eine Dosis von 90% des Ausgangswertes berechnet worden. Da das Profil durch Diffusionsvorgänge erheblich verbreitert ist, beträgt c^F_{max} nur noch rund 7,5 at%, ein Rückgang von 81% verglichen mit einer frisch implantierten Probe.

Ergebnisse

Das Oxidationsverhalten von unbehandelten und behandelten α_2-Ti_3Al und γ-MET Legierungen ist in Laborluft für 100 Stunden untersucht worden. Bei den unbehandelten Proben zeigt sich schon nach wenigen Stunden ein deutlicher Unterschied in der Massenzunahme (Abb. 1).

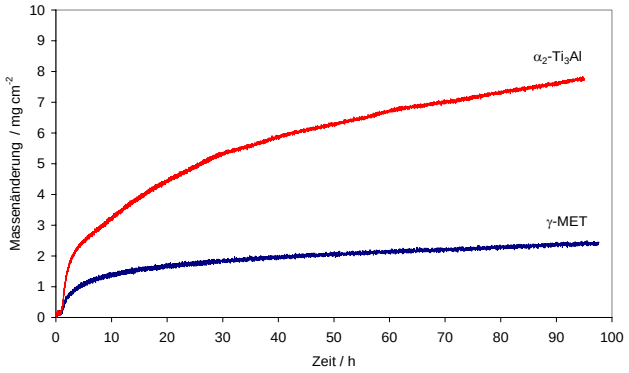


Abb. 1: Massenänderungen unbehandelter α_2-Ti_3Al und γ-MET Legierungen in Labortluft bei 900 °C, abhängig von der Oxidationszeit.

Unter der Annahme eines parabolischen Wachstums sind aus diesen Daten die kinetischen Konstanten k_p der aufwachsenden Oxidsschichten berechnet worden. (Tabelle 1) Um die Oxidationsbeständigkeit der Legierungen zu verbessern, wurden sie bei 20 keV mit $1x10^{17}$ $^{19}F^+/cm^2$ implantiert. Bei der Legierung γ-MET hat dies einen deutlichen Einfluss auf das Oxidationsverhalten: Der berechnete Wert für k_p ist um mehr als eine Größenordung kleiner als ohne Fluorimplantation.

10^{-13} x k_p	*α_2-Ti_3Al, unbehandelt*	*γ-MET, unbehandelt*	*γ-MET, F-implantiert*	*Al_2O_3 [3]*
$k_p \cdot t = \left(\Delta m / A\right)^2$ [$g^2\ cm^{-4}\ s^{-1}$]	830	30	1,3	0,1 – 1

Tabelle1: Ermittelte kinetische Konstanten.

In metallografischen Untersuchungen wurde auf der Oberfläche der behandelten Probe aus γ-MET eine reine Aluminiumoxidsschicht vorgefunden. Bei α_2-Ti_3Al wurde eine gemischte Oxidsschicht beobachtet. Mit Fluorbehandlung ist die Dicke der Mischoxidsschicht um 1/3 geringer. Die Verteilung der Elemente in Abb. 2 zeigt deutlich, dass der Halogeneffekt nur teilweise wirkt. Auf der Oberfläche findet sich eine dicke und hauptsächlich aus TiO_2 bestehende Mischoxidschicht, gefolgt von einer dünnen Al_2O_3-Schicht (a). Diese ist augenscheinlich nicht dicht und stellt keine ausreichende Diffusionsbarriere dar, so dass sich

darunter eine etwa 80 µm dicke TiO_2-Schicht (b) bilden konnte. Im Grundmaterial gibt es einen schmalen an Aluminium angereicherten Bereich (c), gefolgt von einer Al-verarmten Zone (d).

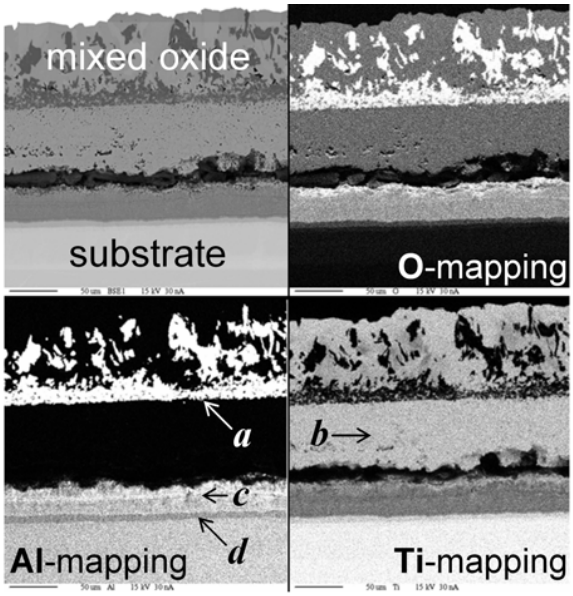


Abb. 2: Elementverteilung mittels ESMA einer Fluor-implantierten α_2-Ti_3Al-Legierung nach 100h-Oxidation in Laborluft bei 900 °C.

Um die Wirkung des Effektes genauer zu verfolgen, wurden für diese beiden Legierungen Kurzzeitoxidationen durchgeführt und die Fluor-Tiefenprofile gemessen. Durch einen Vergleich mit früheren Untersuchungen sind die Auswirkungen der beiden Heiz-Prozeduren betrachtet worden. Dafür ist zunächst der Einfluss der Oxidations-temperatur untersucht worden. Zu diesem Zweck wurde das Material γ-MET verwendet.

- Abhängigkeit von der Oxidationstemperatur

Abb. 3 zeigt den Verlauf des Fluorgehalts in Proben aus γ-MET nach jeweils 1 h Oxidation bei unterschiedlichen Temperaturen zwischen 400 und 900 °C. Eine 1 h Oxidation bei 400°C verursacht keine Fluor-Verluste. Bei der 500°C-Oxidation treten für die Methode shock die stärksten Verluste auf. Bei Verwendung der Methode slow ergeben sich die stärksten Verluste erst bei der 600°C-Oxidation. Diese Verschiebung hängt vermutlich mit der das Material belastenden shock-Methode zusammen.

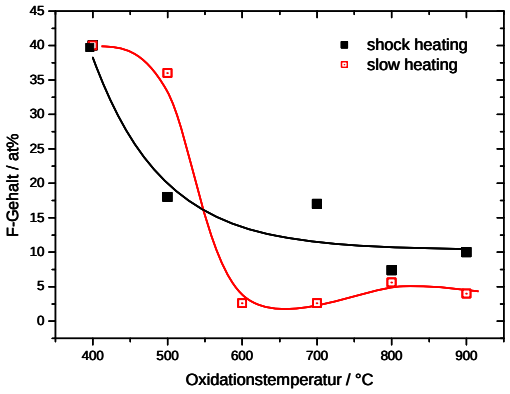


Abb. 3: c^F_{max} nach 1 h Oxidation von γ-MET in Abhängigkeit von der Oxidationstemperatur, für die Methoden slow- und shock-heating.

Für eine Oxidation bei höheren Temperaturen muss der Temperaturbereich von 500 - 600°C beim Aufheizen durch-laufen werden. In diesem kritischen Bereich weisen leicht-flüchtiger Titanfluoride einen hohen Partialdruck auf. [4] Sofern sich zu diesem Zeitpunkt noch keine als Diffusions-barriere wirkende Al_2O_3-Schicht ausgebildet hat, kann das Fluor ungehindert ausgasen. Dass bei höheren Oxidations-temperaturen ein ähnlicher Fluor-Gehalt gemessen wird, lässt auf eine Dominanz der Verluste bei 500 - 600°C schließen.
Nach einer Oxidation mit shock-heating sind zum Teil deutlich höhere Fluor-Gehalte gemessen worden. Ursächlich dafür ist das schnellere Aufheizen der Probe, somit eine geringere Verweildauer im kritischen Temperaturbereich, in dem die Verluste hauptsächlich auftreten.

- Abhängigkeit von der Oxidationsdauer

a) γ-MET

In Abb. 4 sind die Fluor-Profile implantierter γ-MET Proben nach einer Kurzzeitoxidation bei 900°C für 1, 5, 10 h und beiden Heiz-Prozeduren dargestellt.
Shock-heating: Bereits nach 1 h ist das Profil um rund 300 nm in das Material hinein verschoben und durch Diffusion stark aufgeweitet, was den drastischen Rückgang von c^F_{max} zur Folge hat. Im weiteren Verlauf der Oxidation treten nur noch vergleichsweise geringe Fluorverluste auf.

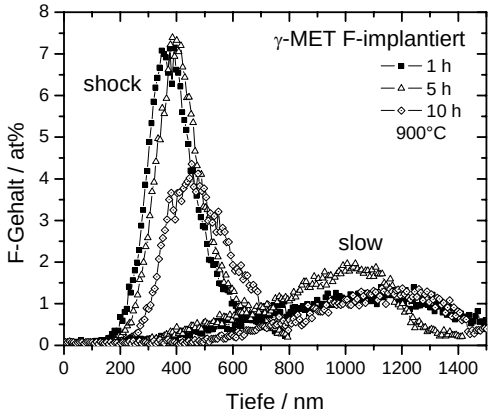


Abb. 4: Fluor-Tiefenprofile von γ-MET nach Kurzzeitoxidation bei 900°C für shock- und slow-heating bestimmt mit PIGE

Bei den mit **slow-heating** oxidierten Proben liegt das Fluor um mehr als 0,5 µm tiefer im Material und die Profile sind sehr stark aufgeweitet. Bei Verwendung dieser Methode ergeben sich, in Bestätigung zu Abb. 1, deutlich niedrigere Fluor-Gehalte als bei shock-heating.

Tiefe des Fluorprofils und Oxidschichtdicke

Auf der Oberfläche bildet sich bei erfolgreichem Halogeneffekt eine dichte und als Diffusionsbarriere wirkende Al_2O_3-Schicht. Unter der Annahme, dass das Fluorprofil unmittelbar unter der Oxidschicht beginnt, gibt es einen Zusammenhang zwischen der Tiefe des Fluorprofils und der Dicke der aufgewachsenen Oxidschicht. Für die Darstellung in Abb. 5 ist der Beginn eines Fluorprofils an der Stelle 1/3 c^F_{max} gesetzt worden. Während das Profil bei der Methode shock nach der Initialphase konstant mit rund 6 nm/h in die Tiefe verschoben wird, sind es bei der Methode slow im Mittel etwa 19 nm/h. Dies spricht dafür, dass bei slow-heating die Oxidschicht dicker und schneller aufwächst.

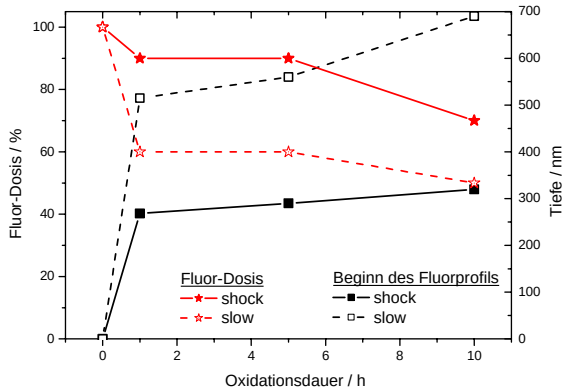


Abb. 5: Verlauf von Fluor-Dosis und Tiefe des Fluorpofils für shock- und slow-heating bei Kurzzeitoxidation von γ-MET. 100% entsprechen einer Dosis von 2 x 10^{17} F/cm².

b) α_2-Ti_3Al

Zum besseren Vergleich sind in Abb. 6 geglättete Kurven dargestellt. Der Halogeneffekt konnte an diesem Material noch nicht erfolgreich implementiert werden, es bildet sich statt einer dichten Al_2O_3-Schicht eine wesentlich dickere TiO_2/Al_2O_3-Mischoxidschicht, die keine wirksame Diffusionsbarriere darstellt. Daher sind die gemessenen Fluorgehalte deutlich niedriger als bei γ-MET.

Es ist aus den Profilen in Abb. 6 zunächst ersichtlich, dass nach slow-heating das Fluor tiefer im Material lokalisiert ist und in geringerer Konzentration vorliegt als nach einem shock-heating. Die Unterschiede sind jedoch nicht so stark ausgeprägt wie beim γ-MET.

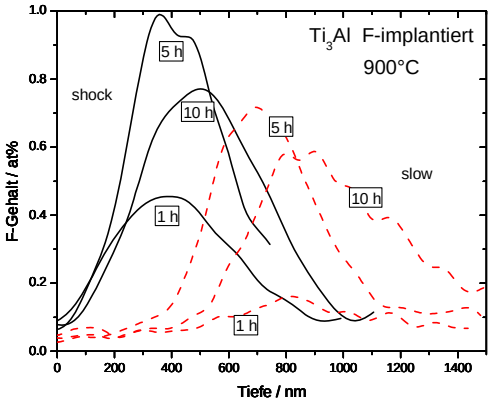


Abb. 6: Fluor-Tiefenprofile von α_2-Ti_3Al nach Kurzzeitoxidation bei 900°C für shock- und slow-heating bestimmt mit PIGE

Im Gegensatz zum Verhalten von γ-MET nimmt bei Ti_3Al die Fluor-Dosis, nach zunächst starkem Abfall, mit längerer Oxidationszeit wieder zu. Dieses Verhalten könnte sich durch Fluor-Verluste beim Abkühlen der Proben erklären lassen, da sich eine schützende Oxidschicht nur bei Temperaturen größer als 800°C ausbilden kann. Offensichtlich stellt die während 5 h Oxidation gebildete Schicht eine wirksamere Diffusionsbarriere dar, als die im Verlauf der 1 h Oxidation gebildete Schicht. Wird die Haltezeit bei 900°C zu kurz bemessen, so ist mit verstärkten Verlusten beim Abkühlen der Proben zu rechnen, da die Oxidschicht keine ausreichende Diffusionsbarriere darstellt.

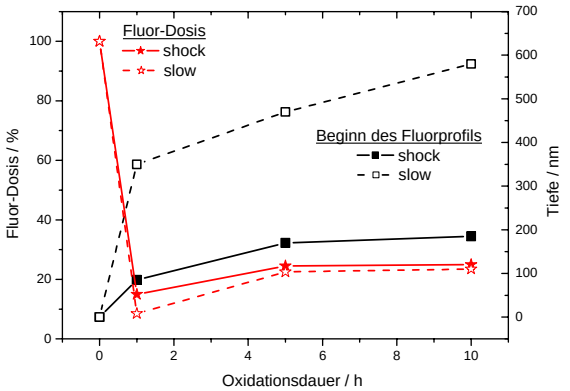


Abb. 7: Verlauf von Fluor-Dosis und Tiefe des Fluorpofils für shock- und slow-heating bei Kurzzeitoxidation von α_2-Ti_3Al. 100% entsprechen einer Dosis von 2 x 10^{17} F/cm².

Zusammenfassung und Ausblick

Fluor-Verluste treten hauptsächlich im Temperaturbereich von 500 - 600°C auf. Bei Verwendung von shock-heating ergeben sich nach Oxidation durchweg höhere Fluorkonzentrationen als bei der slow-heating Methode, das Fluor ist bei slow-heating deutlich tiefer im Material lokalisiert.

Die Ergebnisse von α_2-Ti_3Al könnten den Weg zu einer speziellen Vorbehandlung dieses Materials eröffnen, ähnlich dem Anlassen in der Stahlproduktion. Generell sollte bei den Aufheiz- und Abkühlvorgängen darauf geachtet werden, dass der kritische Temperaturbereich in dem die Fluorverluste auftreten möglichst schnell durchlaufen wird.

Es sind metallografische Untersuchungen an Querschliffen in Vorbereitung, um die Dicke der Oxidschicht zu bestimmen und diese in Relation zum Fluor-Profil zu setzen. Die Dicke der Oxidschicht wird zusätzlich mit der RBS-Technik (Rutherford-Backscattering) bestimmt werden.

Die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen (AiF) „Otto von Guericke“ fördert dieses Projekt mit Mitteln des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie (BMWi) unter der Nr. 177 ZN und teilweise Nr 262ZBG, wofür hier gedankt sei. Ein projektbegleitender Ausschuss von Firmen der Luft- und Raumfahrtindustrie sowie von mittelständischen Legierungsherstellern ist in das Vorhaben eingebunden.

Referenzen:

[1] P. Masset, S. Neve, H.-E. Zschau, R. Dörner, M. Schütze , Materials and Corrosion (2007) (eingereicht).

[2] H.-E. Zschau, V. Gauthier, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge, Proc. International Symposium Turbomat, June 17-19, 2002, Bonn, pp. *210-214.*

[3] G. Schumacher, C. Lang, M. Schütze, U. Hornauer, E. Richter, E. Wieser, W. Möller, Materials and Corrosion, 50 (1999) 162.

[4] Hans-Eberhard Zschau, Michael Schütze, Horst Baumann, Klaus Bethge, The Quantitative Role of Surface Doped Fluorine for the Improvement of Oxidation Resistance of TiAl in Air, Materials Science Forum **461-464** (2004) p. 505

Siehe auch S. 103,107 in diesem Jahresbericht

Laser Source Mass Spectrometry

B. Wiedemann [1], M. Deveaux [1], J. D. Meyer [1], K.-H. Wiedemann [2]

Im Berichtszeitraum wurde die Laser Source Mass Spectromety (LSMS) [3] weiterentwickelt. Dieses Verfahren erlaubt es, die zur Massespektroskopie benötigten Ionen mittels Laserionisation auch aus nichtleitenden Proben zu gewinnen. Hierdurch konnten erstmals Massespektren von festen SiO_2 erzeugt werden.

Um dies zu erreichen, wurde eine Nd:YAG-Laser-Ionenquelle (Bild 1) aufgebaut und an ein Massenspektrometer vom Typ 21-110 (Bild 2) mit Mattauch-Herzog-Geometrie für den simultanen Ionennachweis aller Elemente von H bis U auf ionenempfindlichen Q-Platten angepasst.

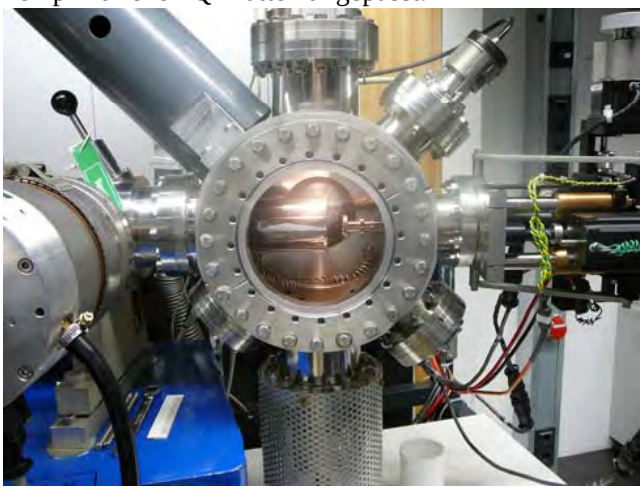


Bild 1: Geöffnete Laser-Festkörper-Reaktionskammer.

Bild 2: Laser Source Mass Spectometer (LSMS).

Das modernisierte Spektrometer ist mit hochstabilen Netzteilen ausgestattet, die eine präzise Kontrolle der Felder seiner Ionenoptik ermöglichen. Besondere Sorgfalt wurde darauf verwendet, das Spektrometer unter Ultrahochvakuum zu betreiben, das durch sechs zweistufige Turbomolekularpumpenanordnungen erzeugt wird. Es trägt maßgeblich zur außerordentlich niedrigen Nachweisschwelle des Aufbaus bei, die beim Nachweis von Fremdatomen in atomaren Konzentrationen im Bereich part per billion (ppb) liegt.

Der Nd:YAG-Laser wird bei einer Wellenlänge von 532 nm mit folgenden Strahlparametern betrieben: Durchmesser 8 mm, Divergenz ≤ 0.5 mrad, Pulsenergie 3 mJ bis 4 mJ, Pulsdauer 4 ns und Pulswiederholungsrate 30 Hz. Das Licht des Lasers wird mit einer plankonvexen Linse mit der Brennweite f_{532} = 200 mm durch ein UHV-Fenster auf die Probe fokussiert. Der Winkel zwischen Laser und ionenoptischer Achse beträgt 45°.

Ein Klappspiegel außerhalb des Vakuums erlaubt es, den Laserstrahl auch auf ein Leistungsmeßgerät zu lenken. Die so gewonnene, genaue Angabe über die Leistung des Lasers wird zur Optimierung der Ionenströme benötigt.

Um zu vermeiden dass der Laserstrahl die Probe in kurzer Zeit durchbohrt, muss letztere im Ultrahochvakuum unter dem Laserfokus hindurch bewegt werden. Hierzu dient ein Schrittmotor-gesteuerter XYZ-Manipulator, der über den Z-Antrieb die Fokussierungsbedingung des Lasers auf der Probe aufrechterhalten soll, während X- und Y-Antrieb einen lateralen Scan über die Oberfläche erlauben.

Der Durchmesser eines von einem individuellen Laserpuls erzeugten Kraters im Material beträgt ≤ 30 µm. Eine sorgfältige Abstimmung zwischen der Vorschubgeschwindigkeit des Manipulators und der Pulswiederholungsrate des Lasers (30 Hz) erlaubt es dennoch, Flächen von maximal 8 mm × 8 mm gleichmäßig abzurastern. Durch dieses Verfahren kann ein hoher Teil des Probenmaterials für die Messung eingesetzt werden. Außerdem wird es möglich, mit dem Laser eventuelle Oxidationen und Fremdatome an der Oberfläche der Probe vor der Aufnahme der eigentlichen Messung zu beseitigen.

Die Ladung der beim Abtragen des Materials erzeugten Ionen wird in einem Bereich von 0,003 nC bis 300 nC mit Hilfe eines Faraday-Bechers von einem Elektrometer gemessen. Die so ermittelte Ladungsmenge stimmt präzise mit der auf der Q-Platte eintreffenden Ladungsmenge überein.

Die auf den Q-Platten der Länge 34 cm erzeugten Massespektren werden mittels eines Computer-gesteuerten Mikrophotometers qualitativ und quantitativ analysiert. Das photometrische Signal der Massenlinie wird mit 10 Bit digitalisiert und einer lateralen Ortsauflösung von 5 µm erfasst. Eine eigens dafür entwickelte Software dient der Auswertung.

[1] Institut für Kernphysik, J.W. Goethe-Universität, Frankfurt/Main
[2] Heraeus Quarzglas GmbH & Co. KG, Hanau
[3] Gefördert durch das BMBF.

Anwendungen der Ionenstrahltechniken in der Materialwissenschaft

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

Adam Georg Balogh
Institut für Materialwissenschaft, Technische Universität Darmstadt

Nach dem Umzug ins neue Gebäude und nach der Wiederaufnahme des Beschleunigerbetriebes wurde die langjährige und intensive Zusammenarbeit[1-3] zwischen unseren Instituten fortgesetzt. Im Folgenden werden die wesentlichen Aktivitäten dieser Zusammenarbeit zusammengefasst.

Widerstandsänderung und Diffusion in Ti implantierten polykristallinen Al_2O_3

Mit Metallionen implantierte und nachträglich wärmebehandelte Keramiken sind wegen der günstigen Herstellungsmöglichkeit von hochohmischen Dünnschichtwiderständen mit thermisch stabiler Metall/Keramik Grenzflächen technologisch interessant. Al_2O_3 Keramikproben wurden mit Ti Ionen im Energiebereich von 50 bis 150 keV implantiert und nachträglich zwischen 900 und 1500 °C wärmebehandelt. Die Proben wurden dann mit der Methode der Rutherford Rückstreuung (RBS) unter Verwendung von 1,8 MeV $4He^+$ Ionen untersucht. Zusätzlich zu RBS Messungen wurde auch der Schichtwiderstand der Proben gemessen. Die RBS Messungen zeigen deutlich die Umverteilung der Ti Ionen nach der Wärmebehandlung[4-5]. Der niedrigste Wert für den Schichtwiderstand von 10^3 ohm/cm^2 wurde bei 1380 °C erreicht, wo die Ti Konzentration in der vergrabenen Schicht ihren Maximalwert erreichte. Der Schichtwiderstand ändert sich über mehr als 6 Größenordnungen und erreicht einen maximalen Wert von $4x10^9$ ohm/cm^2 bei etwa 1200 °C. Die Aktivierungsenthalpie der Ti-Diffusion wurde als 0,08 eV zwischen RT und 700 °C (bestrahlungsinduzierte Diffusion) und als 1,35 eV über 700 °C (thermische Diffusion) bestimmt.

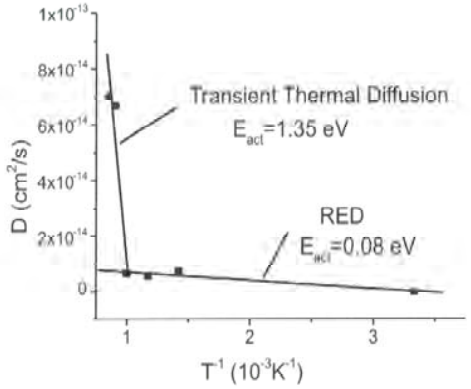


Abbildung 1: Arrhenius Darstellung des Diffusionskoeffizientes für bestrahlungsinduzierte und thermische Diffusion

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

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

Dünne Bariumstrontiumtitanatschichten ($(Ba,Sr)TiO_3$) finden in steuerbaren Mikrowellenbauteilen wie Phasenschiebern, Filtern oder Anpassnetzwerken Verwendung. Hohe Steuerbarkeit und geringe Verluste sind dabei die gewünschten Bauteileigenschaften.
Die Zusammensetzung der mittels RF-Magnetron hergestellten $(Ba,Sr)TiO_3/Pt/TiO_2/SiO_2/Si$-Schichten variiert stark mit den Abscheidungsbedingungen. Die dielektrischen Eigenschaften der Schichten werden durch deren Zusammensetzung und durch die Grenzflächeneigenschaften beeinflusst, was die Untersuchung der Zusammensetzung und der Interdiffusion mittels RBS notwendig macht. Erste Experimente zeigen, dass die RBS Methode für die Qualifizierung der Schichtsysteme gut geeignet ist. Weitere systematische Messungen sollten demnächst durchgeführt werden.

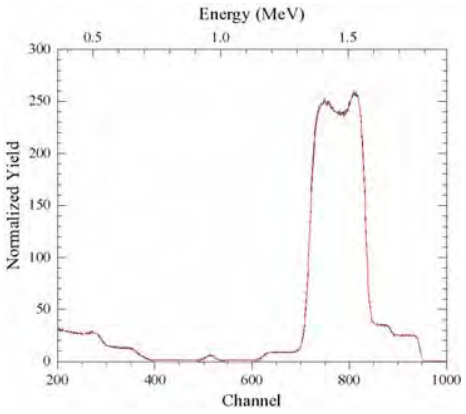


Abbildung 2: Angefittetes RBS Spektrum einer $BaSrTiO_3/Pt/TiO_2/SiO_2/Si$ Heterostruktur

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

Mikrostruktur und Phasenübergang in nanokristallinen NiTi Legierungen

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

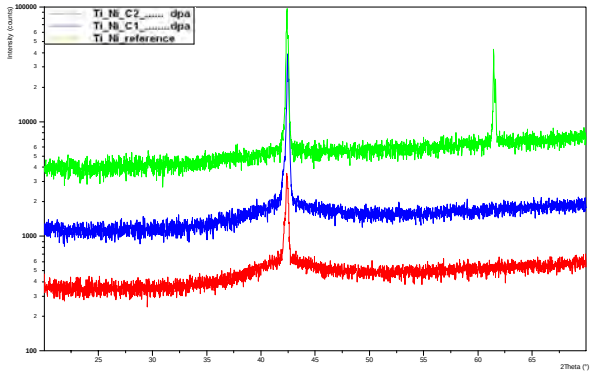


Abbildung 3: Dünnschicht XRD Spektren von bestrahlten und unbestrahlten mikrokristallinen Ni-Ti Proben (grün: unbestrahlt, blau: mit 0.4 dpa bestrahlt, rot: mit 2.4 dpa bestrahlt)

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

Zusammensetzung und Kristallqualität von Magnetit Dünnschichtsystemen

Magnetit Schichtsysteme sind ideale Kandidaten für Spintronik Anwendungen bei Raumtemperatur. Dabei spielen Kristallqualität und Grenzschichteigenschaften eine wesentliche Rolle. Die mit einer MBE Anlage hergestellten Fe_3O_4/MgO und Fe_3O_4/Fe/MgO Dünnschichten wurden mit Rutherford Rückstreuung und Channeling untersucht. Die Channeling Differenzkurven zeigen deutlich den dramatischen Qualitätsverlust des Schichtsystems, wenn eine dünne Fe-Schicht zwischen Magnetit und MgO eingebaut ist.

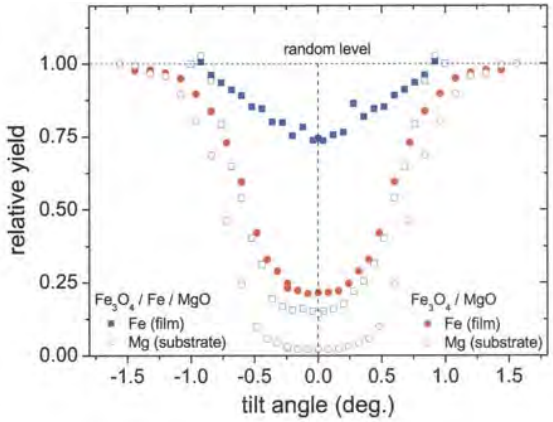


Abbildung 4: Channeling Differenzkurven von Fe_3O_4/MgO und Fe_3O_4/Fe/MgO Dünnschichtproben

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

Unterricht

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

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

Referenzen:

[1]W.Berky, U.C.Steinbauer, H.Baumann, A.G.Balogh:
“Measurement of non-Rutherford cross sections of 4He ions on ^{14}N at a laboratory backscattering angle of 171° between 7.5 and 9.8 MeV”
NIM B, Vol. 192 (2002) 249-253

[2]W. Berky, A.G.Balogh, R.G.Elliman:
“Heavy ion induced intermixing at Ta/Si and Ta/SiO2 interfaces”
NIM B, 226 (2004) 309-319

[3]W.Berky, S.Gottschalk, R.G.Elliman, A.G.Balogh:
“Orientation dependent ion beam mixing of Ta/Si interfaces”
NIM B, 249 (2006) 200-203

[4]S.M.Duvanov, A.G.Balogh:
“Two-stage diffusion and nanoparticle formation in heavily implanted polycrystalline Al2O3”
NIM B, Vol.171 (2000) 475-480

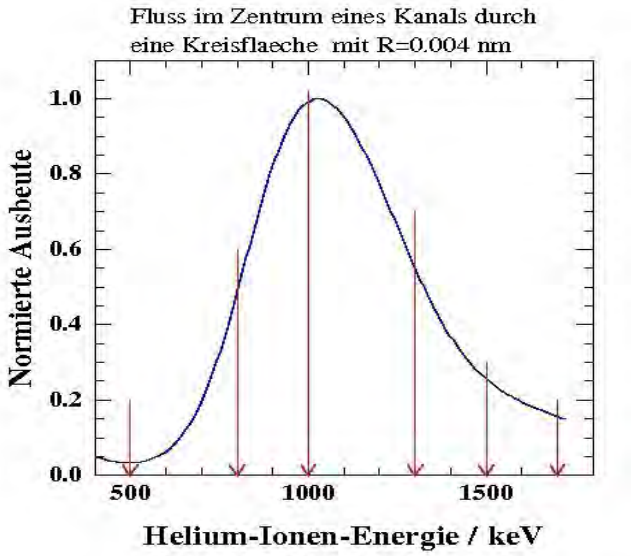
[5]S.M. Duvanov, A.V.Kabyshev, A.G.Balogh:
“Nanostructure formations, electrical transitions and implanted impurity migration in Al_2O_3 modified by Ti ion”
Surface and Coatings Technology, 158-159 (2002) 120-124

Untersuchungen zum Superfocusing

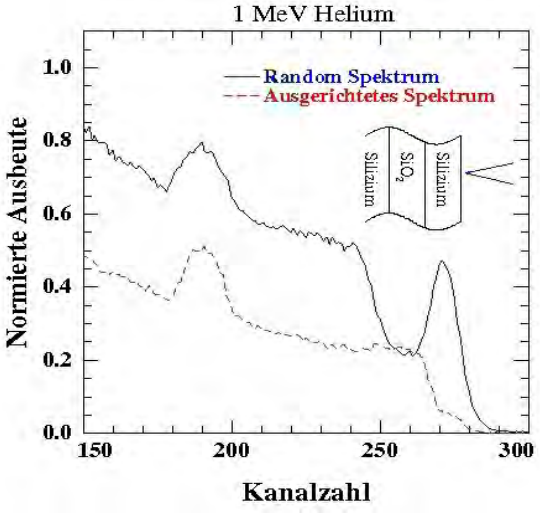
J. D. Meyer, Yu. N. Demkov[1]

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

Nach dem Umzug in das neue Institut und der Inbetriebnahme des 2,5 MV Beschleunigers konnte im Berichtszeitraum mit den Experimenten zum Nachweis des Superfocusing von energetischen Ionen in Einkristallen begonnen werden.
Ein kollimierter Strahl energetischer Ionen (~1MeV), welcher in den Kanal eines Einkristalls eingeschossen wird, bildet in einer energieabhängigen Tiefe eine extrem scharfe und relative lange Fokalebene aus, in der die Flussdichte um einen Faktor Tausend ansteigen kann (Superfocusing). Dieses Verhalten wiederholt sich oszillatorisch mit abnehmender Effizienz in die Targettiefe [1,2,3].
Bisher haben nur theoretische Überlegungen und numerische Simulationen die Existenz dieses Effekts vorgesagt. Eine experimentelle Bestätigung steht noch aus.
Zum Nachweis des Superfocusing wird ein sehr gut kollimierter Ionenstrahl benötigt. Der Aufbau am 2,5 MV Beschleuniger verfügt daher über eine Kollimationsstrecke von 6,5 m, was bei einem Blendendurchmesser von 1 mm zu einer Strahldivergenz von 1.5 x 10^{-4} rad führt.



Da der Superfocusing-Effekt mit seinem extremen Anstieg der Teilchenflussdichte im Target von sich aus nicht experimentell nachgewiesen werden kann, werden spezielle Targets eingesetzt. In der Tiefe des ersten Fokalpunktes müssen sich Dotanten oder Fremdatome befinden, welche interstitiell zum Kristallaufbau des fokussierenden Targets eingebaut sind. Diese Fremdatome können bei geeigneter Wahl durch Teilchenstreuung oder durch Kernreaktionen mit den Strahlionen nachgewiesen werden. Stimmt die Position des nadelförmige Fokus mit der Position der Fremdatome im Kanal überein, sollte ein Anstieg in der Ausbeute der Reaktion beobachtet werden können. Da die Position des Fokuspunktes im Kanal des Kristalls vom Einschusswinkel abhängt[3], sollte dieser Anstieg der Ausbeute bei kleinen Verkippungen des Targets (~2 x 10^{-3} rad) wieder verschwinden. Als Targets werden bisher epitaktisch hergestellte einkristalline Siliziumfilme auf einem Isolator (SOI-Filme) eingesetzt. Unterschiedliche Filmdicken und Isolatorschichten werden verwendet. Die Dicke des hier untersuchten Oberflächen-Silizium-Films liegt bei 0.053 µm, die darunterliegende SiO_2 Schicht ist 0.1µm dick.
In diesem Bericht wird nur auf erste Ergebnisse von Helium-Streuexperimenten und nicht auf Kernreaktions experimente eingegangen. Um zum Nachweis von Sauerstoff den Fokalpunkt in die Grenzfläche zum Isolators SiO_2 zu legen, muss eine Einschussenergie von 1MeV gewählt werden.
Abbildung 1 zeigt die Überhöhung der Flussdichte in der Mitte eines Si-Kanals in <100> Richtung bei einer Targettiefe von 0.053 µm als Funktion der Einschussenergie von He-Ionen (Simulation). Für jede der eingezeichneten Energien wurde ein sog. „Winkelskan“ mit einem Vorschub von 0.04° über einen Winkelbereich von perfektem Channeling bis zu einer Verkippung von 1.6° durchgeführt.



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

Referenzen:

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

Doppelphotoionisation an Supraleitern

I. Lauter [1], S. Voss[1,2], R. Wallauer[1], T. Jahnke[1], A. Kanigel[2], L. Foucar[1], B. Ulrich[1], T. Havemeier[1], O. Jagutzki[1], D. Hant[1], L. Schmidt[1], Th. Weber[1], M. Hattass[1], R.Dörner[1], H. Schmidt-Böcking[1]

[1] Institut für Kernphysik, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt am Main
[2] Dept. Of Physics, University of Illinois at Chicago

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

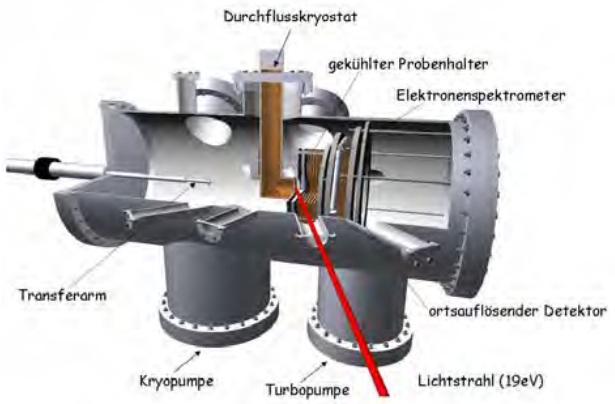


Abb.1: Schnitt durch Vakuumkammer

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

Zur Messung wurde ein zeit- und ortsauflösender Multihitdetektor verwendet, ähnlich dem bei den Gasphasenexperimenten genutzten COLTRIMS. Auf ihn wurde mittels eines elektrischen Feldes der gewählte Impulsraum (bis zu 2π) projiziert. Aufgrund der supraleitenden Eigenschaften der Probe (Meissner-Ochsenfeld-Effekt) konnte kein Magnetfeld überlagert werden, daher musste das Spektrometer sehr kurz konzipiert werden.
Das Experiment wurde unter Ultrahoch-vakuumbedingungen durchgeführt (1E-10mbar), um die Wiederbesetzungszeit der Oberfläche zu verlängern. Der Probenhalter ist mit einem Kryostaten thermisch verbunden, um die Temperatur der Probe regeln zu können.
Es wurden Daten bei verschiedenen Temperaturen gesammelt. Eine sorgfältige, systematische Analyse dauert zurzeit noch an. In den Daten wird nach einer back-to-back Impulskorrelation der Elektronen unterhalb der Sprungtemperatur von 80K gesucht. Gemessen wurde in einem Temperaturbereich von ~10K -295K.

Wie jede Beamline liefert auch die BW3 außer den Photonen mit der gewünschten Energie zusätzlich höhere Harmonische. Diese wurden mit Hilfe eines Indium-Filters herausgefiltert, welcher im unteren Bereich sehr gut funktionierte, im oberen Bereich jedoch sehr viele höhere Harmonische durchließ (<90eV).

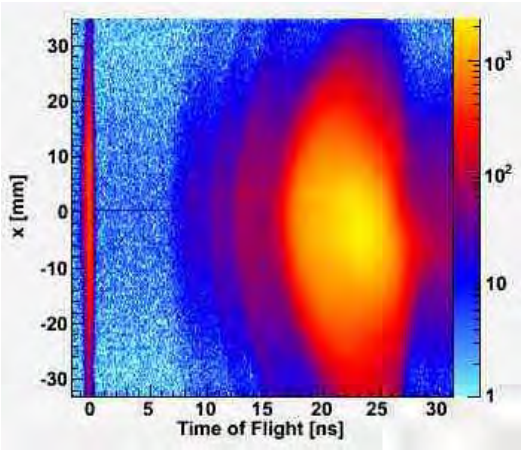


Abb.2: Flugzeit gegen x-Ort-Komponente. Zu erkennen sind die höheren Harmonischen bis zur 16. Ordnung

Da der Beitrag der Elektronen die durch höhere Harmonische emittiert werden bei etwa 10% liegt, verdeckt er den geringen Anteil der Fermifläche, die zur Sampleidentifizierung unablässig ist. Daher ist bei der nächsten Strahlzeit geplant die Filterung zu optimieren und bei niedrigerer Photonenenergie (<19eV) zu messen (am BW3 nicht möglich).
Während der Messung kam es zu unvorhergesehenen Schwierigkeiten bei dem Wechsel der Proben, dies führte zu zweimaliger Belüftung der Kammer während der Strahlzeit, was den Umfang der geplanten Datenaufnahme verringerte.

Die Strahlzeit lieferte verwertbare und viel versprechende Ergebnisse.
Für März 2007 ist eine erneute Strahlzeit am BESSY geplant, bei der aparative Verbesserungen umgesetzt werden.
In Zukunft kann darüber hinaus ein Niedrigtemperatursupraleiter eingebaut werden. Trotz der höheren Anforderungen an die Kühlung des Experiments bei dieser Art von Supraleiter ist diese Erweiterung des Experiments sinnvoll, da für diese Supraleiter theoretische Vorhersagen für die Doppelionisation vorliegen.

Photoemission an Festkörpern

S.Voss[1,2], R.Wallauer[1], I.Lauter[1], T. Jahnke[1], A. Kanigel[2], U.Chatterjee[2], L.Foucar[1], B.Ulrich[1], K.Kreidi[1], N.Neumann[1], J.Titze[1], T.Havemeier[1], R.Grisenti[1], N.Petridis[1], R.A.Costa Fraga[1], H.-K.Kim[1], M.Rudloff[1], S.Schößler[1], M.Schöffler[1], F.Sturm[1], J.Voigtsberger[1], M.Yildirim[1], M.Kühnel[1], H.Sann[1], O.Jagutzki[1], L.Schmidt[1], M.Hattass[1], J.C.Campuzano[2], H.Schmidt-Böcking[1], R.Dörner[1]

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

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

Es sind verschiedene Photoemissionsexperimente an Hochtemperatursupraleitern ($Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$), Blei (Pb 111) und Silber (Ag) an Synchrotronanlagen in den USA (SRC), Deutschland (BESSY) und der Schweiz (PSI) durchgeführt worden.

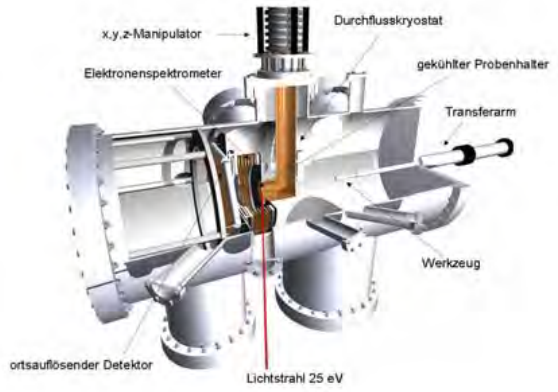


Abb.1: IKF-Vakuumkammer eines verwendeten Aufbaus

Zur Messung an den gepulsten Synchrotronstrahlquellen (single bunch mode) wurde ein zeit- und ortsauflösender Multihitdetektor verwendet, ähnlich dem bei den Gasphasenexperimenten genutzten COLTRIMS. Auf ihn wurde mittels eines elektrischen und z.T. auch magnetischen Feldes der gewählte Impulsraum (bis zu 2π) projiziert.

Im Gegensatz zur üblichen Photoemission an Festkörpern, bei denen relativ hohe Photoströme auftreten, ist bei dem hier verwendeten Aufbau der Ansatz eines Einzelteilchennachweises (event by event basierend) aus der Atom- und Kernphysik übernommen. Die Multihitfähigkeit des Detektors ermöglicht dabei beispielsweise den Unterschied zu messen, wann, entgegen dem Regelfall eines alleinig ausgelösten Elektrons im Verlauf eines einzigen Lichtpulses, zwei korrelierte Elektronen durch eine Einphotonanregung emittiert werden, wie z.B. erwartender weise Cooper-Paare bei einem Festkörper in der supraleitenden Phase unterhalb der Sprungtemperatur (T_c).

Auf dem bisherigen Weg, dessen nächste Etappe, das Erreichen der Supraleitenden Phase eines Bleieinkristalls (T_c =7.2K) unter Messbedingungen, unmittelbar bevorsteht, sind ausführliche Testmessungen mit verschiedenen Aufbauten durchgeführt worden (siehe z.B. Diplomarbeit Inka Lauter).

Bei einer auf einen Siliziumwaver aufgedampften dünnen Silberschicht (~30nm) ist dabei das Energiespektrum Abb.2 (schwarz) bei hν = 100eV Anregungsenergie und einem Einfallswinkel von 70 grad zur Oberflächennormalen gemessen worden. Dieses unterscheidet sich in seiner Struktur gravierend von allen Vergleichsspektren wie etwa bei 105eV oder 85eV Photonenenergie.

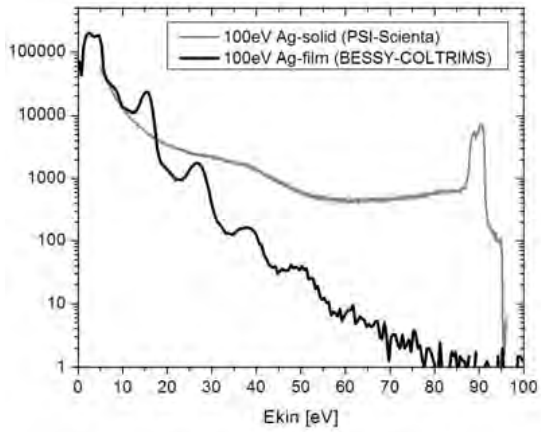


Abb.2: Gemessene kinetische Elektronenenergie bei der Einfachphotoelektronenemission an einer dünnen Silberschicht (schwarz) und massivem Silber (grau). Der Doppelpeak der schwarzen Kurve bei 90eV ist dem Valenzband zuzuordnen.

Eine herkömmliche Photoemissionskontroll-messung (SCIENTA R4000) am Synchrotron „Swiss Light Source“ (SLS) - Paul Scherer Institut (PSI) an einem mit Ar^+-Ionenbeschuss gereinigtem polykristallinem Silberstück (Abb.2 grau) zeigte keine Reproduktion des zuvor beobachteten resonanzartigen Verhaltens.

Es handelt sich wahrscheinlich um eine sehr effiziente kollektive Elektronenanregung (Plasmonen) durch das Synchrotronlicht und einer dadurch resultierenden Elektronenemission mit kinetischen Energien von n Oberflächen- (3.9eV) und m Volumenplasmonen (7.5eV; n, m = 1, 2, 3, 4, 5), ein zunächst überraschender Prozess, da ansonsten in diesem Zusammenhang meist ausschliesslich Elektronenenergieverlust durch Plasmonenanregung diskutiert wird – der umgekehrte Fall also. Eine Testmessung, deren Ergebnisse noch weiterverfolgt werden und die es zu Reproduzieren gilt.

Helmholtz Research School for Quark Matter Studies in Heavy Ion Collisions

Harald Appelshäuser, Henner Büsching

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

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

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

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

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

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

In der ersten Phase des Graduierten-Kollegs wurden bis Jahresende 2006 aus mehr als 200 Bewerbern aus dem In- und Ausland die ersten 17 Teilnehmer aus 11 verschiedenen Ländern ausgewählt. Im Frühjahr 2007 hat die Schule ihre aktuelle Kapaziät mit 30 Teilnehmern erreicht. Insgesamt ist eine Förderdauer von sechs Jahren für zwei Doktoranden-Generationen vorgesehen. Das Promotionsrecht liegt an der jeweiligen Hochschule.

Die Eröffnung der *Helmholtz-Research-School* wurde mit einem Symposium im Oktober 2006 an der GSI gefeiert. Neben Beiträgen von Vertretern der Helmholtz-Gemeinschaft und der beteiligten Institute haben zwei Festvorträge (Prof. Berndt Mueller - Duke Universität, Durham, USA und Prof. Reinhard Stock - Frankfurt) die neuen Studierenden auf ihre neuen Aufgaben eingestimmt.

Das Programm des Graduierten-Kollegs umfasst regelmäßige Vorlesungen, speziell zugeschnitten auf die Teilnehmer, wöchentliche Colloquia, zwei einwöchige *Lecture-Weeks* pro Jahr und Seminare zum Erwerb zusätzlicher Schlüsselkompetenzen. Der weiteren Strukturierung der Ausbildung wird durch die Bildung von Promotionskomitees und durch regelmässige Presentationen des aktuellen Stands der Arbeiten auf zweitägigen *Graduate-Days* vor den Mitgliedern des Kollegs Rechnung getragen. Die ersten Graduate-Days wurden im Sommer 2007 auf dem Campus Riedberg durchgeführt. Dem Promotionskomitee gehören neben dem Doktoranden und seinem Betreuer ein externen Betreuer und gegebenenfalls ein Mentor an, die sich zweimal jährlich treffen und den aktuellen Stand der Arbeit kritisch und konstruktiv beleuchten und Ziele für das nächste Halbjahr definieren.

Die erste Lecture-Week wurde im April 2007 in Rolandseck am Rhein organisiert. JProf Dr. Marcus Bleicher (Frankfurt) und Dr. Hans Rudolf Schmidt (GSI) haben die Teilnehmer durch Vorlesungen zur Teilchenproduktion in Schwerionen-kollisionen und verschiedene, in Experimenten der Schwer-ionenphysik verwendete Detektortypen in das Forschungsthema der Schule eingeführt.

Zur zweiten Lecture-Week trafen sich die Teilnehmer im Herbst 2007 im Kleinwalsertal. Prof. Dr. Ralf Averbeck (Stony Brook/USA), Dr. Volker Koch (Berkeley/USA) und Prof. Dr. Piotr Salabura (Univ. Krakow/Poland) haben dort verschiedene Aspekte der "Chrialen Symmetry" in Schwerionenkollisionen diskutiert.

Ein wichtiger Schritt im berufsqualifizierenden und persönlichkeitsbildenden Training der Schule wurde schließlich im Sommer 2007 mit dem ersten Schlüsselkompetenzseminar in Zusammenarbeit mit dem Imperial College London getan. In einem viertägigen Workshop in Easthampsted Park unweit von London trafen sich alle drei deutschen Research-Schools zu einem gemeinsam Workshop zum Thema interdisziplinäre Kollaboration, erfolgreiches Arbeiten in Arbeitsgruppen und optimierte Arbeitsbeziehungen.

Das Program des Kollegs wird durch individuelle Unterstützung der Teilnehmer ergänzt. In Zusammenarbeit mit FIAS und der Otto-Stern-Schule konnten spezielle Sprachkurse in Deutsch und Englisch zur besseren Integration ausländischer Teilnehmer angeboten werden. Die große Zahl von Vorträgen der Teilnehmer auf nationalen und internationalen Konferenzen und Arbeitstreffen unterstreicht das aktive Forschungsumfeld des Graduierten-Kollegs.

Weitere Informationen zum Programm können auf der Internetseite des Graduierten-Kolleg abgerufen werden:
http://fias.uni-frankfurt.de/helmholtz/

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

Abteilung Elektronik

W. Amend, N. Bialas, E. Köhler, W. Meuter, R. Renfordt (*),
S. Schreiber, M. Urban, R. Weirich und die ALICE Kollaboration (*)

Nachfolgend werden einige interessante technische Neuentwicklungen vorgestellt, die im Berichtszeitraum von der Abteilung Elektronik entwickelt und gebaut wurden.

ALICE Gating-Grid-Pulser-System (*)

Mit den vom IRB-Zagreb gelieferten Pulserkarten (Abb. 1) ist das Gating-Grid-Pulser-System aufgebaut worden.

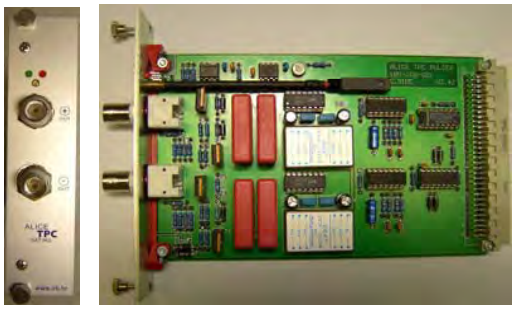


Abb. 1: Gating-Grid-Pulserkarte, Frontplatte und Elektronik

Das Gating-Grid-Pulser-System besteht je TPC-Seite aus insgesamt 6 St. 19“-Baugruppenträgern 3HE für die Schaltelektronik. Die mechanische Aufteilung erfolgte symmetrisch, was eine einseitige Herstellung der Backplane ermöglichte. Die „Alice Gating Grid Pulser Backplane“ stellt die 19 Zoll- Gehäuserückwand zur Verdrahtung der Systemkomponenten dar (Abb. 2) .

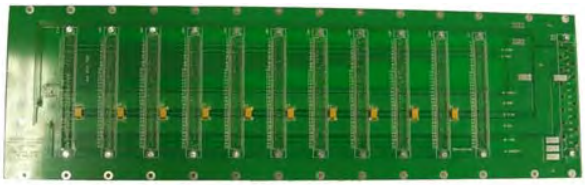


Abb. 2: Alice Gating Grid Pulser Backplane 84TE/3HU

Neben der Hauptspannungsversorgung von 5 Volt DC und den Pulserkarten enthält jeder Baugruppenträger eine Gating-Grid-Pulser DC/DC-Karte (Abb. 3).
Diese Systemkomponente erzeugt durch Aufwärtswandlung mit Filterung und linearer Nachregelung aus der Hauptspannung eine zweite stabile und präzise Versorgungsspannung von 9,3 Volt für die Pulserkarten.
Beide Steuerspannungen werden überwacht und beim Unterschreiten der Sollwerte um > 0,2% werden entsprechende Fehler lokal signalisiert und gespeichert, stehen aber auch für eine Ferndiagnose zur Verfügung.

Der TTL@50Ohm Triggereingang der Karte wird mit einer Inhibit-Funktion verknüpft, um im Fehlerfall die Verteilung des Triggersignals über die Backplane zu den Pulserkarten zu unterbinden.

Ausserdem werden über die DC/DC Karte die Schaltspannungen (ca. +100V und -100V) und die offset Spannung (ca. -90V) über eine -Buchse zugeführt und auf der Karte gesiebt/gepuffert und über die Backplane auf die Pulserkarten verteilt.

Abb. 3: DC/DC Eurocard V2.6

Für den Funktionstest, Diagnose und Kalibrierzwecke wurde ein „ALICE-Gating-Grid-Pulser-Diagnose“ Board entwickelt (Abb. 4).
Dieses Board erlaubt u.a. den Zugriff auf die Signale der Backplane. Alle Versorgungsspannungen und die Schalt-Spannungen sind auf der Frontplatte über 2mm Buchsen abgreifbar. Der Zustand der Pulserkanäle wird diagnostiziert und von LEDs angezeigt.
Das erzeugte Test-Triggersignal ist im Tastverhältnis variabel und kann einerseits Schaltzeiten erzeugen, die noch visuell wahrnehmbar sind, aber anderseits aber auf die nominellen 100us Gitter-Öffnungszeiten eingestellt werden.

Abb. 4: Diagnose Eurocard V1.2

Ein weiterer 19“-Baugruppenträger je TPC-Seite enthält neben einer entsprechender Rückwandverdrahtung und einer überwachten Spannungsversorgung eine Steuerbaugruppe (Abb. 5), die aufbauend auf dem ALICE DCS-Board (empfängt das Trigger Signal und die Master clock über eine

optische Faser) die zugeführten LWL-Signale für Clock und Trigger aufbereitet und über Treiber den einzelnen System-BGT´s zur Verfügung stellt. Über einen TTL@50Ohm Triggereingang kann wahlweise für Testzwecke ein asynchroner Trigger zugeführt werden.

Abb. 5: LVDS-TTL-FANOUT-Baugruppe

Das „ALICE Gating Grid Patchpanel“ (Abb. 6) enthält die Verdrahtung der Schaltspannung. Die Schaltspannungen selbst werden je TPC-Seite in 3 kommerziell gefertigten 19“-Baugruppenträgern mit 2 Netzgeräten pro BGT erzeugt.

Abb. 6: ALICE Gating Grip Pulser System Patchpanel V1.1

Der Aufbau des Gating-Grid-Pulser-Systems erfolgte für die A und C-Seite der TPC getrennt (Abb. 7). Der gesamte Aufbau ist erdfrei. Jeder Aufbau ist nach Abgleich und Einstellarbeiten einem Langzeittest unterzogen worden. Getestet wurde das Gesamtsystem unter „worst case“ – Bedingungen, d.h. ohne Zwangskühlung, bei maximalen Schaltspannungen mit maximal möglicher Triggerrate.
Als Testdummys für die Drahtgitterkapazitäten der Vieldrahtproportionalkammern, die reell Teilkapazitäten in einem Mehrleitersystem darstellen, wurden Keramikkondensatoren mit 6,8nF benutzt.

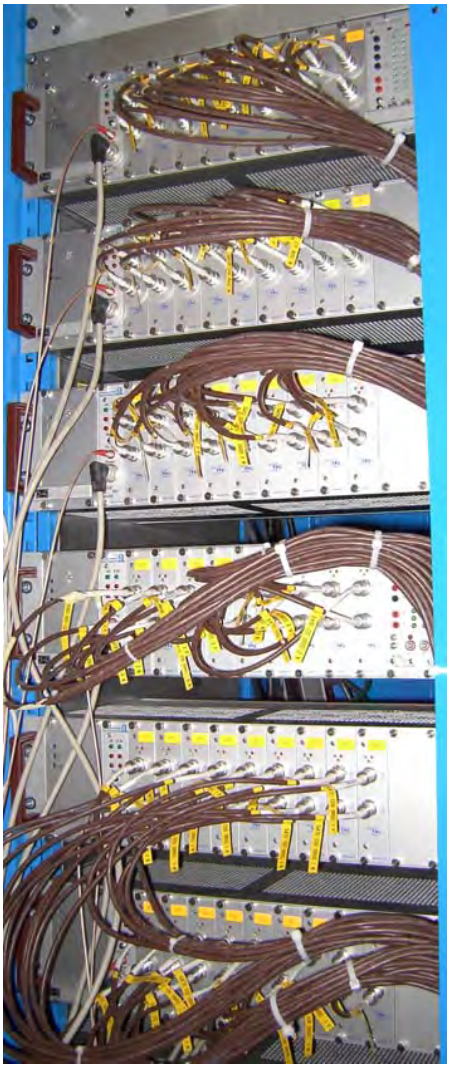


Abb. 7: Die sechs obersten von insgesamt 10 Baugruppenträgern des Gating Grip Pulser System einer Seite der ALICE TPC aufgebaut am CERN

ALICE-TPC HV-Verteiler [(*)]

Für die Hochspannungsversorgung der Vieldraht-proportionalkammern der ALICE TPC werden 32-kanalige HV-Module der Firma ISEG mit zwei 51-poligen Redel-Aschlüssen verwendet. Um sie auf die 6 x 18 Kammern der TPC abbilden zu können wurden 19“-Kassetten gebaut, die eine Umgruppierung erlauben.. Die Kassetten sind in einem 19“-Baugruppenträger eingebaut (Abb. 9 und. 10). Die Spannungs Ein- und Ausgänge sind über 22-polige Redel-Anschlüsse realisiert. Der Aufbau ist erdfrei. Zur Schutzbeschaltung sind TVS-Dioden eingesetzt.

Abb. 9: Frontansicht einer Verteilerkassette

Abb. 10: Fertiger HV-Verteilerkasten

ALICE TPC HV-Fan out (*)

Zur Versorgung der Hilfsspannungen der Vieldrahtproportionalkammern der ALICE TPC werden 8-kanalige HV-Module der Firma ISEG mit SHV Anschlüssen verwendet. Diese werden in 19“-Kassetten aufgesplittet (jeweils 1 in 18 Kanäle) und über 22-polige Redel-Buchsen den Kammern zugeführt (Abb. 11). Die HV-Kanäle sind über Kapazitäten gepuffert. Auf der Leiterplatte lässt sich die jeweilige Kanalspannung über eine Steckbrücke individuell auswählen. Die Kassetten sind in einem 19“-Baugruppenträger eingebaut. Der Aufbau ist erdfrei. Zur Schutzbeschaltung sind TVS-Dioden eingesetzt.

Abb. 11: Fertig aufgebauter HV-Fan-Out Baugruppenträger

Literatur

[1]ALICE Collaboration, Technical Design Report, CERN/LHCC/00-001

ALICE TRD Kammerbau (*)

Die bei der Integration der Read-Out-Board Elektronik beim ALICE TRD Kammerbau eingesetzten PFC-Leiterplattenverbinder können mit dem entwickelten Testsatz auf ungewollte Verbindungen zwischen den Leiterbahnen getestet werden (Abb. 15). Der fehlerhafte Zustand wird über LED´s angezeigt.

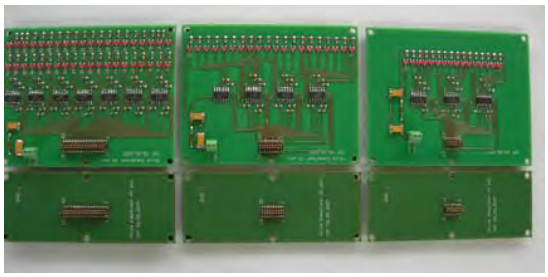


Abb. 15: Testelektronik für PFC-Leiterplattenverbinder

Mit dem Backplanetester werden die Flachbandkabelverbindungen zwischen der Read-Out-Board Elektronik und der Backplane auf Kurzschluss zwischen Leiterbahnen und Unterbrechung getestet (Abb. 16).
Ein Fehler wird nach seiner Art erkannt und angezeigt. Eine zusätzliche akustische Meldung unterstützt den Testvorgang.

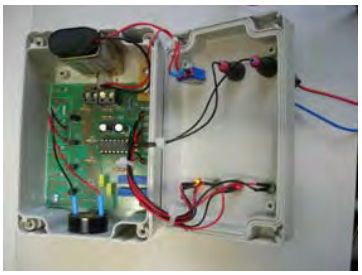


Abb. 16: Testelektronik für den Backplane-Test

HADES HV-Boxen

Für das HADES-Experiment bei der GSI sind Anschluß-konverterboxen gebaut worden, die die 28 kanaligen HV-CAEN-Module mit 52 Pin Radiall-Anschluß an die SHV-Anschlüsse der verwendeten Fotovervielfacher ermöglichen (Abb. 8).

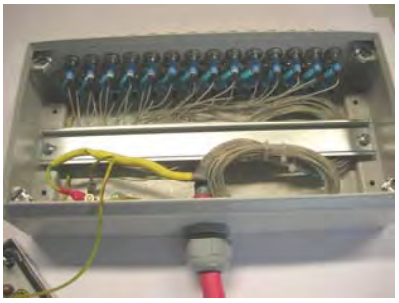


Abb.8: Das Innenleben der HADES HV-Verteilerbox

Das HV-Kabel SL-V2YCEH56AWG26/7 ist von unten über eine PG21 Eingangsverschraubung eingeführt und erhält im

Klemmgehäuse eine zusätzliche Zugentlastung. Die 28 SHV-Buchsen (Typ RADIALL) sind oben 2-reihig angeordnet.
Der gemeinsame GND-Anschluß liegt mittig zwischen den Reihen und wird über Lötösen den einzelnen SHV-Buchsen zugeführt. Der Einbau der SHV-Buchsen erfolgt durch Isolierscheiben erdfrei. Die Schutzbeschaltung bilden bipolare TVS-Dioden mit parallel geschalteter Kapazität.
In der Verteilerbox geht die gemeinsame PE-Schirmung in eine kanalgetrennte GND-Schirmung über.
Zur Unterdrückung möglicher HF-Einstreuungen und als verbrauchernaher Puffer wird je Ausgangskanal eine Kapazität eingefügt. Im Bedarfsfall kann durch das Hinzufügen einer seriellen Induktivität je Kanal (frequenzabhängiger Spannungsteiler) eine verbesserte Siebung und Filterung erreicht werden.
Von diesen HV-Boxen sind insgesamt 12 Stück angefertigt worden

Analog HV-NIM Dual Power Supply

Das „Analog HV-NIM Dual Power Supply“ wurde als Ersatz für die älteren IKF-HV-Module entwickelt (Abb. 12).
Um eine gewisse Flexibilität bei der Realisierung von unterschiedlichen Spannungen sicherzustellen, wurden für das „Dual Power Supply“ verschiedene Bestückungsvarianten vorgesehen.
Bei Spannungen bis +/-1kV werden für die interne Strommessung Trennverstärker als IC vorgesehen. Diese Variante reduziert den Bestückungsaufwand und die Kosten bei der Produktion, hat aber den Nachteil, dass sie aus Isolationsgründen nur bis 1 kV realisierbar ist.
Für die Spannungen darüber hinaus kommen spezielle „optische Trennverstärker“ zum Einsatz.
Die mechanischen Gegebenheiten und die gewählten Komponenten schränken die max. zu erzeugende HV-Spannung derzeit auf +/- 2kV ein.
Das „Analog HV-NIM Dual Power Supply“ besitzt zwei SHV-Buchsen auf der Frontplatte und optional zwei MHV-Buchsen (parallel)auf der Rückseite.
Die Ausgangspannungen sind unabhängig voneinander über 10-Gang Potentiometer stufenlos einstell- und arretierbar. Der Spannungs- oder Stromwert kann je Kanal wahlweise über ein digitales Anzeigeinstrument dargestellt werden.
Im „Koppelbetrieb“ werden die symmetrischen Ausgangsspannungen über ein Potentiometer gemeinsam eingestellt.

Abb. 12: Analog HV-NIM Dual Power Supply V1.35

Von den Modulen sind inzwischen 12 Stück angefertigt worden.

Fast AEC- NIM Ratemeter

Für die am IKF entwickelten und seit vielen Jahren eingesetzten „4-fach AEC-NIM Zähler“ sind zunehmend Engpässe in der Ersatzteilverfügbarkeit aufgetreten.
Für schnelle Anwendungen wurde ein Zähler entwickelt, dessen Zählerstufen in ECL aufgebaut sind und die Steuerung und Algorithmen in einem FPGA laufen und somit spezifisch an die jeweiligen Anforderungen angepasst werden können (Abb. 13 und 14).
Das Innenleben des Ratemeters besteht insgesamt aus vier Platinen. Je zwei Mainbords (2x2Kanäle) einer Power-Supply- sowie einer Frontpanel Platine.

Abb. 13: Fast NIM Ratemeter Mainboard V1.2

Alle Zähl- und Steuereingänge können wahlweise ECL, AEC-NIM und TTL@50Ohm Eingangspegel verarbeiten.
Die interne Zeitbasis lässt sich in 4 Stufen (1s, 2s, 4s und 8s) anwählen. Zusätzlich lassen die externen Eingänge beliebige extern einstellbare Triggerzeiten zu.
Das „Fast NIM Ratemeter“ besitzt standardmäßig umfangreiche Messfunktionen (Ratemeter, Counter und Divider) und gestattet somit einen flexiblen und vielfältigen Einsatz.

Abb. 14: Fast NIM Ratemeter Frontansicht und Rückwand

Die maximale Eingangsfrequenz für NIM-Signale liegt bei 300 MHz, für TTL@50Ohm und NECL Signale bei 250 MHz. Eingangsimpulsbreiten mit mindestens 2 ns Breite werden sicher erkannt.
Die Gesamtleistungsaufnahme liegt bei 48 Watt pro NIM-Modul.

Werkstatt: Feinmechanik

H. Düring, S. Engel, S. Geis, A. Jegel, M. Lüdtke, S. Pohlmann, V. Scharf, Th. Schwab

Die Werkstatt ist mit einer Vielzahl jener typischen Aufgaben betraut, die sich einem modernen physikalischen Institut stellen. Vor allem die Experimentiereinrichtungen wurden ihren wissenschaftlich – technischen Anforderungen entsprechend in enger Zusammenarbeit mit den Physikern spezifiziert, konstruiert und hergestellt.
Im Berichtszeitraum vom 01.01.2006–31.12.2007 wurden in der Feinmechanischen – Werkstatt ca. 363 Aufträge überwiegend für Forschungsarbeiten sowie für Wartung und Instandsetzung von Geräten und Einrichtungen abgearbeitet.

Ferner wurden auf unserer großen Drehmaschine auch Arbeiten für andere Institute gefertigt:

- Angewandte Physik
- Geowissenschaften

Von den in der Feinmechanischen – Werkstatt gefertigten Arbeiten sind besonders hervorzuheben:

- große CF – Edelstahl Vakuumkammer mit diversen Innenteilen

- Tiefziehwerkzeug für Quadrupol - Linse

- große Funkenkammer

Berufsausbildung :

Industriemechaniker/ Fachrichtung : Feingerätebau

Auszubildende : 2006
1 Auszubildender im 1. Ausbildungsjahr
1 Auszubildender im 2. Ausbildungsjahr
(Facharbeiterprüfung Teil1 März/April 2006)

Auszubildende : 2007
1 Auszubildender im 1. Ausbildungsjahr
1 Auszubildender im 2. Ausbildungsjahr
1 Auszubildender im 3. Ausbildungsjahr (vorgezogene Facharbeiterabschlussprüfung Teil2 Mai/Juni 2007)

Im Jahr 2006 wurde in unserer Werkstatt der praktische Teil1 der Facharbeiter-Prüfung, in Zusammenarbeit mit der Industrie und Handelskammer Frankfurt/Main abgehalten.
In enger Zusammenarbeit mit der IHK- Frankfurt/Main fand im Jahr 2007, ebenso die Facharbeiter-Abschlussprüfung Industriemechaniker/ Fachrichtung: Feingerätebau in unseren Räumlichkeiten statt.
Herr Viktor Scharf hat seine Abschlussprüfung vor der Industrie – und Handelskammer mit hervorragenden Prüfungsergebnissen abgeschlossen.
Aufgrund seiner hervorragenden Leistungen in der Sommer-Prüfung 2007, erhielt Herr Scharf eine Einladung von der IHK- Frankfurt/Main zur „Ehrung der Besten".

Die Ehrung und Auszeichnung wurde am 6.10.2007 im Hause der Industrie– und Handelskammer Frankfurt / Main durch den Hauptgeschäftsführer der Industrie– und Handelskammer, Herrn Gräßle vorgenommen.

Trotz hoher Arbeitsauslastung, konnten wir auch 2006/07 mehreren Schülern ein Praktikum in unserem Bereich ermöglichen.

Abb.1: Funkenkammer

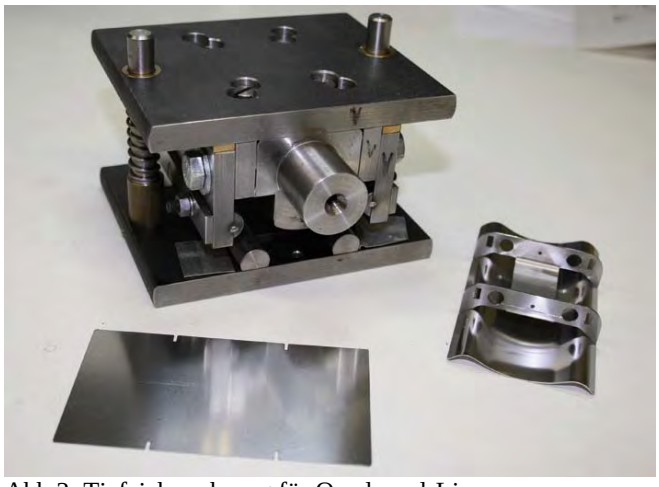


Abb.2: Tiefziehwerkzeug für Quadrupol-Linse

Schlosserei

J. Kölichhaus, W. Gass, B. Chakkalamattath, S.Happ

Die Schlosserei hat seit ihrem Umzug auf den Campus Riedberg ihr Aufgabengebiet stark erweitert.
Es wurden nicht nur Arbeiten für das IKF, sondern auch für alle anderen Institute des Fachbereichs Physik und die Hausverwaltung angefertigt. Viele Aufgaben die früher an Firmen vergeben wurden, können nun direkt erledigt werden. Dadurch wird nicht nur Zeit gespart, sondern die nötigen Arbeiten können individuell an die erfordenisse der jeweiligen Auftraggeber angepasst werden.
Die Einführung von Aluprofilsystemen hat großen Anklang gefunden. Das flexible System wird nach den technischen Vorgaben konstruiert und kann mit der Spezialkreissäge bearbeitet werden.
Die Unterstützung bei den Aufbauten Experimente steht im Mittelpunkt der Schlosserei.
Für den Berichtzeitraum sind hervorzuheben:
- Kühlleitungen und Kühlbleche für ALICE TPC Führungsschienen für Kontrollsystem für die TRD Kammerbedrahtung.
- Einrichtung eines Strahlenschutzraumes mit Blei Verkleidung und Elektrischem-Schiebetor
Für die Veranstaltung „Highlights der Physik“ der DPG wurde eine Galiläische Rinne mit Pendel als Versuchsstand für Schüler konstruiert und hergestellt.
Für das Institut für Bienenkunde wurde ein Pollenreinigungsgerät konstruiert und aus Edelstahl angefertigt.

Abb. 2 Pollenreinigungsgerät

Abb 1: Lötarbieter am Kühlsystem der ALICE TPC

Dokumentation

Nachruf

Dr. phil. nat. Dieter Hofmann

Am 19 Februar 2007 starb ganz plötzlich und unerwartet Dr. Dieter Hofmann beim Spaziergang in Seefeld im Alter von 75 Jahren.

Herr Hofmann wurde geboren am 30. August 1932 in Oberweiden in der Rhön. Er begann das Physikstudium an der Technischen Hochschule in Darmstadt und erhielt sein Diplom in Physik an unserem Institut für Kernphysik in Frankfurt am Main mit einer experimentellen Arbeit zur Messung von Neutronenwirkungsquerschnitten.

Mit einer Arbeit über Konversionselektronen von primären Fragmenten aus der Kernspaltung von 235U nach Beschuß mit thermischer Neutronen begann er ein neues Forschungsgebiet, zu dem er am Kernforschungszentrum in Karlsruhe experimentelle Untersuchungen durchführte. Mit der aus diesen Arbeiten entstandenen Dissertation wurde er im Jahre 1973 bei Prof. Stelzer und Prof. Schopper in Frankfurt promoviert.

Herr Hofmann hat schon vorher, und ab 1966 in verantwortlicher Stellung, beim Betrieb des Forschungsreaktors FRF1 mitgewirkt und war danach an der Planung für den Nachfolge-Forschungsreaktor FRF2 beteiligt. Seit 1976 hat Dr. Hofmann in der 1972 gegründeten Gruppe Atomphysik von Prof. Groeneveld mitgewirkt und dort sehr erfolgreich Arbeiten u.a. über Aerosolphysik übernommen.

Viele Kollegen betonen, daß er als Physiker mit seinen Ideen Studenten und Wissenschaftlern aus vielen Teilen der Welt geholfen hat, schwierige konstruktive und physikalische Probleme zu lösen; sie betonen auch wie sehr seine Arbeit Anerkennung gefunden hat. Ein früherer Student - und heutiger Kollege -schrieb: „Herr Hofmann war uns eine sehr wertvolle Hilfe, schon im ersten Praktikum am Rebstock während des Grundstudiums. Er hat uns sehr viel beibringen können über den wissenschaftlichen Betrieb im Labor, von der Planung eines Experiments, seiner Durchführung, seiner Auswertung bis zur schriftlichen Formulierung und Präsentation in Postern, Berichten und Veröffentlichungen. Wir haben alle eine Menge bei ihm gelernt“. Seine Hilfsbereitschaft, seine Aufrichtigkeit, und sein Wirken haben bei seinen Mitarbeitern im In- und Ausland (z.B. bei seinem Aufenthalt in Jordanien) höchste Anerkennung gefunden.

Wir Freunde und Kollegen haben Dieter oft lachen gehört, - - im Beruf aber auch bei fröhlichen und gastlichen Anlässen. Wir haben erlebt, wie sehr er sich freute und stolz war über das große Interesse an seinem Patent „Leichtgas Kanone“, das neuartig eine mehrstufige Druckkanone zur Auslösung z.B. von Kernfusion in Überschallstößen beschrieb.

Wir haben seinen Rat gesucht und gefunden. Nicht nur seine Frau Sonja und sein Sohn Matthias, auch das Institut und seine Mitarbeiter vermissen ihn; wir erinnern uns gern und oft an Dieter Hofmann; wir vergessen ihn nicht und wir danken ihm herzlich für seinen Mitarbeit und seinen vielfältigen Einsatz.

Prof. Dr. Dr. h.c. K.O. Groeneveld

Institutsangehörige

Professoren:
Dr. H. Appelshäuser
(Geschäftsführender Direktor ab 10.2007)
JProf. Dr. C. Blume
Dr. R. Dörner
Dr. K. Peters
Dr. H. Ströbele (Geschäftsführender Direktor bis 10.2007)
Dr. J. Stroth

Emeritierte und pensionierte Professoren
em. Prof. Dr. K. Bethge
Dr. Th. Elze
Dr. Dr. h.c. K.O. Groeneveld
Dr. W. Henning (seit Aug.07)
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. E. Krimmel, Dr. A. Sandoval, Dr. W. Schüle,
Dr. P. Senger, Dr. T. Stöhlker, Dr. W. Trautmann

Privatdozenten
Dr. M. Gazdzicki, D. Jakubaßa-Amundsen, Dr. R. Schmidt,
Dr. H. J. Wollersheim

Helmholtz Nachwuchsgruppenleiter
Dr. H. Büsching, Dr. R. Grisenti, Dr. R. Reifarth

Wissenschaftliche Mitarbeiter
Dr. D. Antonczyk, Dr. I. Fröhlich, Dr. K. Goetzen,
Dr. S. Hagmann, S. Neve, Dr. M. Hartig, Dr. T. Jahnke,
Dr. J. Markert, Dr. J. D. Meyer (bis 11.2007), Dr. C. Müntz,
Dr. R. Renfordt, Dr. M Ploskon, Dr. L. Schmidt,
Dr. K. E. Stiebing, Dr. C. Sturm, Dr. B. Wiedemann,
Dr. A. Wilms, Dr. H-E. Zschau

Doktoranden
K. Antipin, K. Cole, R. Costa-Fraga, M. Deveaux, T. Dietel,
L. Foucar, T. Galatyuk, T. Havermeier, T. Jahnke, M. Kaesz
(bis März 06), M. Kliemant, S. Kniege, T. Kolleger (bis
April 06), K. Kreidi, S. Kniege, M. Lang, B. Lungwitz,
M. Meckel, M. Mitrovski (bis Juni 07), N. Neumann,
M. Nofal, H. Nowak, Y. Pachmayer, M. Palka, N. Petridis,
M. Rudloff, M. Schöffler (bis Mai 06), S. Schößler,
C. Schrader, T. Schuster, W. Sommer, J. Titze, B. Ullrich,
S. Voss, R. Wallauer (bis Mai 06) A. Wetzler, C. Wimmer

Diplomanden
C. Alt (bis Juni 07), D. Akoury, M. Balser, H. Beck,
J. Book, R. Costa-Fraga (bis Aug. 07), D. Hant, A. Fick,
J. Fiess, D. Glaab, F. Hess, T. Havermeier,(bis Juni 06)
M. Heilmann, M. Kessenbrock, S. Kirschner, H. Kim, I.
Lauter, F. Kramer, R. Nörenberg (bis Feb. 07), M. Meckel
(bis Aug. 06), M. Odenweller, N. Petridis (bis Aug. 07), N.
Pitz, M. Rudek, M. Rudloff, A.-Y. Samir, S. Schuchmann,
C. Strabel, S. Schwientek, A. Tarantola, K. Teilab, M.
Trummel, M. Utvić, J. Voigtsberger, J.Wiechula, D. Wegerle

Verwaltung
Dr. P. Eschenbrenner (bis 4.2007), M. Frey
B. Kömpel, U. Köpf, M. Lang

Techn. Mitarbeiter
W. Amend, J. Berschin (bis 12..2006), C. Freudenberger,
H. Hinke, M. Petri, A. Wiesenäcker (seit 1.4.2006)

Beschleuniger
R. Baumgarten (bis April 2006), W. Dilfer,
M. Dworak (seit 8.2007), P. Ziel

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

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

Grobmechanik
B. Chakalamattath, W. Gass, J. Kölichhaus

Auszubildende
S. Happ, M. Lüdke, V. Scharf

Preisträger und Ehrungen

Als erster Nicht-Amerikaner erhält der Frankfurter Atomphysiker **Horst Schmidt-Böcking** den renommierten Davisson Germer Preis 2008 der American Physical Society.

Den Preis der Vereinigung von Freunden und Förderern der Universität der jährlich für die beste naturwissenschaftliche Arbeit an der Universität vergeben wird, hat **Till Jahnke** 2006 für seine Doktorarbeit erhalten. Titel der Arbeit: Interatomic Coulombic Decay" - Experimentelle Untersuchung eines neuartigen, interatomaren Abregungsmechanismus.

Thorsten Kollegger, hat den „Gernot und Carin Frank Preis" für die beste physikalische Dissertation 2006/07 erhalten. Titel der Arbeit ist „Search for Upsilons in Heavy-Ion Collisions with the STAR Detector".

Lutz Foucar („Ionisation und Anregung von Wasserstoff- und Deuteriummolekülen mit Synchrotronstrahlung")
und **Tilo Havermann** („Photoionisation und doppelt angeregte Zustände in Wasserstoff- und Deuterium-Molekülen")
haben den Michael Loulakispreis 2007 für die beste Diplomarbeit erhalten.

Moritz Meckel
Philipp Siedler-Wissenschaftspreis des Physikalischen Vereins

Mitarbeit in Gremien
(innerhalb und außerhalb der Universität)

Prof. Dr. H. Appelshäuser
Sprecher der Helmholtz Research School H-QM,
ALICE Editorial Board, ALICE Collaboration Board
Philipp-Siedler-Preiskomitee,
Sprecher der GSI-Graduiertenschule HGS-Hire

Prof. Dr. Ch. Blume
ALICE Computing Board

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

Prof. Dr. R. Dörner
Studiendekan des FB Physik, Univ. Frankfurt/M, Int. Advisory Board ICPEAC, Int. Advisory Board: International Symposium on (e,2e), Double photoionization and related topics, Int. Advisory Board: International Conference on electron and photon impact ionization and related topics, User Selection Panel ISA, Aarhus, Dänemark

PD Dr. M. Gazdzicki
Spokesperson of the Virtual Institute for Strongly Interacting Matter of the Helmholtz Association,
Contact person of NA49-future Collaboration

Prof. Dr. K. Peters
Mitglied des erweiterten Direktoriums der GSI
Stellv. Programmsprecher HuK der Helmholtz-Gemeinschaft
Int Adv. Boards: Hadron Conference, LEAP Conf., Charm Conf.
Panda Executive Board, Panda Collaboration Board
Panda Physics Coordinator
BES Executive Board
Hadronenbeirat des IKP, Jülich Forschungszentrum

Dr. L. Schmidt
Senatskommission für den 1822-Universitätspreis
Senatskommission Wissenschaftlicher Nachwuchs

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking
Board IOP JPHYSB London

Dr. K. Stiebing
Senat, Fachbereichsrat der Uni Frankfurt
Jurymitglied im Landeswettbewerb Jugend Forscht

Prof. Dr. J. Stroth
Mitglied des erweiterten Direktoriums der GSI
Ko-Sprecher HADES Kollaboration

Mitarbeit als Co-Editor von Zeitschriften

Prof. Dr. R. Stock: Wiley-Verlag

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

Gutachtertätigkeit
(außerhalb der Universität)

Prof. Dr. H. Appelshäuser
Gutachterausschuss Hadronen und Kerne, DAAD,
Humboldt Stiftung

Prof. Dr. R. Dörner
Deutsche Forschungsgemeinschaft

Prof. Dr. K.O. Groeneveld
Physikalischer Verein, Frankfurt/M

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking
Deutsche Forschungsgemeinschaft

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

Referee bei Zeitschriften

Prof. Dr. H. Appelshäuser
Phys. Rev. Lett., Phys. Rev. C., Phys. Lett. B, Jour. of Phys. G

Prof. Dr. Ch. Blume
Phys. Ref. Lett., Phys. Rev. C, J. Phys. G

Prof. Dr. R. Dörner
Europ. J. Phys., J. Phys. B, Phys. Rev. Lett., Nature, Phys. Rev. A

Dr. M. Gazdzicki
Phys. Lett, Phys. Rev. Lett., Phys. Rev. Nucl. Phys., J. Phys. G, Acta Phys. Polon.

Dr. T. Jahnke
Phys. Rev. Letters

Prof. Dr. K. Peters
European Journal of Physics C, Journal of Physics G, Nuclear Physics A

Dr. M. Ploskon
Acta Physica Hungaria, Heavy Ion Physics A

Prof. Dr. K.O. Groeneveld
Physical Rev. A, Nuclear Instruments and Methods B

Prof. Dr. F. Rauch
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B

Prof. Dr. H. Schmidt-Böcking
Phys. Rev. Lett., Phys. Rev. A, J. Phys. B.

Prof. Dr. R. Stock,
Nucl.Phys A, Phys.Rev.C, Phys.Rev.Letters

Prof. Dr. H. Ströbele
Phys. Lett., Phys. Rev. Lett., Phys. Rev , Nucl. Phys. A,
Eur. Phys. J. , NIM

Prof. Dr. J. Stroth
Phys. Rev. Lett., Nucl. Phys. A

Atomphysik

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

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

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

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

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

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

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

L. Schachter, S. Dobrescu, K. E. Stiebing
Improved ion extraction from an electron cyclotron resonance ion source by a metal-dielectric-extraction electrode
Rev. Sci. Instrum. 77, 03A905 (2006)

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

A. Staudte, C. Ruiz, M. Schöffler, S. Schössler, D. Zeidler, Th. Weber, M. Meckel, D. M. Villeneuve, P. B. Corkum, A. Becker, R. Dörner
Binary and Recoil Collisions in Strong Field Double Ionization of Helium
Phys. Review Letters 99, 263002 (2007)

M. Afaneh, L. Ph. H. Schmidt, M. Schöffler, K. E. Stiebing, J. Al-Jundi, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
Dynamics of electron-capture-to-continuum (ECC) formation in slow ion-atom collisions
J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 40, 1745 - 1753 (2007)

F. Afaneh, L. Ph. H. Schmidt, M. Schöffler, K. E. Stiebing, J. Al-Jundi, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
Orientation and impact-parameter dependence of dissociative ionization of H_2 by slow ion impact
J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 40 (2007) 3467 - 3475

D. Akoury, K. Kreidi, T. Jahnke, Th. Weber, A. Staudte, M. Schöffler, N. Neumann, J. Titze, L. Schmidt, A. Czasch, O. Jagutzki, R. A. Costa Fraga, R. E. Grisenti, R. Díez Muiño, N. A. Cherepkov, S. K. Semenov, P. Ranitovic, C. L. Cocke, T. Osipov, H. Adaniya, J. C. Thompson, M. H. Prior, A. Belkacem, A. L. Landers, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
The Simplest Double Slit: Interference and Entanglement in Double Photoionization of H_2
Science 318, 949 (2007)

A. Czasch, V. Dangendorf, J. Milnes, S. Schössler, R. Lauck, U. Spillmann, J. Howorth, O. Jagutzki
Position and time sensitive photon counting detector with image charge delay-line readout in Advanced Photon Counting Techniques II
Proc. SPIE Vol. 6771, 67710W (2007)

A. Czasch, J. Milnes, N. Hay, W. Wicking, O. Jagutzki
Position- and time-sensitive single photon detector with delay-line readout
NIM A 580, 1066-1070 (2007)

S. Hagmann, Th. Stöhlker, C. Kozhuharov, J. Ullrich, R. Dörner, R. Moshammer, M. Nofal, H. Rothard, U. Spillmann, R. Reuschl, S. Hess, S. Trotsenko, D. Banas, F. Bosch, D. Liesen, M. Steck, Ch. Dimopoulou, F. Nolden, D. Jakubassa-Amundsen, G. Lanzanò, E. deFilippo, X. Wang, B. Wei
Current and future electron spectroscopy experiments in relativistic storage rings
NIM B 261, 218-221 (2007)

S. Hagmann, M. Nofal, Th. Stöhlker, D. H. Jakubassa-Amundsen, Ch. Kozhuharov, X. Wang, A. Gumberidze, U. Spillmann, R. Reuschl, S. Hess, S. Trotsenko, D. Banas, F. Bosch, D. Liesen, R. Moshammer, J. Ullrich, R. Dörner, M. Steck, F. Nolden, H. Rothard,G. Lanzanó, E. deFilippo
Radiative Electron Capture to Continuum (RECC) and the Short-Wavelength Limit of Electron- Nucleus Bremsstrahlung in near-relativistic Collisions
Journal of Physics: Conference Series 88, 012015 (2007)

O. Jagutzki, V. Dangendorf, R. Lauck, A. Czasch, J. Milnes
A Position- and Time-Sensitive Photon-Counting Detector with Delay-Line Read-Out in „Optical Sensing Technology and Applications
Proc. SPIE Vol. 6585, 65851C (2007)

T. Jahnke, A. Czasch, M. Schöffler, S. Schössler, M. Käsz, J. Titze, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, L. Schmidt, Th. Weber, H. Schmidt-Böcking, K. Ueda, R. Dörner
Experimental Separation of Virtual Photon Exchange and Electron Transfer in Interatomic Coulombic Decay of Neon Dimers
Phys. Rev. Lett. 99, 153401 (2007)

T. Jahnke, A. Czasch, M. Schöffler, S. Schössler, M. Käsz, J. Titze, K. Kreidi, R. E. Grisenti, A. Staudte, O. Jagutzki, L. Ph. H. Schmidt, S. K. Semenov, N. A. Cherepkov, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
Photoelectron and ICD electron angular distributions from fixed-in-space neon dimers
J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 40, 2597 - 2606 (2007)

D. H. Jakubassa-Amundsen
Competing processes for electron capture to continuum in relativistic ion-atom collisions
Eur. Phys. J. D41, 267 (2007)

D.H. Jakubassa-Amundsen
The polarization of bremsstrahlung from radiative ionization induced by relativistic highly charged projectiles
J. Phys. B 40, 2719 (2007)

D. H. Jakubassa-Amundsen,
The HVZ theorem for a pseudo-relativistic operator
Ann. Henri Poincare 8, (2007) 337-360

F. Martín, J. Fernández, T. Havermeier, L. Foucar, Th. Weber, K. Kreidi, M. Schöffler, L. Schmidt, T. Jahnke, O. Jagutzki, A. Czasch, E. P. Benis, T. Osipov, A. L. Landers, A. Belkacem, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, C. L. Cocke, R. Dörner
Single photon induced symmetry breaking of H2 dissociation
Science 315, 629 (2007)

R. Moshammer, Y. H. Jiang, L. Foucar, A. Rudenko, Th. Ergler, C. D. Schröter, S. Lüdemann, K. Zrost, D. Fischer, J. Titze, T. Jahnke, M. Schöffler, T. Weber, R. Dörner, T. J. M. Zouros, A. Dorn, T. Ferger, K. U. Kühnel, S. Düsterer, R. Treusch, P. Radcliffe, E. Plönjes, J. Ullrich
Few-Photon Multiple Ionization of Ne and Ar by Strong Free-Electron-Laser Pulses
Phys. Rev. Lett. 98, 203001 (2007)

M. Nofal, S. Hagmann, Th. Stöhlker, D. H. Jakubassa-Amundsen, Ch. Kozhuharov, X. Wang, A. Gumberidze, U. Spillmann, R. Reuschl, S. Hess, S. Trotsenko, D. Banas, F. Bosch, D. Liesen, R. Moshammer, J. Ullrich, R. Dörner, M. Steck, F. Nolden, P. Beller, H. Rothard, K. Beckert, B. Franczak
Radiative Electron Capture to the Continuum and the Short-Wavelength Limit of Electron-Nucleus Bremsstrahlung in 90AMeV $U^{88+}(1s^22s^2)$ + N_2 Collisions
Phys. Rev. Lett. 99, 163201 (2007)

M. Nofal, S. Hagmann, Th. Stöhlker, D. H. Jakubassa-Amundsen, Ch. Kozhuharov, X. Wang, A. Gumberidze, U. Spillmann, R. Reuschl, S. Hess, S. Trotsenko, D. Banas, F. Bosch, D. Liesen, R. Moshammer, J. Ullrich, R. Dörner, M. Steck, F. Nolden, P. Beller,K. Beckert, B. Franczak
Radiative Electron Capture to Continuum (RECC) in 90AMeV U^{88}+$1s^22s^2$+ N_2 : the Short Wavelength Limit of Electron Nucleus Bremsstrahlung
Journal of Physics: Conference Series 58 (2007) 307-310

L. Ph. H. Schmidt, M. S. Schöffler, K. E. Stiebing, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, F. Afaneh, Th. Weber
Imaging of continuum states of the He_2^{2+} quasimolecule
Phys. Rev. A 76, 012703 (2007)

A. Staudte, D. Pavicic, S. Chelkowski, D. Zeidler, M. Meckel, H. Niikura, M. Schöffler, S. Schössler, B. Ulrich, P. P. Rajeev, Th. Weber, T. Jahnke, D. M. Villeneuve, A. D. Bandrauk, C. L. Cocke, P. B. Corkum, R. Dörner
Attosecond Strobing of Two-Surface Population Dynamics in Dissociating H2+
Phys. Rev. Lett. 98, 073003 (2007)

A. Staudte, C. Ruiz, M. Schöffler, S. Schössler, D. Zeidler, Th. Weber, M. Meckel, D. M. Villeneuve, P. B. Corkum, A. Becker, R. Dörner
Binary and Recoil Collisions in Strong Field Double Ionization of Helium
Phys. Rev. Letters 99, 263002 (2007)

G. Tanner, Nark Nyul Choi, Min-Ho Lee, A. Czasch, R. Dörner
Evidence of triple collision dynamics in partial photo-ionization cross sections of helium
J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 40 (2007) F157 - F165

A. Zouine, O. Dersch, G. Walter, F. Rauch
Diffusivity and solubility of water in silica glass in the temperature range 23 °C to 200 °C
Phys. Chem. Glasses: Eur. J. Glass Sci.Technol. B48 (2007) 85-91

H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge
Surface modification of titanium aluminides with fluorine to improve their application for high temperature service conditions.
Nucl. Instr. and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Vol. 257, Issues 1-2. April 2007, 383-387

H.-E. Zschau, M. Schütze
Formation of a protective Alumina Layer by Fluorine Doping of Titanium Aluminide Surfaces.
Proceedings 11. World Conference on Ti (Ti-2007) in Kyoto in Ti-2007
Science and Technology, Institute of Metals, 1695 - 1698 (2007)

P. Masset, H.- E. Zschau, M. Schütze
Comparative fluorine surface treatments for TiAl oxidation protection.
Proceedings 11. World Conference on Ti (Ti-2007) in Kyoto in Ti-2007 Science and Technology
Institute of Metals, 1699 - 1702 (2007)

ALICE

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

ALICE collaboration (Lippmann et al.)
The ALICE Transition Radiation Detector
SNIC-2006, 0043 (2006)

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

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

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

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

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

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

CBM

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

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

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

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

J.M. Heuser, M. Deveaux, C. Müntz, J. Stroth
Requirements for the Silicon Tracking System of CBM at FAIR
Nucl. Instr. Methods A 568, 258-262 (2006)

CERES

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

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

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

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

CERES collaboration, M. Ploskon, et al.
Two-particle azimuthal correlations at high transverse momentum in Pb-Au at 158 AGeV/c
Proc. Quark Matter 2005, Acta Phys. Hung. A27, 255 (2006)

CERES collaboration, D. Adamova, et al.
Scale-dependence of transverse momentum correlations in Pb-Au collisions at 158A-GeV/c
accepted for publication in Nucl. Phys. A,
arXiv:0803. 2407 [nucl-ex]

CERES collaboration A. Marin, et al.
Dilepton measurements with CERES
Proc. International Workshop on Critical Point and Onset Deconfinement, Darmstadt, Germany, 9-13 Jul 2007, PoS CPOD07:03 (2007)

CERES collaboration, S. Kniege, et al.
Two and three-particle azimuthal correlations of high-pt charged hadrons in Pb - Au collisions at 158-A-GeV/c
Proc. Quark Matter 2006 (QM2006), Shanghai, China, 14-20 Nov 2006, J. Phys. G34 (2007)

CERES collaboration, M. Ploskon, et al.
Two particle azimuthal correlations at high transverse momentum in Pb-Au at 158 AGeV/c
Proc. Hard Probes 2006, Nucl. Phys. A783 (2007) 527

HADES

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

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

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

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

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

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

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

G. Agakishiev et al. (HADES collaboration)
Study of dielectron production in C+C collisions at 1-A-GeV
e-Print: arXiv:0711.4281 [nucl-ex]

W. Przygoda et al.
Hades experiment: di-lepton spectroscopy in p+p (2.2 GeV) and C+C (1 AND 2AGeV) collisions
Acta Physica Polonica B37, 139 (2006)

W. Kühn for the HADES and PANDA collaborations
Hadrons in dense matter: From HADES to PANDA
Acta Physica Polonica B37, 129 (2006)

R. Holzmann for the Hades collaboration
Measurement of the di-electron mass spectrum in ^{12}C + ^{12}C collisions at 2A GeV by HADES
Nuclear Physics A774, 727 (2006)

M.Sudol et al. (HADES Collaboration)
Measurement of the Di-Electron mass spectrum in ^{12}C + ^{12}C collisions at 2A GeV by Hades
AIP Conf. Proc. 842 (2006) 165
J. Markert et al.
Dielectron production in ^{12}C+^{12}C collisions at 2A GeV with HADES
Journal of Physics G 34, s1041 (2007)

T. Eberl et al. (HADES Collab.)
Di-Electron production in C + C and p + p collisions with HADES
European Physical Journal C 49, 261 (2007)

W. Przygoda for the HADES collaboration
Dielectron Production in C+C Collisions at 2A GeV with HADES
Nuclear Physics A783, 583c (2007)

S. Spataro et al.
Eta-meson reconstruction in pp reactions at 2.2 GeV with HADES
Int. Journal of Modern Physics A vol. 22, 533 (2007)

J. Pietraszko et al.
Dielectron production in C + C and p + p collisions with HADES
Int. Journal of Modern Physics A vol. 22, 388 (2007)

T. Christ et al.,
Dielectron production in C+C at 1A GeV with HADES
Int. Journal of Modern Physics A vol. 22, 600 (2007)

I. Frölich et al.
Dilepton production in pp and CC collisions with HADES
European Physical Journal A 31, 831 (2007)
e-Print Archive: nucl-ex/0610048

G. Agakichiev et al.
Dielectron Production in ^{12}C + ^{12}C Collisions at 2A GeV with the HADES Spectrometer
Phys. Rev. Letters 98 (2007) 052302

NA 49

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

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

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

NA49 collaboration
Anisotropic flow of strange particles at SPS
e-Print Archive: nucl-ex/0611003

NA49-future collaboration (Antoniou et al.)
Study of hadron production in hadron nucleus and nucleus nucleus collisions at the CERN SPS
CERN-SPSC-2006-034, CERN-SPSC-P-330

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

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

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

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

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

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

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

NA49 collaboration (C. Alt et al.)
Rapidity and energy dependence of the electric charge correlations in A + A collisions at the SPS energies
Phys. Rev. C76:024914 (2007)
e-Print: arXiv:0705.1122 [nucl-ex]

NA49 collaboration (C. Alt et al.)
Inclusive production of charged pions in p+C collisions at 158-GeV/c beam momentum
Eur. Phys. J. C49:897-917 (2007)
e-Print: hep-ex/0606028

NA49 collaboration (C. Alt et al.)
Elliptic flow of Lambda hyperons in Pb + Pb collisions at 158A- GeV
Phys. Rev. C75: 044901 (2007)
e-Print: nucl-ex/0606026

NA49 collaboration Oct (C. Alt et al.)
Pion and kaon production in central Pb + Pb collisions at 20-A and 30-A-GeV: Evidence for the onset of deconfinement
e-Print: arXiv: 0710.0118 [nucl-ex] (2007)

NA49 collab. (B. Lungwitz et al.)
Energy, rapidity and transverse momentum dependence of multiplicity fluctuations in heavy ion collisions at CERN SPS
e-Print: arXiv:0709.1646 [nucl-ex] (2007)

NA49 collab. (G. Melkumov et al.)
Recent results on (anti)nucleus and (anti)hyperon production in nucleus-nucleus collisions at CERN SPS energies.
e-Print: arXiv:0709.3030 [nucl-ex] (2007)

NA49 collaboration (C. Alt et al.)
Bose-Einstein correlations of pion pairs in central Pb+Pb collisions at CERN SPS energies
e-Print: arXiv:0709.4507 [nucl-ex] (2007)

K. Grebieszkow et al.
Event-by-event transverse momentum fluctuations in nuclear collisions at CERN SPS
e-Print: arXiv:0707.4608 [nucl-ex] (2007)

NA61

NA61 collab. (A. Laszlo et al.).
Na61/Shine at the CERN SPS
e-Print: arXiv:0709.1867 [nucl-ex] (2007)

NA61 collab. (N. Antoniou et al.)
Further information requested in the proposal review process
CERN-SPSC-2007-019
CERN-SPSC-P-330, 53pp. (2007)

STAR

STAR collaboration (Abelev et al.)
Neutral kaon interferometry in Au+Au collisions at s(NN)(1/2) = 200-GeV**
Phys. Rev. C74:054902 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0608012

STAR collaboration (Abelev et al.)
Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive jet production in polarized proton collisions at s(1/2) = 200-GeV**
Phys. Rev. Lett. 97: 252001 (2006)
e-Print Archive: hep-ex/0608030

STAR collaboration (Abelev et al.)
Identified baryon and meson distributions at large transverse momenta from Au+Au collisions at s(NN)(1/2) = 200-GeV**
Phys. Rev. Lett. 97:152301 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0606003

STAR collaboration (Adams et al.)
The Multiplicity dependence of inclusive p(t) spectra rom p-p collisions at s(1/2) = 200-GeV**
Phys. Rev. D74:032006 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0606028

STAR collaboration (Adams et al.)
Direct observation of dijets in central Au+Au collisions at sqrt(sNN) = 200 GeV
Phys. Rev. Lett. 97,162301 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0604018

STAR collaboration (Adams et al.)
Strange baryon resonance production in s(NN)(1/2) = 200-GeV p+p and Au+Au collisions**
Phys. Rev. Lett. 97:132301 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0604019

STAR collaboration (Adams et al.)
Forward neutral pion production in p+p and d+Au collisions at s(NN)(1/2) = 200-GeV**
Phys. Rev. Lett. 97:152302 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0602011

STAR collaboration (Adams et al.)
Identified hadron spectra at large transverse momentum in p+p and d+Au collisions at sqrt(sNN) = 200 GeV
Phys. Lett. B 637, 161(2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0601033

STAR collaboration (J.Adams et al.)
Transverse-momentum p(t) correlations on (eta, phi) from mean-p(t) fluctuations in Au-Au collisions at s(NN)1/2 = 200-GeV**
J. Phys. G32:L37-L48 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0509030

STAR collaboration (J. Adams et al.)
Multiplicity and pseudorapidity distributions of charged particles and photons at forward pseudorapidity in Au + Au collisions at s(NN)(1/2) = 62.4-GeV**
Phys. Rev. C73:034906 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0511026

STAR Collaboration (J. Adams et al.)
Proton - lambda correlations in central Au+Au collisions at S(NN)(1/2) = 200-GeV**
Phys. Rev. C74:064906 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0511003

STAR collaboration (J. Adams et al.)
Directed flow in Au+Au collisions at s(NN)(1/2) = 62-GeV**
Phys Rev.C73:034903 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0510053

STAR collaboration (Adams et al.)
Hadronization geometry and charge-dependent number autocorrelations on axial momentum space in Au-Au collisions at s(NN)(1/2) = 130-GeV**
Phys. Lett. B634:347-355 (2006)
e-Print Archive: nucl-ex/0406035

PANDA

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

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

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

K. Götzen (PANDA Collab.)
Fast Simulations for the PANDA Experiment
Proc. of the XLV International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, ed. by I. Iori, A. Tarantola, Ricerca Scientifica ed Ed. e Permanente Suppl., vol. 127, Milano, 291 (2007)

Varius

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

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

F. Becattini, J. Manninen, M. Gazdzicki
Energy and system size dependence of chemical freeze-out in relativistic nuclear collisions
Phys. Rev.C73:044905 (2006)
e-Print Archive: hep-ph/0511092
Phys. Lett. B640:155-161 (2006)

M. Gazdzicki, M. Gorenstein
Transparency, mixing and reflection of initial flows in relativistic nuclear collisions
e-Print Archive: hep-ph/0511058

K. Bethge, U. E. Schröder
Elementarteilchen und ihre Wechselwirkung
Wiley-VCH, 3. Auflage (2006)

K. Bethge, G. Walter, B. Wiedemann
Kernphysik
Springer Verlag, 3. Auflage (2007)

M.M. Aggarwal, Blume, et al. (WA98 collab.)
Source Radii at Target Rapidity from Two-Proton and Two-Deuteron Correlations in Central Pb+Pb Collisions at 158A GeV
nucl-ex/0709.2477

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

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

M.M. Aggarwal, Blume et al. (WA98 collab.)
Suppression of High-pT Neutral Pions in Central Pb+Pb Collisions at $\sqrt{s}$NN = 17.3 GeV
nucl-ex/0708.2630

M. Gazdzicki
Onset of Deconfinement in Nucleus-Nucleus Collisions - Past, Present and Future
e-Print: arXiv:0712.3001 [nucl-th] (2007)

M. Hauer, V.V. Begun M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein
V. P. Konchakovski , B. Lungwitz
Multiplicity fluctuations in relativistic nuclear collisions: Statistical model versus experimental data
e-Print: arXiv:0709.0665 [nucl-th] (2007)

B. Aubert, K. Peters et al.,(BABAR Collab.)
Measurement of CP asymmetry in $B^0 \to K^0_S \pi^0\pi^0$ decays
Phys. Rev. D 76 (2007) 071101

B. Aubert, K. Peters et al., (BABAR collab.)
Measurement of the $B^\pm \to \rho\pm \pi^0$ branching fraction and direct CP asymmetry
Phys. Rev. D 75 (2007) 091103

B. Aubert, K. Peters, et al. (BABAR collab.)
Evidence of a broad structure at an invariant mass of 4.32 GeV/c2 in the reaction $e^+ e^- \to \pi^+\pi^- \psi(2S)$ measured at BaBar
Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 212001

M. Deveaux, S. Amar, . Besson, J. Baudot, G. Claus, C. Colledani, G. Deptuch, A. Dorokhov, W. Dulinski, M. Goffe, Y. Gornushkin, D. Grandjean, S. Heini, A. Himmi, C. Hu, K. Jaaskelainen, I. Valin, C. Müntz, A. Shabetai, M. Szelezniak, J. Stroth, M. Winter
Charge Collection properties of Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) irradiated with non-ionising radiation
Nucl. Instr. Methods A 583 (2007) 134 - 138

V.V. Begun, M. Gazdzicki, Mark I. Gorenstein, M. Hauer, B. Lungwitz
Multiplicity fluctuations in relativistic nuclear collisions: Statistical model versus experimental data
Phys. Rev. C76:024902 (2007)
e-Print: nucl-th/0611075

Dissertationen

Thomas Dietel
Azimuthal Correlations of High-pT Photons and Hadrons in A+Au Collisions at STAR (2006)

Manuel Käsz
Study of Expansion of Solid Helium-4 into Vacuum (2006)

Thorsten Kollegger
Search for Upsilons in Heavy-Ion Collisions with the STAR Detector (2006)

Markus Schöffler
Grundzustandskorrelationen und dynamische Prozesse untersucht in Ion-Helium-Stößen (2006)

Alexander Wetzler
π0-mesons and photons measured in Au+Au collisions at an energy of = 62GeV (2006)

Malgorzata Sudol
Measurement of low-mass e+e- pair production in 2AGeV C-C collisions with Hades (2007)

Michael K. Mitrovski
Energy and System Size Dependence of Xi and anti-Xi Production in Relativistic Heavy Ion Collisions at the CERN SPS (2007)

Muaffaq Nofal
Projectile Continuum Electrons and the Short Wavelength Limit of Electron-Nucleus Bremsstrahlung Studied in the Collision of 90 MeV/uU88+ with a N2 Target (2007)

Diplomarbeiten

Christopher Alt
Zentralitätsabhängigkeit Bose-Einstein-Korrelationen in Blei-Blei-Kollisionen bei 40 und 158 GeV pro Nucleon (2006)

Tilo Havermeier
Photoionisation und doppelt angeregte Zustände in Wasserstoff- und Deuterium-Molekülen (2006)

Frederick Kramer
Studie zur Messung von Quarkonia mit dem ALICE-TRD und Aufbau eines Teststandes für seine Auslesekammern (2006)

Moritz Meckel
Strong Field Ionization of Aliged Oxygen (2006)

Tim Schuster
Production of Neutral Strange Hadrons with High Transverse Momentum in Pb + Pb Collisions at 158 A GeV (2006)

Claudia Strabel
Energieabhängigkeit der K0s - Produktion in zentralen Pb + Pb Reaktionen (2007)

Robert Wallauer
Laser unduced vibration of acrylonitrile on copper (2006)

Martin Balser
Auger-Zerfall auf raumfesten CO-Molekülen (2007)

Ralf Nörenberg
Aufbau und Test einer COLTRIMS Apparatur zur Untersuchung der Ionisation von metastabilem Helium (2007)

Milan Rudloff
Zeitliche Kompression von Laserpulsen in einem Filament (2007)

Samir Amar-Youcef
Aufbau eines Testsystems zur Qualifizierung von Monolithic Active Pixel Sensoren und Messungen zur Strahlenhärte an Prototypen (2007)

Rui Alexandre Costa Fraga
Untersuchung laserinduzierter Plasmen unter Verwendung eines kryogenischen H_2 Cluster- und Tröpfchentargets (2007)

Friedrich Tilmann Heß
Design und Aufbau einer COLTRIMS Apperatur zur Untersuchung von Ion-Atomstöße (2007)

Khaled Teilab
Eine neue Methode der Zeiteichung der HADES-Driftkammern (2007)

Nikolaos Petridis
Anwendung eines kryogenischen Helium-Mikrojets als Target zur laserinduzierten Plasmaerzeugung (2007)

16. Jan. 2006, Workshop of the Virtual Institute on Strongly Interacting Matter, GSI, Dramstadt
Ch. Blume (Vortrag)
Excitation Functions of Hadronic Observables

29. Jan. - 29. Feb. 2006 , XLIV International winter meeting on nuclear physics, Bormio (Italy)
H. Ströbele (Vortrag)
Energy dependence of 2-π correlations in nuclear collisions

Y.C. Pachmayer
Dielectron production in C+C collisions with HADES

Feb. 2006, Physikalischer Verein Frankfurt
H. Appelshäuser (Vortrag)
Der Urknall im Labor

22. Feb. 2006, Relativistic Nuclear Matter Seminar, Frankfurt, Deutschland
Ch. Blume (Vortrag)
Review of SPS Results

5.-10. Feb. 2006 EAS. Energiereiche Atomare Stöße.
J. Tornero, R.Wallauer, A.González Ureña, G. García
Interaction of surface photo-emited electrons with acrylonitrile adsorbed on Cu (100)

T. Havermeier (Vortrag)
Photoionisation und Doppelanregung in H_2 und D_2

Februar 2006, Seminar für Kernphysik, Dresden
K. Peters (Vortrag)
TI:Physikprogramm bei BES

9.-10. März 2006, BNL Workshop Can we discover the QCD critical point at RHIC
M. Gazdzicki
Prospects of the new ion program at the CERN SPS

16 -17. Feb. 2006, BNL Workshop Strangeness in Collisions
M. Gazdzicki (Vortrag)
Energy dependence of Strangeness Production and Onset of Deconfinement

März 2006, DPG Hadronen und Kerne, München

K. Götzen, K. Peters, G. Schepers, C. Schwarz
Towards a DIRC Detector of the PANDA experiment at GSI

H. Nowak
Large area APD readout of LYSO crystals

A. Wilms
Large Area APDs for the PANDA EMC

März 2006, International Conference on Strangeness in Quark Matter 2006, Los Angeles, USA
M. Mitrovski (Vortrag)
Strangeness production at SPS energies J. Phys. G32 (2006) 43.

März 2006, QCD workshop BNL Brookhaven, USA
H. Appelshäuser (Vortrag)
Experience with CERES

13. März 2006 -17. März 2006, DPG Frühjahrstagung, Frankfurt am Main
B. Ulrich, A. S. Alnaser, X. M. Tong, I. V. Litvinyuk, C. M.Maharjan, P. Ranitovic, T.Osipov, R. Ali, S. Ghimire, Z. Chang, C. D. Lin, C. L. Cocke (Poster)
Simultaneous real-time tracking of wave packets evolving on two different potential curves in H_{2+} und D_{2+}

T. Havermeier (Poster)
Photoionisation und Doppelanregung in H_2 und D_2

L. Foucar, O. Jagutzki, A. Czasch, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner
Analyse von Signalen einer Delaylineanode, ausgelesen mit einem Transientenrekorder

K. Kreidi, T. Jahnke, Th. Weber, A. Staudte, A. Alnaser, C. Maharjan, P. Ranitovic, A. L. Landers, T. Osipov, O. Jagutzki, C. L. Cocke, M. H. Prior, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner (Poster)
Photodoppelionisation von H2 bei hohen Energien

J. Titze, M. Schöffler, A. Czasch, M. Hattaß, T. Jahnke, S. Schößler, M. Balser, M. Odenweller, Ch. Wimmer, L. Ph. H. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking
Elektroneneinfang in Protonen aus D2- Molekülen

M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner, I. Mancev (Poster)
Streuwinkeldifferenzieller Wirkungsquerschnitt für Ein- und Zweielektronentransfers in H^{+}, $He^{1,2+}$- Stößen mit Helium

M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, A. Hasan, N. Maydanyuk, M. Schulz, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner (Poster)
Vergleichende Experimente von Transfer- zu Einfachionisation in H+ − He-Stößen

M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, V. Mergel, O. Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner (Poster)
Transferionisation in schnellen Ion-Atom-St¨oßen - Fingerabdruck der Grundzustandswellenfunktion

N. Neumann (Poster)
K-Schalen Photoionisation und Anregung von Kaliumatomen

R. A. Costa Fraga, N. Petridis, R. Dörner, R. Grisenti (Poster)
Investigation of x.ray and high energy ions produced by laser-generated plasma in H_2 and He-droplets

S. Voss, A. S. Alnaser, X. M. Tong, T. Osipov, C. M. Maharjan, P. Ranitovic, B. Ulrich, C. D. Lin, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner C. L. Cocke
Diatomic molecules in intense laser fields (Poster)

20. - 24. März 2006, 70. Jahrestagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG), München
T. Schuster (Vortrag)
Production of K0s and Λ at High Transverse Momentum in Pb+Pb collisions at 158A GeV

März 2006, Arbeitstreffen Kernphysik, Schleching
K. Peters
Hadronenspektroskopie

Ch. Blume (Vortrag)
Pentaquark Beobachtung im NA49 Experiment

26.- 31. März 2006, “International Conference on Strangeness in Quark Matter 2006”, Los Angeles, USA
T. Schuster (Vortrag)
High Transverse Momentum Spectra of Identified Particles Produced in Pb+Pb Collisions at 158A GeV beam energy

4. - 8. April 2006, HADES Collaboration Meeting XVI, Dresden
Y. C. Pachmayer
Dielectron-production in C+C @ 1AGeV

Ch. Müntz
MDC I Status

6. April 2006 CERN -Heavy-Ion Forum, Genf, Schweiz
H. Appelshäuser
Recent HBT results by CERES

3. - 6 . April 2006, ISHIP2006, International Symposium on Heavy Ion Physics 2006, Frankfurt /M
H. Appelshäuser (Vortrag)
Transverse momentum correlations in nuclear collisions

K. Peters (Vortrag)
Heavy States, from B-Factories to Panda

April 2006, Naturwissenschaftliches Kolloquium der Hochschule Darmstadt, Darmstadt
K. Peters
Moderne Detektorentwicklung am Beispiel Panda

22.-27. Mai 2006, International workshop “Relativistic Nuclear Physics: from hundreds MeV to TeV”, Modra, Slovakia
T. Schuster (Vortrag)
Study of Nuclear Collisions at CERN SPS with the NA49 Detector – Results and Prospects

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

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

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

7. Juni.2006 Talk at Nucl.Phys. Sympos. at TH Darmstadt
R. Stock (Vortrag)
Development of relativistic hydrodynamics

4 - 9. Juni 2006, Gordon Conference on Nuclear Chemistry, Colby-Sawyer College, New London, USA
T. Galatyuk
The Compressed Baryonic Matter experiment

5.-10. Juni 2006 , Quark and Nuclear Physics, Madrid, Spanien
I. Fröhlich
Dielectron Production in Nucleus+Nucleus Collisions with HADES@GSI

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

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

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

Juli 2006, Night of Science 2006, Universität Frankfurt
H. Appelshäuser
Der Urknall im Labor

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

4. Juli 2006 Talk at Firence Symposium
R. Stock (Vortrag)
Critical Point of QCD Hadron Formation and equilibrium

20. - 25. Aug. 2006: “CAARI-Meeting”, Dallas, USA
M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking
Transfer ionization in fast ion-atom-collisions - experimental evidences of non-s^2 contributions in ground state

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

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

1.- 6. Sep. 2006, ECT workshop on Jet Physics, Trento, Italien
H. Büsching
Neutral Meson Production at High pT with the PHENIX Experiment at RHIC

5. Sept. 2006, "Instituts-Seminar", Kansas-State-University, Manhattan, USA
M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner , H. Schmidt-Böcking (Vortrag)
Transfer ionization in fast ion-atom-collisions - experimental evidences of non-s^2 contributions in ground state

7. Sept. 2006, „Atomphysik-Seminar", University Missouri, Rolla, USA
M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking (Vortrag)
Transfer ionization in fast ion-atom-collisions - experimental evidences of non-s^2 contributions in ground state

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

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

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

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

16. - 20. Sept. 2006, EIPAM Meeting 2006, Electron Induced Processing at the Molecular Level, Valletta, Malta
J. Tornero, R. Wallauer, A. González Ureña, G. García
Threshold Two-Photon Electron Spectroscopy from a Copper(100) Surface

20. - 22. Sep. 2006, CBM Collaboration Meeting, Strasbourg, France
Ch. Müntz
Overview on MVD Activities @CBM

Sept. 2006, ECT International Workshop on Heavy Flavour Physics in Heavy Ion , Collisions, Trento, Italien
Chr. Blume (Vortrag)
Electron Identification with the ALICE TRD and Performance for Quarkonia in the Central Barrel

17.- 21. Sept 2006, ECRIS 2006 (Workshop on ECR Ion sources), Lanzhou, China
Status Report Of The MS-ECRIS Construction
G. Ciavola, S. Dobrescu, K. Stiebing et. al

12.-13.Okt. 2006 , EFC Workshop in Frankfurt, DECHEMA e.V
S. Neve
Protective Systems for High Temperature Applications, Frankfurt

9.Okt. 2006 Talk at Helmholtz School Opening, GSI
R. Stock
QCD hadronization

Okt. 2006, Studienkolleg „Der Urknall im Labor" der Studienstiftung des Deutschen Volkes, Saarbrücken
H. Appelshäuser (Vortrag)
Korrelationen und Fluktuationen in Schwerionenkollisionen

H. Appelshäuser
Der little bang bei LHC – Experimente mit schweren Atomkernen bei hohen Energien

17. Okt. 2006, Workshop on Heavy Ion Collisions, Wroclaw, Poland
M. Gazdzicki (Vortrag)
NA49-future

25. - 28.Okt., 2006 HADES Collaboration Meeting XVII, GSI, Darmstadt
Y.C. Pachmayer
Low mass dielectrons (Hard Cut Analysis)

23. Nov. 2006, Warschau, Polen, Faculty of Physics, Warsaw Univeristy
M. Gazzdzicki
Uncovering Deconfinement

24. Nov. 2006, Warschau, Polen, Faculty of Physics, Warsaw Univeristy,
M. Gazdzicki (Vortrag)
Critical Point and far more-NA49-future at the CERN SPS

13. Dez. 2006, „GSI-Atomphysik-Seminar" , GSI, Darmstadt
M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking
Ground state correlation and dynamical processes in fast ion-helium-collisions (Vortrag)

Dez. 2006, DESY Seminar, DESY, Hamburg
K. Peters
The BES Experiment at Beijing

Dez. 2006, DESY Seminar, DESY, Zeuthen
K. Peters (Vortrag)
The BES Experiment at Beijing

Dez. 2006, GSI-Kolloquium, Darmstadt
H. Appelshäuser
Ultra-relativistic heavy-ion collisions – On the verge of LHC

13. Dez. 2006 , ALICE physics working group 3 meeting, CERN
W. Sommer
ESD-dielectron analysis

2007

15.-20. Jan.2007, XLV International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy
K. Götzen
Fast Simulations for the PANDA Experiment", XLV International Winter Meeting on Nuclear Physics

25. Jan. 2007, RNM Workshop, Frankfurt
H. Büsching
Charm production at RHIC

24.-25. Jan..2007, PWA Workshop, IHEP, Beijing, VR China
K. Peters
Significance and Quality Assurance of Spin-Parity Analyses

K. Peters
Potential Problems and Instabilities in Amplitude Analyses

6. February 2007, CERN, Geneva
M. Gazdzicki (Vortrag)
Study of Hadron Production in Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions at the CERN SPS, a presentation of the NA61 proposal at the SPSC open session

15. Feb. 2007, ALICE physics week, Münster
W. Sommer
Quarkonia -> e+e- detection in ALICE in pp and PbPb collisions

12.-16. Feb. 2007, ALICE Physics Week 2007, Muenster
H. Büsching
Remarks on high pT production at RHIC

26. Feb. 2007, WASA@COSY analysis meeting, Jülich
I. Fröhlich
Status of the HADES Analysis and the Pluto++ Event Generator
Feb. 2007, Arbeitskreis HuK, Schleching
H. Büsching
Jets in QCD-Materie - Das Analysepotential harter Sonden

März 2007, Summary Talk, Arbeitstreffen Kernphysik, Schleching
H. Appelshäuser
Ultra-relativistische Kern-Kern Stöße

19. - 23. März 2007 DPG-Frühjahrstagung, Düsseldorf
M. Schöffler, J. Titze, L.Schmidt, O. Jagutzki, S. Otranto, R. Olson, H. Schmidt-Böcking, R.Dörner (Poster)
Komplexe Elektronendynamik in He+-He-Stößen bei 60 keV/u

H.-K. Kim, M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, I. Mancev (Poster)
Streudifferenzieller Wirkungsquerschnitt für einen Elektronentransfer in Stößen von H+ und Helium

M. Schöffler, J. Titze, Lothar Schmidt, C. Whelan, A. Godunov, J.Walters, Ottmar Jagutzki, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner (Poster)
Ground state correlation and dynamical processes in fast ion-helium-collisions

12.-16. März 2007, Frühjahrstagung der deutschen Physikalischen Gesellschaft, Sektion Hadronen und Kerne, Gießen
S. Amar Youcef, C. Schrader, J. Stroth et al.
Bau eines Demonstrators für den Micro-Vertex Detektor von CBM

I. Fröhlich, C. Schrader, H. Ströbele, J. Stroth, A. Tarantola, et al**.**
The new HADES Trigger and Readout System

K. Götzen
Fast Simulations für das PANDA Experiment

K. Götzen
Status BEPCII/BESIII

H. Nowak
Entwicklung von großflächigen Avalanche-Photodioden als Auslese für das PANDA EMC

23.-27. März 2007, High-pT physics at LHC, Jyväskylä, Finnland
H. Büsching
Direct Photon Production at RHIC

April 2007, VI-SIM Workshop, GSI Darmstadt
H. Appelshäuser
e+e- production in nuclear collisions at SPS

Juli 2007. Night of Science 2007, Universität Frankfurt
H. Appelshäuser (Vortrag)
ALICE – Im Wunderland der Teilchenphysik

23.- 27. April 2007, ACAT07, XI Int. Workshop on Advanced Computing and Analysis Techn. in Phys. Research, Amsterdam, Niederlande
I. Fröhlich
The Pluto++ Event Generator

24. April 2007 Hamburg und 25. April 2007 Zeuthen, DESY Seminar
Ch. Blume (Vortrag)
Probing Quark-Gluon Matter with the ALICE Experiment at the LHC

26. April 2007, Relativistic Nuclear Matter“ Seminar, GSI, Darmstadt, Deutschland
Ch. Blume
The ALICE Detector at LHC and its Physics Performance

17.-18, Mai 2007, IV Polish Workshop on Relativistic Heavy Ion Collisions, Heavy Ion Physics in the LCH era, Cracow, Poland
M. Gazdzicki
Past and Future of Heavy Ion Physics in the CERN SPS energy domain

6. - 11. Mai 2007 ECAMP, Kreta, Griechenland
M. S. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, T. Jahnke, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, J. Walters, A. Godunov, C. Whelan
Ground state correlation and dynamical processes in fast ion-helium-collisions

M. S. Schöffler, J. Titze, L. Ph. H. Schmidt, O. Jagutzki, T. Jahnke, S. Otranto, R. Olson, R. Dörner and H. Schmidt-Böcking (Poster)
Complex electron dynamic in He+-He-collisions at 60 keV/u

M. S. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, T. Jahnke, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, I. Mancev (Poster)
State selective differential cross sections for single electron capture in H+-, He+- and He2+-collisions with He

Workshop Ionenstrahlphysik und Nanotechnologie, 10. - 11.Mai 2007, Ruhr-Universität Bochum
Sven Neve (Vortrag)
Oxidationsschutz von TiAl-Legierungen durch Ionenimplantation von Halogenen

H.-E. Zschau (Vortrag)
Ionenstrahlen als Werkzeug und Sonde zur Optimierung des Langzeit-Oxidationsschutzes von intermetallischen Titanaluminiden

18. Mai 2007, Institut für Kernphysik, Universität Münster
I. Fröhlich
Dielectron Production with HADES@GSI“

22. Mai 2007, Kernphysikalisches Kolloquium, Heidelberg
K. Peters
Spektroskopie mit Antiprotonen

24. Mai 2007, Kernphysikalisches Seminar, Bonn
K. Peters
The Panda Project @ FAIR

29. Mai 2007, ALICE Analysis meeting, GSI
W. Sommer
B-meson detection in the channel B->J/Psi+X (J/Psi->e+e-)

12. - 16. Juni 2007, Strangeness in Quark Matter”, Levoča, Slowakei
C. Blume (Vortag)
Recent Results from the NA49 Experiment

3. - 7. Juni 2007, 11. World Conference on Ti (Ti-2007) , Kyoto, Japan
H-.E. Zschau (Vortrag)
Formation of a protective Alumina Layer by Fluorine Doping of Titanium Aluminide Surfaces. Vortrag

4.- 8. Juni.2007 , SCINT 2007, Winston-Salem, USA
B. Lewandowski
Large Area APDs for the PANDA-EMC

A. Wilms
The electromagnetic calorimeter of the PANDA detector at FAIR/GSI

P. Masset, S. Neve, H.-E. Zschau, M. Schütze (Vortrag)
Comparative fluorine surface treatments for TiAl oxidation protection

15. Juni 2007 Talk at QCD at Work Conf., Martina Franca, Italien
R. Stock
RHIC results on the transport coefficient

18. - 22. Juni 2007, ECT, Electromag. Probes of Strongly Interacting Matter: The Quest for Medium Modific. of Hadrons, Trento, Italien
C. Pachmayer
Dilepton Production at SIS Energies

T. Galatyuk
Electromagnetic probes of strongly interacting matter

25.- 31. Juni 2007, ICPEAC XXV - 2007 (International Conference on Photonic, Electronic and Atomic Collisions), Freiburg
S. Voss, R. Wallauer, I. Lauter, L. Foucar, B. Ulrich, M. Schöffler, O. Jagutzki, L. Schmidt, T. Jahnke, T. Weber, A. Kanigel, J.C. Campuzano, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner. (Poster)
Double photoemission from a high temperature superconductor

M. Yildirim, M. Odenweller, S. Kirschner, H. Schmidt Böcking, R. Dörner, Poster
Setup For Investigation of Strong Laser Field Interactions with Ionic Targets

H. Kim, M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking. Poster
The electron-nucleus-Thomas process in proton-He collisions at projectile energies between 630keV and 1200keV

M. S. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, T. Jahnke, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, J. Walters, A. Godunov, C. Whelan
Ground state correlation and dynamical processes in fast ion-helium-collisions

M. S. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, T. Jahnke, S. Otranto, R. Olson, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking (Poster)
Complex electron dynamic in He+-He-collisions at 60 keV/u

M. S. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, T. Jahnke, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking, I. Mancev (Poster)
State selective differential cross sections for single electron capture in H+-, He+- and He2+-collisions with He

Juni 2007, ECT Workshop on Electromagnetic Probes, Trento, Italien, Juni 2007
H. Appelshäuser
Electromagnetic Signals from CERES

27. June 2007, CERN, Geneva
M. Gazdzicki (Vortrag)
Further Information Requested in the Proposal Review Process, a presentation of the NA61 addendum-2 at the SPSC closed session,

2 - 4, Juli 2007, Zimanyi 75 Memorial Workshop, Budapest, Hungary
M. Gazdzicki
Onset of Deconfinement and Critical Point: NA49 and NA61/SHINE at the CERN SPS

19.-23.Juli 2007, PHOTON2007, Paris, Frankreich
H. Büsching
Direct Photon Production at RHIC

3. August 2007, Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy (WPCF2007)
D. Antonczyk
Two-Particle Momentum Correlations in Pb+Au Collisions at Top SPS Energy

1. - 4. Aug. 2007, ISIAC, Kreta, Griechenland
M. S. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, T. Jahnke, S. Otranto, R. Olson, R. Dörner, H. Schmidt-Böcking (Poster)
Complex electron dynamic in He+-He-collisions at 60 keV/u

M. Schöffler, J. Titze, L. Schmidt, O. Jagutzki, S. Otranto, R. Olson, H. Schmidt-Böcking, R. Dörner (Vortrag)
Two- and three-electron dynamics in transfer ionization

26. - 31. Aug. 2007 ICIS07 (The 12th International Conference on Ion sources), Jeju, Korea
The Influence of Ambipolarity on Plasma Confinement and the Performance of ERCRIS
L. Schachter, S. Dobrescu, K. E. Stiebing, T. Thuillier, T. Lamy

2.-7. Sep.2007, International Conference on Computing in High Energy Physics, Victoria, Canada
K. Götzen, Poster
Fast Simulations for the PANDA Experiment @ FAIR

11.Sep.2007 Seminars at Graduate School Basel-Tuebingen, Totmoos
R. Stock
QCD as a theory of Matter

15.- 22, Sept. 2007, International Conference on New Trends in High Energy Physics, Yalta, Ukraine
Marek Gazdzicki (Vortrag)
Onset of Deconfinement in Nucleus-Nucleus Collisions - Past, Present and Future

16.-24. Sept., 2007, 3-rd HADES Summer School, Kleinwalsertal
T. Galatyuk
The CBM experiment

24. Sep. 2007 , KVI Groningen, Niederlande
I. Fröhlich
The Complex World of Hadrons: From HADES to FAIR

25. - 28. Sep. 2007, 10. CBM Collaboration Meeting, Dresden
Ch. Müntz
MVD System Integration

9.-13. Sep. 2007, Euromat 2007, Nürnberg
H.-E. Zschau, M. Schütze (Poster)
Improvement of the Long Time Oxidation Resistance of gamma-Titanium Aluminides by using the Fluorine Effect

3.-7. Sep.2007, European Conference on Accelerators in Applied Research (ECCART) and Technology, Florenz, Italien
H.-E. Zschau, M. Schütze, H. Baumann, K. Bethge
Long Time Oxidation Protection of Titanium Aluminides by using Ion Beam Methods

P. Masset, S. Neve, H.-E. Zschau, M. Schütze, Poster
Oxidation protection of TiAl alloys with low Al content by fluorine ion implantation

22. Okt. 2007, Workshop on Bremsstrahlung in Dilepton Production, GSI, Darmstadt
Y. C. Pachmayer (Vortrag)
Recent Results on low-mass Dielectron Production with HADES and the DLS puzzle

Okt. 2007, Jahrestagung des Komitees Hadronen und Kerne (KHuK), GSI Darmstadt
H. Appelshäuser
Beschleuniger und Detektoren für LHC

29. Sep. 2007 , I3HP2 Town meeting, Frascati, Italy
K. Peters
PWA Presentation

30. Okt. - 4. Nov. 2007, HADES Collaboration Meeting XVIII, Ayia Napa, Zypern

M. Lorenz
Charged Kaon-Production in Ar+KCl Reactions at 1.756 AGeV

J. Michel
HADES Collaboration Meeting in Zypern
The new HADES trigger network

Ch. Müntz
Status of the MDC LVL1 Trigger

Y. C. Pachmayer
Dilepton production in CC at 1AGeV (Hard Cut Analysis)

30. Okt. 2007, Seminar, Honolulu, Hawaii USA
K. Peters
Hadron Physics @ FAIR

1. Nov. 2007, Colloquium talk at FIAS, Frankfurt
R. Stock (Vortrag)
Is there a physics analogon to Darwinian Evolution

2. Nov. 2007 Nuclear Science Symposium („NSS“) of IEEE Honolulu, Hawaii,USA
K. Peters
LAAPDs for the PANDA EMC

12. Nov. 2007, Institutsseminar Forschungszentrum Jülich, Jülich
Y. C. Pachmayer (Vortrag)
Low-mass dielectron production in C + C collisions at 1GeV with HADES and the DLS puzzle

16. Nov. 2007, Project X Physics Workshop, FNAL, Batavia, USA
K. Peters
GSI Project

26. Nov.2007, Physikalisches Kolloquium, Regensburg
K. Peters
Hadronenspektroskopie: Ein Streifzug von Gestern bis Übermorgen

30. Nov. 2007 , VIQCD Inauguration, FZ Jülich
K. Peters
Open and hidden charm physics at PANDA

13. Dez. 2007, Physikalisches Institut, Universität Bonn, Bonn
I. Fröhlich
The Complex World of Hadrons: From HADES to FAIR

ALICE

Institut für Kernphysik, Frankfurt:
Appelshäuser, Antonczyk, Blume, Büsching, Fick, Hartig, Renfordt Kessenbrock, Kliemant, Kniege, Kramer, Kessenbrock, Kniege, Ploskon, Sommer

Armenia, Yerevan, Yerevan Physics Institute
China, Beijing, Institute of Atomic Energy
China, Wuhan, Hua-Zhong Normal University, Inst. of Particle Physics
China, Wuhan, Hua-Zhong University of Science and Technology, Electronics and Information Eng.
Croatia, Split, Technical University FESB
Croatia, Zagreb, Ruder Boskovic Institute
Cuba, La Habana, Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear, CEADEN
Czech Republic, Praha, Academy of Sciences of the Czech Republic, Institute of Physics
Czech Republic, Praha, Czech Technical University of Prague CTU
Czech Republic, Rez, Academy of Sciences of the Czech Republic, Nuclear Physics Institute
Denmark, Copenhagen, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen
Finland, Jyväskylä, University of Jyväskylä, Department of Physics and Helsinki Institute of Physics
France, Aubière, Université Blaise Pascal (Clermont-Ferrand II), IN2P3-CNRS, Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC)
France, Gif-sur-Yvette, DAPNIA CEA Saclay
France, Grenoble, LPSC
France, Nantes, Ecole des Mines, IN2P3-CNRS, Université de Nantes, Laboratoire de Physique Subatomique et des Technologies Associées
France, Orsay, Université de Paris XI, IN2P3-CNRS, Institut de Physique Nucléaire (IPN)
France, Strasbourg, Université Louis Pasteur, IN2P3-CNRS, Institut de Recherches Subatomiques (IReS)
France, Villeurbanne, Université Claude Bernard Lyon-I, IN2P3-CNRS, Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL)
Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) Darmstadt
Germany, Darmstadt, Technische Universität Darmstadt
Germany, Frankfurt, Johann-Wolfgang-Goethe Universität,
Germany, Heidelberg, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Physikalisches Institut
Germany, Heidelberg, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Kirchhoff Institute for Physics
Germany, Karlsruhe, Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik
Germany, Köln, Fachhochschule
Germany, Münster, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Institut für Kernphysik
Germany, Worms, Fachhochschule ZTT
Greece, Athens, University of Athens
Hungary, Budapest, Hungarian Academy of Sciences, KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics
India, Aligarh, Department of Physics, Aligarh Muslim University
India, Bhubaneswar, Institute of Physics
India, Chandigarh, Panjab University, High Energy Physics group
India, Jaipur, University of Rajasthan, Physics Department
India, Jammu, University of Jammu, Physics Department
India, Kolkatta, Variable Energy Cyclotron Centre (VECC)
India, Kolkatta, Saha Institute of Nuclear Physics
India, Mumbai, Bhabha Atomic Research Center (BARC)
India, Mumbai, Indian Institute of Technology (ITT)
Italy, Alessandria Università del Piemonte Orientale, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN)
Italy, Bari, Politecnico di Bari
Italy, Bari, Università degli Studi di Bari and INFN
Italy, Bologna, Università degli Studi di Bologna and INFN
Italy, Cagliari Università degli Studi di Cagliari and INFN
Italy, Catania, Università di Catania and INFN
Italy, Legnaro, Laboratori Nazionali di Legnaro, INFN
Italy, Padova, Università degli Studi di Padova and INFN
Italy, Roma, Università di Roma I 'La Sapienza' and INFN
Italy, Salerno, Università degli Studi di Salerno and INFN
Italy, Torino, Università degli Studi di Torino and INFN
Italy, Trieste, Università degli Studi di Trieste and INFN
Japan, Hiroshima, Horoshima University
Japan, Tokyo, University of Tokyo, Graduate School of Science, Center for Nuclear Study (CNS)
Japan, Tsukuba, University of Tsukuba, Center for Nuclear Studies
Japan, Wako, RIKEN, The Institute of Physical and Chemical Research
Mexico, Mexico, D.F., Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN
Mexico, Mexico, D.F., Universidad Nacional Autonoma de Mexico, Instituto de Fisica and Instituto de Ciencias Nucleares
Mexico, Morelia, Michoacan, Universidad Michoacana de San Nicolas de Hidalgo, Inst de Fisica y Matematicas
Mexico, Puebla, Universidad Autonoma de Puebla
Netherlands, Utrecht, Rijksuniversiteit Utrecht (NIKHEF) and Amsterdam, Nuclear Physics Section (NIKHEF)
Norway, Bergen, University of Bergen, Department of Physics
Norway, Bergen, Bergen University College Faculty of Engineering
Norway, Oslo, University of Oslo, Department of Physics
Poland, Cracow, H. Niewodniczanski Institute of Nuclear Physics, High Energy Physics Department
Poland, Warszawa, Soltan Institute for Nuclear Studies
Poland, Warszawa, Warsaw University of Technology
Portugal, Lisboa, Instituto Superior Técnico
Rep. of Korea, Kangnung, Kangnung National University
Rep. of Korea, Pohang, Pohang Accelerator Laboratory
Rep. of Korea, Seoul, Sejong University
Romania, Bucharest, National Institute for Physics and Nuclear Engineering
Russia, Dubna, Moscow Region, Joint Institute for Nuclear Research
Russia, Gatchina, St. Petersburg Nuclear Physics Institute
Russia, Moskva, Academy of Sciences, Institute for Nuclear Research
Russia, Moskva, Institute for Theoretical and Experimental Physics
Russia, Moskva, Russian Research Centre Kurchatov Institute
Russia, Moskva, Moscow Engineering Physics Institute
Russia, Novosibirsk, Budker Institute for Nuclear Physics
Russia, Protvino, Institute for High Energy Physics
Russia, Sarov, Russian Federal Nuclear Center
Russia, St. Petersburg, State University, Institute for Physics, Mendeleev Institute for Metrology and Meson Scientific Association
Slovakia, Bratislava, Comenius University, Faculty of Mathematics, Physics and Informatics
Slovakia, Kosice, Inst. of Experimental Physics, Slovak Academy of Sciences
Slovakia, Kosice, Faculty of Sciences, P.J. Safarik University
South Africa, Cape Town, University of Cape Town
Sweden, Lund, University of Lund, Division of Cosmic and Subatomic Physics
Switzerland, Geneva, European Organization for Nuclear Research (CERN)
Ukraine, Kharkov, Ukrainian Academy of Sciences, National Scientific Centre 'Kharkov Institute of Physics and Technology'
Ukraine, Kharkov, Scientific and Techn. Research Inst. of Instrument Eng.
Ukraine, Kiev, Ukrainian Academy of Sciences, Bogolyubov Institute for Theoretical Physics
UK, Birmingham, University of Birmingham
USA, Columbus OH, Ohio State University, Department of Physics
USA, Columbus OH, Ohio Supercomputer Centre
United States of America, Oak Ridge TN, Oak Ridge National Laboratory (ORNL), Instrumentation and Controls Division
USA, Omaha NE, Creighton University

Weiter Informationen finden Sie unter:
http://aliceinfo.cern.ch/

CBM

Institut für Kernphysik, Frankfurt
S. Amar-Youcef, K. Antipin, H. Appelshäuser, M. Deveaux, I. Fröhlich, M. Hartig, C. Müntz, C. Schrader, H. Ströbele, J. Stroth

Aligarh, India, Physics Department, Aligarh Muslim University
Bergen, Norway, Department of Physics and Technology, University of Bergen
Bhubaneswar, India, Institute of Physics
Bucharest, Romania, National Institute for Physics and Nuclear Engineering (NIPNE)
Budapest, Hungary, Eötvös University
Budapest, Hungary, KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics (KFKI-RMKI)
Chandigarh, India, Department of Physics, Panjab University
Coimbra, Portugal, Laboratorio de Instrum. e Fısica Experimental dePartıculas
Darmstadt, Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI)

Dresden, Germany, Institut für Strahlenphysik, Forschungszentrum Dresden-Rossendorf(FZD)
Dubna, Russia, Veksler and Baldin Lab. of High Energies, Dubna, Russia,
Lab. of Particle Physics, Joint Inst. for NuclearResearch
Dubna, Russia, Lab. of Inf. Techn. Joint Institute for Nucl. Research
Gatchina, Russia, Petersburg Nuclear Physics Institute
Hefei, China, Dep. of Modern Physics, Uni. of Science & Techn. of China
Heidelberg, Germany, Physikalisches Institut, Universität Heidelberg
Heidelberg, Germany, Kirchhoff-Inst. für Physik, Universität Heidelberg
Jaipur, India, Physics Department, University of Rajasthan
Jammu, India, Department of Physics, University of Jammu
P.V.K.S. Baba, A. Bhasin, A. Gupta, S.S. Sambyal
Katowice, Poland, Inst. of Nuclear Physics And Its App., Univ. of Silesia
Kharagpur, India, Dep. of Phys. and Met., Indian Inst. of Technology
Kolkata, India, High Energy Phys. Division, Saha Inst. of Nucl. Physics
Kolkata, India, Dep. of Physics and Dep. of Elect. Science, Uni.of Calcutta
Kolkata, India, Variable Energy Cyclotron Centre
Kraków, Poland, Faculty of Electrical Engineering, Automatics, Computer Science and Electronics, Department of Measurement and Instrumentation, AGH University of Science and Technology
Krakow, Poland, Marian Smoluchowski Inst. of Phy., Jagiellonian Univ.
Kyiv, Ukraine, Dep. of Nucl. Physics, Nat. Taras ShevchenkoUniv. of Kyiv
Mannheim, Germany, Inst. of Computer Eng., Universität Mannheim
Moscow, Russia, Institute for Nuclear Research (INR)
Moscow, Russia, Alikhanov Institute for Theoretical and Exp.Physics
Moscow, Russia, Skobeltsyn Institute of Nuclear Phyiscs, Lomonosov MoscowState University
Moscow, Russia, Kurchatov Institute
Moscow, Russia, Moscow Engineering Physics Institute
Münster, Germany, Inst. für Kernphysik, W.W. Universität Münster
Nikosia, Cyprus, University of Cyprus
Obninsk, Russia, Obninsk State Tech. Univ. for Nucl. Power Engineering
Prag, Czech Republic, Czech Technical University
Protvino, Russia, Institute for High Energy Physics
Pusan, Korea, Pusan National University
Kyungeon Choi, Junghan Kim, Jun-Gyu Yi, In-Kwon Yoo
Rez, Czech Rep., Nucl. Phy. Institute, Ac. of Sci. of the Czech Republic
Seoul, Korea, Department of Physics, Korea University
Split, Croatia, University of Split
St. Petersburg, Russia, V.G. Khlopin Radium Institute
St. Petersburg, Russia, St. Petersburg State Polytechnic University
Strasbourg, France, Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien
IN2P3-CNRS and Univesite Louis Pasteur Strasbourg
Varanasi, India, Department of Physics, Banaras Hindu University
Warsaw, Poland, Institute of Experimental Physics, Warsaw University
Wuhan, China, Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University
Zagreb, Croatia, Rudjer Boskovic Institute

Weiter Informationen finden Sie unter:
http://www.gsi.de/fair/experiments/CBM/index_e.html

CERES

Institut für Kernphysik, Frankfurt:
Appelshäuser, Antonczyk, Kniege, Ploskon, Schuchmann
Czech Republic, Nuclear Physics Institute ASCR
Germany, Heidelberg University, Heidelberg
Germany, Max-Planck Institut Heidelberg, Heidelberg
Germany, GSI, Darmstadt
Israel, WIS, Rehovot
Russia, JINR, Dubna, RUSSIA
Switzerland, CERN, Geneva,
USA, BNL, Brookhaven
USA, SUNY, Stony Brook

Weitere Informationen.
http://www.physi.uni-heidelberg.de/physi/ceres/

HADES

Institut für Kernphysik, Frankfurt:
Fröhlich, Galatyuk, Heilmann, Markert, Stroth. Ströbele, Sturm, Tarantola, Teilab, Pachmayer
Czech Republic ,Czech Academy of Sciences ,Rez, Nuclear Physics Institute
Cyprus, University of Cyprus , Nicosia
France, Institut de Physique Nucleaire Orsay , Orsay
Germany, Forschungszentrum Rossendorf , Institut für Kern- und Hadronenphysik Dresden
Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI , Darmstadt
Germany, J. W. Goethe-Universität Frankfurt , Institut für Kernphysik Frankfurt
Germany, Technische Universität München , München
Germany, Justus Liebig Universität Giessen , Giessen
Russia, Institute for Nuclear Research , Moscow
Russia, Institute of Theorectical 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, Universidada de Coimbra , Coimbra
Russia, Joint Institute of Nuclear Research , Dubna
Russia, Moscow Engineering Physics Institute , Moscow
Slovakia , Slovak Academy of Sciences , Bratislava
Spain, Universidade de Santiago de Compostela , Santiago de Compostela,
Spain, University of Valencia , Valencia

Weitere Informationen unter:
http://www-hades.gsi.de/

KAOS

Institut für Kernphysik: Ploskon, Ströbele, Sturm
Germany, Gesellschaft für Schwerioneforschung 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/~kaos/html/kaoshome.html

R3B Collaboration

Institut für Kernphysik, Frankfurt:
Stroth, Wimmer
Brazil, Instituto de Fisica, Universidade de Sao Paulo
Canada, TRIUMF, Vancouver,
China, Institute of Modern Physics, Lanzhou
Denmark , Department of Physics and Astronomy, University of Aarhus
Finland , CUPP project, Pyhaesalmi
France, CEA Saclay
France, GANIL, Caen
France, IN2P3/IPN Orsay
France, IPN Lyon
Germany , Forschungszentrum Rossendorf
Germany , Max-Planck Institut Heidelberg
Germany , Technische Universität Darmstadt
Germany , Technische Universität München
Germany, GSI, Darmstadt
Germany, Johann Wolfgang Goethe Universität, Frankfurt
Germany, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz
Germany, Justus-Liebig-Universität, Giessen
Germany, Universität zu Köln
Hungary , ATOMKI, Debrecen
India, Bhabha Atomic Research Center, Mumbai
India, Saha Institute of Nuclear Physics, Kolkata
India, Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai
Japan, Tokyo Institute of Technology,
Kurchatov Institute, Moscow, Russia
Norway, 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 Politecnia 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

Institut für Kernphysik, Frankfurt:
Alt, Gazdzicki, Kliemant, Lungwitz, Mitrowski, Renfordt, Schuster, Strabel, Ströbele, Wetzler
Bulgaria, Atom. Phy. Dep. , Sofia University St. Kliment Ohridski, Sofia
Bulgaria, Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia
Croatia, Rudjer Boskovic Institute, Zagreb
Czech Republic., Institute of Particle and Nuclear Physics, Charles University, Prague
Germany, Fachbereich Physik der Universität, Frankfurt
Germany, Fachbereich Physik der Universität, Marburg
Germany, Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, Darmstadt
Germany, Max-Planck-Institut für Physik, Munich
Greece, Department of Physics, University of Athens, Athens
Hungary, KFKI Res. Inst. for Particle and Nucl. Phys., Budapest
Netherlands , NIKHEF, Amsterdam
Poland, Institute of Physics Swietokrzyska Academy, Kielce
Poland, Institute for Exp. Physics, University of Warsaw, Warsaw
Poland, Institute for Nuclear Studies, Warsaw
Poland, Institute of Nuclear Physics, Cracow
Republic of Korea, Department of Physics, Pusan National University
Russia, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna
Slovakia Comenius University, Bratislava
Switzerland, CERN, Geneva
USA, MIT, Cambridge
USA, Nuclear Physics Laboratory
USA, University of Washington, Seattle

Weitere Informationen:
http://na49info.cern.ch/na49/

NA61

Institut für Kernphysik:Gadzickicki
University of Athens, Athens, Greece
University of Bari and INFN, Bari, Italy
University of Bergen, Bergen, Norway
KFKI res. Inst. for Part. and Nucl. Physic; Budapest, Hungary
Cape Town University, Cape Town, South Africa
Jagiellionian University, Cracow, Poland
Swietokrzyska Academy, Kielce, Poland
Warzaw Unviversity of Technology, Warzaw, Poland
University Frankfurt, Frankfurt, Germany
Fachhochschule Frankfurt, Frankfurt, Germany
Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, Germany
University of Geneva, Geneva, Switzerland
ETH, Zürich, Switzerland
LPNHE, Univ. de Paris, Paris, France
Pusan Nat. University, Pusan, Korea
Faculty of Physics, University of Sofia, Bulgaria
St. Petersburg State Univeryty, St. Petersburg, Russia
Inst. for nucl. Research, Moskow, Russia
Joint Inst. for Nucl. Research, Dubna, Russia
State Univerity of New York, New York, USA
Inst. for Part. and Nucl. Studies, KEK, Tsukuba, Japan
Rudjer Boskovic Institute, Zagreb, Croatia
Soltan Inst. for Nucl. Studies, Warzaw, Poland

Weitere Informationen: http://na61.web.cern.ch/na61/

PANDA

Institut für Kernphysik, Frankfurt:
Goetzen, Novak, Peters, Pitz, Schumacher, Wilms
Austria, SMI für subatomare Physik
Austria, Stefan Meyer Institut für subatomare Physik Vienna
Belarussia, Research Institute for Nuclear Problems, Minsk
China, IHEP Beijing
China, IMP Lanzhou
Finnland, Institute of Physics Helsinki
France, IPN Orsay
Germany, FZ Jülich, IKP II
Germany, GSI, Darmstadt
Germany, TU Dresden
Germany, TU München,
Germany, Universität Bonn
Germany, Universität Erlangen
Germany, Universität Frankfurt
Germany, Universität Gießen
Germany, Universität Mainz
Germany, Universität Münster
Germany, Universität Tübingen
Germany,FZ Jülich, IKP I
Germany,Ruhr-Universität Bochum
Italy, Università di Trieste + INFN
Italy, INFN Sezione di Ferrara
Italy, INFN Sezione di Genova
Italy, LNF-INFN, Frascati
Italy, Università de Piemonte Orientale, Alessandria, Torino
Italy, Università di Brescia + INFN
Italy, Università di Catania, Italy
Italy, Università di Genova
Italy, Università di Milano
Italy, Università di Pavia
Italy, Università di Torino
Netherland, KVI Groningen
Poland, SINS Warschau
Poland, University Cracow
Poland, University of Silesia, 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 Edinburg
United Kingdom, University of Glasgow
USA, Northwestern University, Evanston

Weitere Informationen:
http://www-panda.gsi.de/auto/_home.htm

PRESSESPIEGEL

Im Quantenlabor

Nachwuchsphysikerinnen verblüffen Fachwelt

Von Anne Lemhöfer

Im Mikrokosmos herrschen die Gesetze der Quantenwelt. Doch wo ist der Übergang zu unserer Alltagswelt? Einem internationalen Forscherteam unter Leitung von Frankfurter Atomphysikern ist es gelungen, diese Frage zu beantworten.

Zentral war dabei ein erfolgreiches Experiment der zwei Diplomandinnen Katharina Kreidi und Dominique Akoury aus der Arbeitsgruppe des Professors Reinhard Dörner. Der Versuch, der in der Fachwelt bereits als wegweisend gilt, wird in der aktuellen Ausgabe der renommierten Wissenschaftszeitschrift „Science" beschrieben.

Geglücktes Experiment

Eine große Ehre für die jungen Forscherinnen der Goethe-Universität. Die Experimente fanden am Lawrence Berkley Laboratorium in der Nähe von San Francisco statt. Bei dem Versuch hat die Gruppe ein Wasserstoffmolekül mit Röntgenstrahlen beschossen und beobachtet, wie es in seine Einzelteile zerfällt. Was für Laien schwer verständlich ist, ist für Fachleute eine kleine Sensation: Katharina Kreidi und Dominique Akoury haben mit dem in Frankfurt entwickelten „Coltrims-Detektor" herausgefunden, dass die Welleneigenschaften der beim Versuch verwendeten Teilchen Rückschlüsse auf ihre Schwerpunktbewegung zulassen, die, und so Dörner, „den Charakter einer Quantenwelle annehmen".

Nur als Modell sichtbar: Forschungsobjekt der Physiker. PA

Frankfurter Rundschau 28.11.2007

Science AAAS

The Simplest Double Slit: Interference and Entanglement in Double Photoionization of H 2
Science 318, 949 (2007)

Doppelspalt: so einfach, so klein

Erstmals ist ein schon in den 60er-Jahren vorgeschlagenes Experiment gelungen: Dabei wurde ein Wasserstoffmolekül mithilfe von zirkular polarisiertem Röntgenlicht zur Emission eines Elektrons angeregt. Dieses breitet sich von beiden H-Kernen als Quantenwelle aus und interferiert – wie man es vom Doppelspaltversuch kennt – mit sich selbst. Minimal verzögert stößt das Elektron ein weiteres aus dem Wasserstoffmolekül heraus. Dieses ist aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung mit ihm verschränkt und fungiert somit als „Beobachter". So erlaubt die Messung am zweiten Elektron Rückschlüsse auf das erste Elektron, wobei jedoch die Interferenz verloren geht.
D. Akouryet al., Science **318**, 949 (2007)

Physik Journal 6 (2007) Nr. 12 © 2007 Wiley-VCH Verlag

Physik Journal

Frankfurter Allgemeine SONNTAGSZEITUNG

BILD AM SONNTAG

11.11.2007

Wir Quantenwesen

Warum ist die Welt der Quantenteilchen so anders als unsere Alltagswelt? Vor allem, weil Letztere aus so furchtbar vielen Teilchen besteht. Ein einzelnes Elektron etwa, das durch einen Doppelspalt hindurchgeht, verhält sich noch quantentypisch: Es ist hinter den Spalten mit einer von Ort zu Ort schwankenden Wahrscheinlichkeit anzutreffen (Bild A). Doch dieses – eher ausgedehnten Wellen entsprechende – Verhalten verschwindet sofort, wenn man zu beobachten versucht, durch welchen der Spalte das Elektron denn nun geflogen ist.

Einem Physikerteam um Reinhard Dörner von der Universität Frankfurt ist dieses klassische Experiment mit einer Anordnung gelungen, in der das Elektron statt auf zwei Spalte auf die beiden Atomkerne eines Wasserstoffmoleküls (rot in Bild B) trifft. Wie die Forscher in *Science* berichten, zeigt die gemessene Verteilung der Elektronen hier das quantentheoretisch erwartete Muster (C). Befand sich aber ein zweites Elektron in der Nähe, war die Quantenherrlichkeit dahin (D). Das eine zusätzliche Teilchen wirkte bereits als „Beobachter", durch den sich hätte klären lassen, von welchem Wasserstoffkern das erste Elektron ausging – und es gerade dadurch daran hinderte, seine Quantenhaftigkeit zu offenbaren.

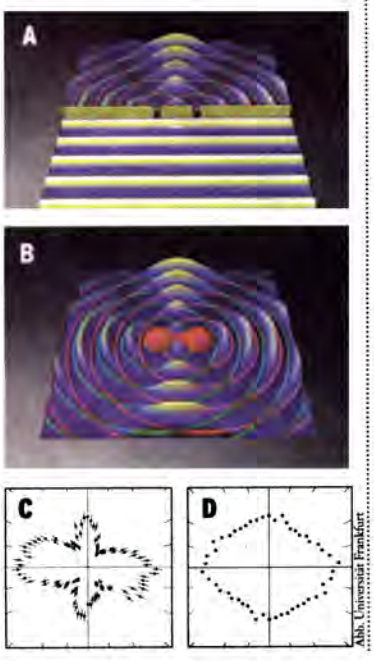


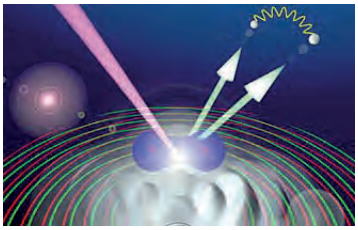
Abb. Universität Frankfurt

Doch verschwunden ist seine Quanteninformation damit nicht. Weitere Messungen zeigten vielmehr, dass sie sich in das Gesamtsystem aus beiden Elektronen verlagert hat. Unsere Alltagswelt ist also eigentlich im Verborgenen immer noch eine Quantenwelt, was sich aber nur dem offenbart, der einen Überblick über alle Teilchen des Universums behalten kann. Wir mögen uns (und die Dinge um uns herum) für harte, lokalisierte Gegenstände halten – weil wir eben nie das Gesamte sehen. Vor Gott aber bleiben wir Quantenwesen. *Ulf von Rauchhaupt*

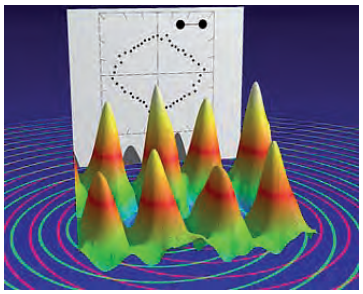
QUANTENPHYSIK

Quanten sind Sensibelchen

Ein Elektron ist Beobachter genug für den Übergang zur fast klassischen Physik [www.wissenschaft-online.de/artikel/911001] Atome, Elektronen, Photonen - in der Welt des Kleinsten sind sie gemäß der Quantenphysik nicht zu greifen. Wie Wellen befinden sie sich überall und nirgends zugleich. Es sei denn, sie werden gemessen. Denn die Wechselwirkung mit ihrer Umgebung lässt ihre verschmierte Komplexität zu einem klassischen Teilchen kollabieren. Und dafür reicht manchmal der Einfluss eines einzelnen Elektrons.
Die Natur mag es im Grunde gerne unentschieden. Dieser Eindruck drängt sich beim Blick in den Quantenkosmos der Atome und Elementarteilchen geradezu auf. Besonders am traditionellen Beispiel des Doppelspalt-Experiments wird das deutlich. Das Prinzip kennt jeder aus dem Physikunterricht in der Schule: Möglichst gleichförmiges Licht, wie es beispielsweise ein Laser aussendet, fällt auf eine Wand mit zwei Spalten, die sich unabhängig voneinander öffnen und schließen lassen. Hinter der Wand befindet sich ein Schirm. Sind beide Spalte geschlossen, liegt dieser natürlich im Dunkeln. Ist ein Spalt offen, bemerken wir einen breiten Streifen Helligkeit. Der Aha-Effekt tritt jedoch erst dann auf, wenn das Licht durch beide Spalte dringen kann. Auf dem Schirm zeigt sich ein Muster heller und dunkler Linien, die entstehen, weil sich die Lichtwellen aus den beiden Spalten überlagern und teilweise scheinbar gegenseitig auslöschen. Der Beweis, dass Licht eine Welle ist. Denn Teilchen können zwar zusammenstoßen und voneinander abprallen - Interferenzen und die daraus hervorgehenden Muster liegen jedoch jenseits ihrer Fähigkeiten.
Die forschende Quantenphysik führt den Doppelspalt-Versuch im Labor noch weiter. Bis dahin, wo kein Lehrer mit seinen Schulaufbauten gelangen kann. Sie reduziert die Lichtintensität so weit, dass die Photonen nur noch einzeln durch die Spalte fliegen. Eigentlich sollte sich so kein Partner mehr für eine Überlagerung finden lassen. Dennoch bildet sich auf dem Schirm ein Interferenzmuster aus. Nach der gängigen Deutung der Quantenphysik haben die einzelnen Photonen schlichtweg keine Entscheidung für einen der Wege getroffen. Stattdessen sind sie jedes für sich einfach durch beide Spalte geflogen und haben dahinter jeweils mit sich selbst interferiert.
Durch zwei Türen zugleich gehen? In der klassischen Welt absolut unmöglich. Im Quantenkosmos hingegen kein Problem. Selbst wohlbekannte Teilchen wie Elektronen und gar ganze Atome beherrschen diesen Trick. Denn auch Materie kann als Welle auftreten. Solange niemand hinsieht! Schon ein einziger Detektor an einem der Spalte, der registriert, ob etwas an ihm vorbeifliegt, lässt das Muster auf dem Schirm verschwinden. Die Messung hat die unentschiedene Wellennatur des Quantensystems zum Kollabieren gebracht und nur ein klassisches Teilchen übrig gelassen. Ein Phänomen, das Physiker als Dekohärenz bezeichnen und das Konstrukteuren von Quantencomputern schlaflose Nächte bereitet. Quantensysteme sind folglich ultraempfindliche Sensibelchen. Nur, wie empfindlich sie genau sind, das war wegen der großen experimentellen Schwierigkeiten lange Zeit unbekannt. Mit den kleinsten Doppelspalt-Versuch der Welt hat nun ein Team internationaler Wissenschaftler um Reinhard Dörner vom Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt die Empfindlichkeit der Quanten getestet. Das Herzstück des Experiments ist dabei so klein, das es selbst ein Quantenobjekt ist: ein Wasserstoffmolekül, das Elektronen aussendet.
Der Aufbau des Moleküls ist recht beschaulich: Zwei Protonen halten einander durch ihre gleichnamigen elektrischen Ladungen auf Abstand, werden aber von den beiden Elektronen, die sie umgeben, zusammengeschmiedet. Bis in dem Versuch ein einzelnes Photon auf das Molekül trifft und die Elektronen mit so viel Energie versorgt, dass sie der Anziehungskraft der Protonen entkommen können. Zumindest würde so die Beschreibung im Teilchenmodell lauten. Betrachten wir die Elektronen als Wellen, geht angeregt durch das Licht von jedem Proton eine Elektronenwelle aus - somit zwei Wellen, die sich überlagern können. Da zwischen den Protonen ein winziger Abstand ist, entsprechen diese Interferenzen genau dem, was hinter einem Doppelspalt zu beobachten wäre. Tatsächlich erhielten die Forscher mit ihren Detektoren für die Richtung der Elektronen Verteilungsmuster, wie sie nach theoretischen Berechnungen für interferierende Wellen zu erwarten sind. Allerdings nur, solange eines der beiden Elektronen deutlich schneller war als das andere. War ihre Energie nahezu gleich, fand hingegen eine starke Wechselwirkung zwischen den beiden statt, bei der die Elektronen sich gewissermaßen gegenseitig beobachteten.
Jedes wirkte für das andere wie eine Art Messinstrument und als Folge verschwand das Interferenzmuster. Die Anwesenheit eines zusätzlichen Elektrons reichte folglich aus, um das andere Elektron vom exotischen Quantensystem in ein klassisches Teilchen zu überführen. Oder wenigstens beinahe klassisch. Durch die Wechselwirkung bei ihrem Ausbruch erfahren die Elektronen nämlich so viel voneinander, dass sie zu einem verschränkten Paar werden - einem anderen quantenphysikalischen abstrusen Zustand, in welchem Teilchen enger miteinander verbunden sind als eineiige Zwillinge. Und analysiert man die Eigenschaften eines solchen Paares, ergeben sich auf beinahe magische Weise wieder die verschwunden geglaubten Interferenzmuster. Es geht offenbar nichts verloren in der Natur, es wird nur geteilt mit jedem, der eine Messung macht. Und das ist immerhin auch eine Art von Entscheidung.



Atomarer Quasi-Doppelspalt
Ein einzelnes Photon (rosa Streifen) trifft auf ein Wasserstoff-Atom (blaue Hantel). Dessen Kerne senden Photoelektronenwellen aus (weiße Pfeile),die miteinander wechselwirken können (gelbe Wellenlinie) und dadurch zu Teilchen (weiße Kugeln) werden. Im Prinzip geschieht das Gleiche wie beim Doppelspalt-Experiment. Als Spalte fungieren die Kerne, und die Elektronen „messen“ sich gegenseitig. ©Till Jahnke, Universität Frankfurt



Das Muster der Elektronen (weißes Blatt im Hintergrund) weist kein Anzeichen für Interferenz mehr auf. In ihren Wellenfunktionen (bunte Landschaft im Vordergrund) sind die Muster aber noch enthalten. ©Reinhard Dörner, Universität Frankfurt

http:// http://www.wissenschaft-online.de/artikel/911001&_druck=1 12.11.2007

Olaf Fritsche Freier Journalist www.wissenschaftwissen.de

QUELLEN: Science 318: 949-952 (2007), Abstract © spektrumdirekt

Horst Schmidt-Böcking Foto Uni Frankfurt

Nie um eine Lösung verlegen

Wo auch immer noch schnell etwas zu reparieren ist im Labor oder im Bad oder Stühle und Tische zu rücken sind, packt er kurz entschlossen selber an. Er stellt sich sogar schon mal an die Drehbank, wenn es nötig ist. Horst Schmidt-Böcking ist ein typischer „Trouble-Shooter" – einer, der immer für alle Probleme und Fragen stets eine Lösung parat hat. Dank seiner unkomplizierten Art hat der 68 Jahre alte Physiker von der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main schon vieles in seinem Leben bewegen können als Forscher und Wissenschaftsmanager oder als pfiffiger Firmengründer. Und als gelte es diese Liste zu vervollständigen, erhält er für seine wissenschaftlichen Leistungen als erster Nichtamerikaner den renommierten Davisson-Germer-Preis der Amerikanischen Physikalischen Gesellschaft.

Wenn er auch mit Rohrleitungen, Flanschen, Mörtel und elektrischen Bauteilen gleichermaßen bestens umzugehen weiß, so gehört seine wahre Leidenschaft doch den subtilen Prozessen in den Atomen und Molekülen. Ihn interessieren besonders die schnellen Bewegungen der Elektronen um die Atomkerne, die sich in Momenten abspielen, in denen das Licht noch nicht einmal 0,1 Mikrometer weit gekommen ist. Fast zwanzig Jahre tüftelte er in Frankfurt mit seinen Kollegen an einem Verfahren, mit der er erstmals alle Elektronen bei ihrem „gemeinsamen Tanz um die Atomkerne" beobachten konnte. Das von ihm Anfang der neunziger Jahre entwickelte Reaktionsmikroskop, das äußerlich an ein Kreuz aus Edelstahlrohren erinnert, stieß bei Physikern und Chemikern sofort auf breites Interesse, ermöglichte es doch, die schnellen Prozesse beim Zerfall von angeregten Vielteilchensystemen „live" zu beobachten. Wegen der großen Nachfrage gründete der Physiker 1991 – aus der Not heraus – eine kleine Firma, die das Gerät noch heute baut und vertreibt.

Schmidt-Böcking, der 1939 in Siegen geboren wurde und seinen Vater früh im Krieg verloren hatte, studierte Physik in Würzburg und Heidelberg, wo er 1969 promovierte. 1978 habilitierte er sich an der Universität Frankfurt, wechselte 1980 an das Hahn-Meitner-Institut in Berlin und kehrte 1982 an den Main zurück, wo er bis zu seiner Emeritierung vor zwei Jahren wirkte.

Freunde, Kollegen sowie frühere Schüler, mit denen man spricht, schätzen seinen Ideenreichtum, seine Beharrlichkeit, sein soziales Engagement und die Fähigkeit, andere für seine Visionen zu gewinnen. So würde der Vater von zwei erwachsenen Töchtern am liebsten viele Straßennamen in der Mainmetropole nach Nobelpreisträgern taufen. MANFRED LINDINGER

FAZ 22.Okt.2007

UniReport
JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN

Physik-Preisregen

Nobelpreis für Frankfurter Alumnus / Davisson-Germer-Preis für Horst Schmidt-Böcking

Die beiden wichtigsten Physik-Preise der Welt sind in diesem Jahr an Forscher verliehen worden, die einen besonders engen Bezug zur Universität Frankfurt haben: Den Physik-Nobelpreis erhielt Prof. Peter Grünberg, der von 1959 bis 1962 am Main studierte, der Frankfurter Kern-Physiker Prof. Horst Schmidt-Böcking den ›kleinen Bruder des Physik-Nobelpreises‹, den Davisson-Germer-Preis.

Mit dem Physik-Nobelpreis würdigte die Königlich-Schwedische Akademie Grünbergs Beitrag zur Nanotechnologie und die Entdeckung des Riesen-Magnet-Widerstandseffekts.

Die Entdeckung des heute am Forschungszentrum Jülich tätigen Wissenschaftlers bildete die Grundlage für eine völlig neue Generation von Computer-Speichermedien. Dank des Effekts ist es heute möglich, auf Festplatten enorm große Datenmengen innerhalb kürzester Zeit auszulesen und zu verarbeiten.

Der heute 68-jährige Grünberg ist der vierte deutsche Physiker, der innerhalb der letzten zehn Jahre den Nobelpreis für Physik erhielt. 2005 war Theodor W. Hänsch ausgezeichnet worden, 2001 Wolfgang Ketterle und 1998 Horst L. Störmer. Der Preis ist mit umgerechnet rund 1,1 Millionen Euro dotiert und wird im Dezember überreicht. Den Nobelpreis teilt sich Grünberg mit dem Franzosen Albert Fert.

Schon vor dem Nobelpreis war Grünberg ein hoch dekorierter, mit vielen wichtigen Preisen bedachter Wissenschaftler: 1998 erhielt er den Deutschen Zukunftspreis für seine Arbeit zum GMR-Effekt. 2006 wurde er zum ›Europäischen Erfinder des Jahres‹ in der Kategorie Universität und Forschungseinrichtungen von der EU-Kommission und dem Europäischen Patentamt gekürt. Im Jahre 2007 wird ihm die Stern-Gerlach-Medaille der DPG und in Israel in der Knesset der Wolf-Preis verliehen.

Den Tanz der Elektronen gefilmt

Der von der American Physical Society (APS) jährlich vergebene Davisson-Germer-Preis ist die höchste amerikanische Auszeichnung auf dem Gebiet der Atomphysik, Optik und Oberflächenphysik und nach dem Nobelpreis einer der renommiertesten Preise weltweit in diesem Forschungsgebiet. Zum ersten Mal in seiner 42-jährigen Geschichte wurde er an einen Wissenschaftler außerhalb der Vereinigten Staaten vergeben. Horst Schmidt-Böcking wird für seine Erfindung einer ›Videokamera‹ geehrt, die es erstmals erlaubt, die Bewegung in Atomen und Molekülen umfassend sichtbar zu machen. Bisher war man auf einen sehr engen Blick durch das atomare Schlüsselloch eingeschränkt und konnte nur eines der vielen Teilchen in einem Atom beobachten. Die von Schmidt-Böcking entwickelte Technik öffnet die Tür zu einem vollständigen Blick auf den Tanz der Elektronen im Atom oder Molekül. Das Reaktionsmikroskop (Kurzname: COLTRIMS), das Schmidt-Böcking mit seiner Arbeitsgruppe in 20-jähriger Forschungsarbeit entwickelte, trat schnell einen Siegeszug durch die Labors rund um die Welt an. Indem es erlaubt, die in Atomen oder Molekülen vorhandene hochkorrelierte Bewegung von Elektronen und Kernen zu beobachten und zu vermessen, eröffnet es neue Zugänge zur Lösung eines bis heute fundamentalen Rätsels quantenmechanischer Vielteilchensysteme. Die korrelierte Bewegung von subatomaren Teilchen ist vermutlich auch die Grundlage für die Speicherung von Informationen in Biomolekülen. So verwundert es nicht, dass mit dem Reaktionsmikroskop in den letzten Jahren viele, heute als Referenz dienende Experimente durchgeführt wurden, die neue Einblicke in die Vielteilchenwelt der Quantenphysik eröffneten.

Das Reaktionsmikroskop findet weltweit ständig mehr Anwendung, und zwar nicht nur auf dem Gebiet der Atom-, Molekül- und Oberflächenphysik, sondern auch in anderen Gebieten der Physik. Der internationale wissenschaftliche Erfolg dieser Entwicklung zahlt sich seit Jahren für zahlreiche Frankfurter Physikstudenten aus. Ihnen stehen schon während der Diplom- oder Masterarbeit die Türen von führenden Labors in den USA, Kanada und Japan offen. Die ausländischen Labors profitieren vo Know-how, das die Nachwuchswissenschaftler aus Frankfurt mitbringen. Im Gegenzug genießen die jungen Physiker der Universität die vielfältigen Möglichkeiten, international Erfahrungen zu sammeln. Mit seiner visionären Art motiviert der inzwischen pensionierte Schmidt-Böcking seit über 30 Jahren Frankfurter Studenten und seine Fachkollegen in aller Welt, auch sicher geglaubtes Wissen mit Hilfe der ›Filmaufnahme‹ auf atomarer Ebene zu hinterfragen. Markus Schöffler, einer seiner Schüler, charakterisiert seinen Doktorvater mit einem Zitat von Antoine de Saint-Exupery: »Wenn Du ein Schiff bauen willst, so trommle nicht Männer zusammen, um Holz zu beschaffen, Werkzeuge vorzubereiten, Aufgaben zu vergeben, und die Arbeit einzuteilen, sondern lehre die Männer die Sehnsucht nach dem weiten endlosen Meer.«

ok/Anne Hardy

Foto: Leuner

Foto: Jülich

Prof. Horst Schmidt-Böcking und Prof. Peter Grünberg

16.Oktober. 2007

Große Ehre für Schmidt Böcking

FrankfurterRundschau

Die American Physical Society (APS) hat den diesjährigen Davisson-Germer-Preis an den Frankfurter Atomphysiker Horst Schmidt-Böcking verliehen.

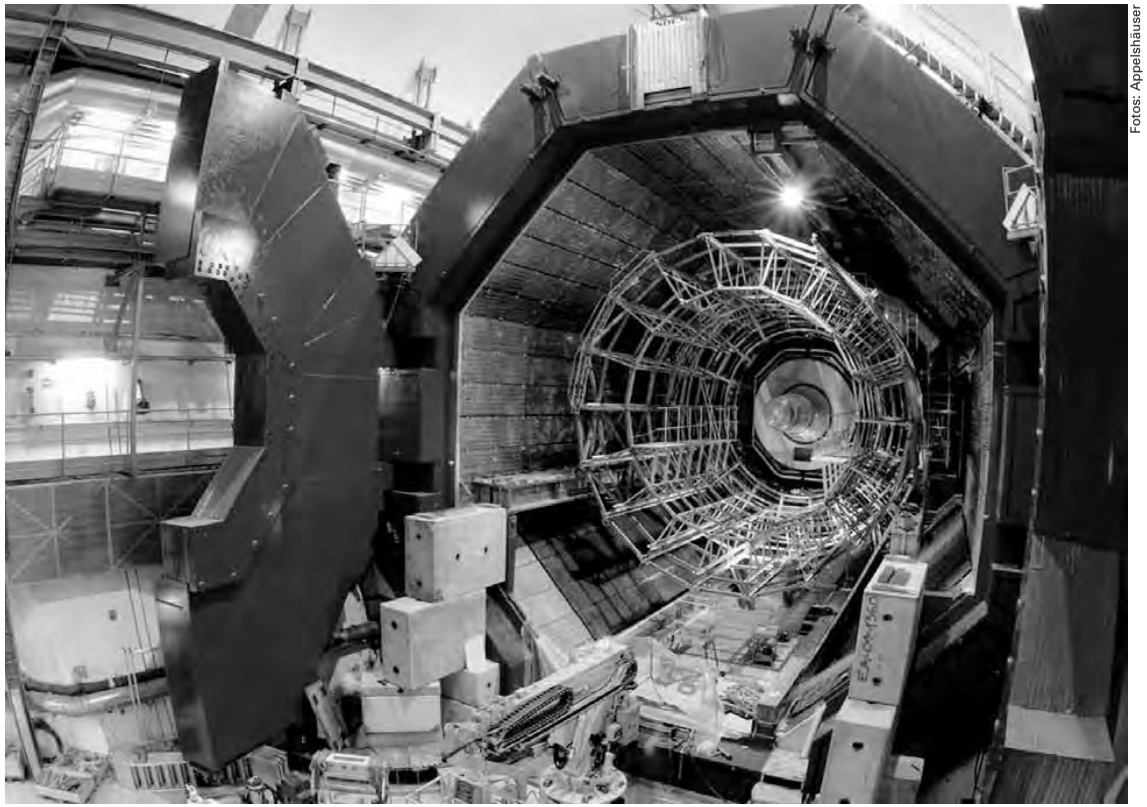
Die seit 1965 jährlich vergebene Ehrung ist die höchste amerikanische Auszeichnung auf dem Gebiet der Atomphysik, Optik und Oberflächenphysik und nach dem Nobelpreis einer der renommiertesten Preise weltweit in diesem Forschungsgebiet. Zum ersten Mal in seiner 42-jährigen Geschichte wurde er an einen Wissenschaftler außerhalb der Vereinigten Staaten vergeben. Horst Schmidt-Böcking wird für seine Erfindung einer Art Videokamera geehrt, die es erstmals erlaubt, die Bewegung in Atomen und Molekülen umfassend sichtbar zu machen.

Bisher war man auf einen sehr engen Blick durch das atomare Schlüsselloch eingeschränkt und konnte nur eines der vielen Teilchen in einem Atom beobachten. Die von Schmidt-Böcking entwickelte Technik öffnet die Tür zu einem voll-ständigen Blick auf den Tanz der Elektronen im Atom oder Molekül. lem

Die Reise zum Urknall

Frankfurter Kernphysiker untersuchen am CERN die ersten Mikrosekunden unseres Universums

Im Herbst 2007 erfüllen sich die Träume der Frankfurter Kernphysiker: nach rund 20-jähriger Vorbereitungszeit wird am Europäischen Kernforschungszentrum CERN der größte und leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger aller Zeiten in Betrieb gehen, der ›Large Hadron Collider‹ (LHC). Damit wollen die Wissenschaftler noch mehr über die elementaren Bausteine unserer Welt und die frühe Entstehungsgeschichte des Universums erfahren. Die Frankfurter Physiker interessieren sich dabei besonders für eine spezielle Form der Materie: das ›Quark-Gluon-Plasma‹ (QGP), der Zustand des Universums, als es etwa eine Mikrosekunde alt war.



Fotos: Appelshäuser

Die Reise zum Urknall beginnt tief unter der Erde. Der große Kasten, der sich langsam durch einen weiten Schacht tief unter den Schweizer Jura hinabsenkt, gehört zu einem der größten und aufwändigsten Experimente, die es in der Physik je gegeben hat. ALICE (A Large Ion Collider Experiment) haben die Physiker ihr Experiment getauft, und steigt man in den runden, 27 km langen Tunnel hinab, der bis zu 100 Meter tief ins Französisch-Schweizer Grenzgebiet am Europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf gegraben wurde, dann mag es einem wahrlich wie ein technisches Wunderland erscheinen. Der schmale Tunnel öffnet sich in eine große künstliche Höhle, in der bereits der riesige Magnet des Experiments aufgebaut ist. Langsam füllt sich der Raum nach einem ausgeklügelten Plan mit tausenden Kilo-

Physiker aus der

weitem stärkste der vier bekannten Naturkräfte. Anders als die Gravitation und die elektromagnetische Kraft ist sie aber nur über sehr kleine Abstände spürbar ($< 10^{-15}$ m). Theoretisch wird die starke Wechselwirkung durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Aufgrund der komplizierten Dynamik zwischen Quarks und Gluonen erweisen

Ein technisches Wunderland – der große Magnet des ALICE-Experiments tief unter der Erde im Französisch-Schweizer Grenzgebiet.
Bereits ein Modul des Transition-Radiation-Detektors (siehe Text) ist 0,8 x 1 x 8 Meter groß und wiegt 1,7 Tonnen (oben)

schung (SGZ) und den entsprechenden modernen Labors im Neubau der Physik am Campus Riedberg wurden die Voraussetzungen für eine starke instrumentelle Frankfurter Beteiligung geschaffen. Gemeinsam mit den Arbeitsgruppen vom Institut für theoretische Physik und dem Frankfurt Institute for Advanced Studies (FIAS) bietet sich somit ein ideales Umfeld zur Erforschung der Dynamik und Struktur elementarer Materie, das in den universitären Schwerpunkt Schwerionenphysik eingebettet ist.
Entscheidend für ein Projekt wie ALICE ist auch eine starke Vernetzung mit anderen deutschen Hochschulen. Dafür hat das BMBF ein neues strategisches Wettbewerbselement zur Förderung wissenschaftlicher Exzellenz durch Zusammenarbeit in überregionalen Forschungsnetzwerken aufgelegt, das insbesondere auf die gemeinsame Nutzung an Großgeräten wie Beschleunigeranlagen zielt. In der ersten Wettbewerbsrunde der BMBF-Forschungsschwerpunkte (BMBF-FSP) haben sich insgesamt drei deutschlandweite Forschungsnetzwerke qualifiziert, darunter der Zusammenschluss der an ALICE beteiligten deutschen Hochschulen.

metern von Kabeln und sehr aufwändigen Messinstrumenten, den Detektoren. Und auch wenn jetzt noch viel Luft ist – es wird einmal eng werden, wenn all die verschiedenen Detektoren, die über der Erde zusammengesetzt und bis zum letzten Augenblick immer wieder getestet werden, alle einmal ihren Platz finden sollen. Das spürt man bereits, wenn die Techniker den großen Kasten, das erste von 18 Modulen des Transition-Radiation-Detektors (TRD), langsam und millimetergenau in Position bringen. »Das ist ein wichtiger Meilenstein für unser Projekt«, freut sich Prof. Christoph Blume vom Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt. Seit vielen Jahren arbeiten die Arbeitsgruppen von Blume und Prof. Harald Appelshäuser bereits an der Planung und Realisierung des ALICE-Experiments mit. Worum geht es dabei?

ganzen Welt arbeiten zusammen, um ihren großen Traum zu verwirklichen: Die Reise zum Urknall.

Jedes Kind weiß, dass Eis zu schmelzen beginnt, wenn die Temperatur null Grad Celsius überschreitet, und bei hundert Grad beginnt das Wasser zu verdampfen. Was aber passiert, wenn die Temperatur noch weiter erhöht wird, zum Beispiel auf eine Billion Grad Celsius? Bei diesen hohen Temperaturen haben Atome und sogar Atomkerne längst aufgehört zu existieren. Heute glaubt man, dass Materie dann in Form eines Plasmas aus Quarks und Gluonen vorliegt, den kleinsten heute bekannten Materiebausteinen. In der Frühphase des Universums, etwa eine Mikrosekunde nach dem Urknall, hat es einmal so hohe Temperaturen gegeben. Daher geht man davon aus, dass unsere gesamte Welt in ihrer frühsten Jugend die Phase eines Quark-Gluon-Plasmas durchlaufen hat. Um also mehr über die Prozesse zu lernen, die die Entstehung unseres Universums bestimmt haben, möchte man die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas erforschen. Die Kraft zwischen Quarks und Gluonen wird durch die so genannte starke Wechselwirkung vermittelt, die bei sich quantitative Vorhersagen der QCD jedoch gerade in jenem Energiebereich, der für die Erzeugung eines QGP relevant ist, als außerordentlich schwierig. Die geplanten Experimente sollen somit also zum tieferen Verständnis der fundamentalen Naturkräfte beitragen.

Das Aufheizen von Materie auf diese hohen Temperaturen gelingt nur mit sehr energiereichen Teilchenbeschleunigern, in denen schwere Atomkerne mit hoher Geschwindigkeit zur Kollision gebracht werden. Im Tunnel tief unter dem CERN Gelände wird gerade der größte Teilchenbeschleuniger zusammengesetzt, der je gebaut wurde: der ›Large Hadron Collider‹ (LHC). Er übertrifft die bisher höchsten Teilchenenergien um mehr als eine Größenordnung. In den Kollisionen der Atomkerne wird man dann die heißeste je in einem Labor erzeugte Materie erforschen können.

Im Herbst 2007 sollen am LHC die ersten Teilchenkollisionen studiert werden. Das dabei erzeugte Quark-Gluon-Plasma existiert allerdings nur für jeweils einen winzigen Sekundenbruchteil (etwa 10^{-23} s), bevor es in mehrere Tausend Teilchen zerfällt. Die Untersuchung der Produkte dieses ›Mini-Urknalls‹ soll schließlich Aufschluss über die Eigenschaften des QGP geben.

Für den Nachweis der Teilchen sind die Detektoren des ALICE-Experimentes wie die Schalen einer Zwiebel um den Kollisionspunkt angeordnet. Bis zu 8000 Kollisionen pro Sekunde werden auf diese Weise aufgezeichnet, wobei eine Datenmenge von einigen hundert Gigabyte pro Sekunde verarbeitet werden muss. Diese Flut von Informationen muss dann in der späteren Auswertung aufbereitet werden, um den genauen Ablauf der Reaktion und damit die Eigenschaften des QGP zu rekonstruieren. Dazu braucht man viele Physiker, aber auch Techniker, Computerspezialisten und Ingenieure. Über 1000 Physiker aus rund 30 Ländern arbeiten im ALICE Experiment zusammen.

Die Frankfurter Kernphysiker können bei dieser Arbeit ein großes Maß an Erfahrung einbringen. Schon seit vielen Jahren ist man hier an der weltweiten Erforschung des Quark-Gluon-Plasmas beteiligt – in Experimenten am SPS-Teilchenbeschleuniger am CERN oder am RHIC-Beschleuniger in der Nähe von New York. Das ALICE Experiment aber übertrifft alles, was bisher auf diesem Gebiet versucht wurde. Und einen langen Atem braucht man auch: Die Vorbereitungen auf die ersten Kollisionen am LHC dauern nun schon fast 20 Jahre.

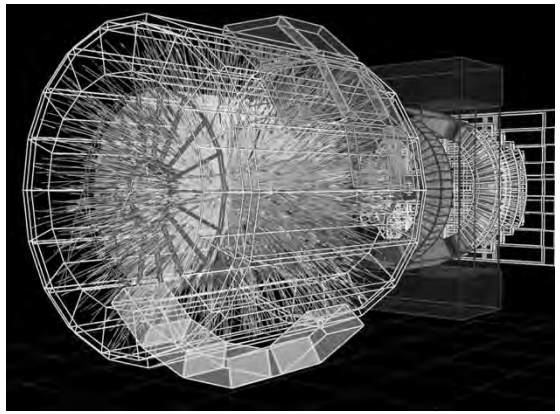
Die experimentellen Frankfurter Arbeitsgruppen haben sich früh auf die Arbeit an zwei verschiedenen Detektoren spezialisiert. Mit Hilfe des TRD-Detektors können verschiedene Teilchensorten anhand von charakteristischer Übergangsstrahlung, die die Teilchen beim Durchqueren des speziellen Detektormaterials erzeugen, unterschieden werden. Daneben ist man in Frankfurt am Aufbau eines weiteren Detektors beteiligt, der Time-Projection-Chamber (TPC), dem Herzstück des Experiments. Dabei handelt es sich um einen gasgefüllten zylindrischen Detektor, der ein Volumen von etwa 100 m^3 umschließt. Die Teilchen hinterlassen im Gasvolumen der TPC Ionisationsspuren, die an speziellen Ausleseebenen nachgewiesen werden und somit eine präzise Rekonstruktion der Teilchenflugbahnen ermöglichen. Die ALICE-TPC ist der größte Detektor dieser Art, der jemals gebaut wurde.

In Frankfurt ist man gut für die Zusammenarbeit in großen internationalen Kollaboration wie ALICE gerüstet: Mit der Einrichtung des universitären Stern-Gerlach-Zentrums für experimentelle physikalische For-

Ideale Bedingungen bieten sich somit zur Ausbildung des wissenschaftlichen Nachwuchses: Im Herbst letzten Jahres wurde in Frankfurt eines von drei neuen Helmholtz-Graduiertenkollegs zur Exzellenzförderung angesiedelt. Die ›Helmholtz Research School for Quark Matter Studies‹ (H-QM) wird von der Helmholtz-Gemeinschaft für die nächsten sechs Jahre gefördert. Gemeinsam mit der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) und dem FIAS werden begabte Doktoranden aus aller Welt in einem strukturierten Förderprogramm ausgebildet. Die jungen Wissenschaftler werden unter anderem daran arbeiten, dass Frankfurts Beitrag am ALICE-Projekt ein Erfolg wird.

Tief unten, in der Höhle unter dem CERN Gelände beginnt nun die heiße Phase. Tag und Nacht wird gearbeitet, damit rechtzeitig alles fertig ist für die ersten Teilchenkollisionen. Am Experiment sieht man überall kleine Gruppen von Physikern arbeiten. Es wird viel ausprobiert, diskutiert und um die beste Lösung gestritten. Man hört Englisch, Chinesisch, Russisch, Deutsch und viele andere Sprachen. Physiker aus der ganzen Welt arbeiten zusammen, um ihren großen Traum zu verwirklichen: Die Reise zu Urknall.

Harald Appelshäuser, Henner Büsching



Bis zum letzten Moment wird an der Time-Projection-Chamber (TPC) des ALICE-Experiments gearbeitet. Der gasgefüllte zylindrische Detektor umfasst ein Volumen von etwa 100 Kubikmeter und ist das Herzstück des Experiments (Mitte)

Tausende von neuen Teilchen entstehen in einer Kollision der Atomkerne. Computersimulationen helfen den Physikern, ihre Nachweisgeräte zu planen (unten)

Frankfurter Neue Presse 16.August 2006

In den Ferien ist Zeit fürs Forschen

Hochbetrieb am Uni-Campus Riedberg

Von Bastian Klein

Riedberg. Von wegen Semesterferien: Im Labor Zellkulturen erforschen oder Bauteile für Teilchenbeschleuniger konstruieren – Studenten, Doktoranden und Professoren am Uni-Campus Riedberg können in der vorlesungsfreien Zeit keineswegs die Beine hochlegen. „Wenn keine Vorlesungen sind, können wir erst richtig mit der eigentlichen Arbeit anfangen", sagt Professor Alwin Schempp vom Institut für Angewandte Physik. Seine Arbeitsgruppe hat für die Uni-Klinik Heidelberg einen Schwerionenbeschleuniger konstruiert, mit dem eine schonendere Krebstherapie möglich wird.

„Gerade werden die ersten Komponenten des Geräts in Heidelberg aufgebaut und justiert. Deswegen muss hier immer jemand da sein – als Ansprechpartner für die Techniker, wenn etwas klemmt", fügt sein Kollege Alexander Bechtold hinzu. Das Besondere an dem neuen Therapieansatz, für den die Riedberger Physiker einen wesentlichen Baustein geliefert haben: Nun können Tumore auf den Millimeter genau zerstört werden. Und das ohne, dass sich der Patient unters Messer legen muss. „Das ist zum Beispiel bei der Behandlung von Tumoren im Gehirn sehr wichtig."

Der Erfolg der Arbeitsgruppe kommt nicht von ungefähr. „Man muss sich die Forschungsarbeit an der Universität am besten wie in einem mittelgroßen Industriebetrieb vorstellen – da kommt man mit der Denkweise von festem Feierabend oder Urlaubszeiten nicht sehr weit", meint Schempp. Sein letzter längerer Urlaub liege jedenfalls schon einige Zeit zurück – länger als vierzehn Tage seien nicht drin – und das nicht gerade im Sommer. „Wir können die Semesterferien nicht einfach zur Urlaubszeit erklären." Er und seine Kollegen sind sich einig: „Die Motivation liegt daran, etwas zu entwickeln, das nachher von anderen erfolgreich eingesetzt wird."

Auch ein paar Meter weiter, bei den Pharmazeuten herrscht Hochbetrieb. In einem Seminarraum arbeiten mehr als 70 Studenten, die im zweiten Semester Pharmazie studieren an Mikroskopen und Bunsenbrennern. „Die Semesterferien sind die einzige Zeit, in denen wir unsere Praktika vernünftig unterbringen können", sagt Ilse Zündorf, die als Akademische Rätin das Praktikum betreut. Für ihre Studenten ist die vorlesungsfreie Zeit ein Spagat zwischen Arbeiten, Lernen und Praktikum. „Urlaub ist in diesem Jahr ganz sicher nicht mehr drin – Ende der Semesterferien haben wir noch ein zweites Praktikum und anschließend eine Klausur. Außerdem muss ich noch meine Famulatur in einer Apotheke absolvieren", berichtet Christopher Tichai, der im zweiten Semester Pharmazie studiert. Auch Frau Zündorf selbst will in diesem Sommer die Uni nicht für längere Zeit verlassen. Im vergangenen Dezember hat sie ein vielversprechendes Projekt begonnen: Mittels einer speziellen Zellkultur will die Pharmazeutin einmal Antikörper herstellen, die sich für die Diagnose einer seltenen Form von Blutkrebs nutzen lassen. „Sicher könnte ich einen Kollegen bitten, die Kulturen zu versorgen – aber ich bin neugierig auf die Ergebnisse und will nicht einfach vier Wochen Urlaub machen." Also verbringt sie den größten Teil des Sommers in ihrem Labor mit Kontrolluntersuchungen und Beobachtungen.

Zurück zu den Physikern: Eine Arbeitsgruppe um Juniorprofessor Christoph Blume ist von einem engen Zeitplan getrieben. Bis November müssen die Wissenschaftler 50 Bauteile für den Teilchenbeschleuniger CERN nach Genf liefern. „Wir sind gut im Zeitplan, aber eine Unterbrechung ist nicht drin", sagt Blume und beugt sich prüfend über eine halbfertige Detektorkammer. Wenn sie komplett ist, wird sie im Verbund mit anderen Platten und Komponenten im Forschungszentrum bei Genf bei der Suche nach der Zusammensetzung der Materie helfen. „Wir suchen nach sehr seltenen Teilchen, um zu sehen, wie die Welt kurz nach dem Urknall aussah." Dazu entwickelt und baut die Arbeitsgruppe Detektoren und entwickelt Software, um die Ergebnisse auszuwerten. Auch hier werden die Physiker wohl erst später einen längeren Urlaub machen können. „Bis 2007 soll das Projekt abgeschlossen sein."

Auch hier sind einige Studenten eingespannt. Alexandra Argyrakis, Physikstudentin im sechsten Semester, ist damit beschäftigt, Kleinteile wie Kabel und Stecker für die Detektorplatten zu löten. Für sie ist die Arbeit ein willkommener Nebenverdienst. „In diesem Jahr gibt es keinen Urlaub – ich muss Geld verdienen und lernen." Ihr einziger Trost: In dieser Woche kann sie für ein paar Tage zu dem Großprojekt nach Genf fahren – das motiviert zusätzlich.

Konstruieren einen Schwerionenbeschleuniger: Prof. Alwin Schempp (rechts) und sein Kollege Alexander Bechtold. Fotos: Klein

Müssen in den Semesterferien ein Praktikum absolvieren: Pharmaziestudenten.

Ilse Zündorf überwacht ihre Zellkulturen, verzichtet daher auf den Sommerurlaub.

Prof. Christoph Blume (r.) und Mitarbeiter Mathias Hartig arbeiten an der Detektorkammer.

Physik-Studentin Alexandra Argyrakis verlötet Kleinteile für die Detektorplatten .

Uni Report 2/2007

Teilchen-Networker

Schwerionenforscher bei ersten BMBF-Forschungsschwerpunkten erfolgreich

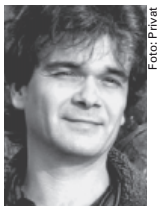


Foto: Privat

Die Schwerionen-Physiker rund um Prof. Harald Appelshäuser und JP Christoph Blume freuen sich über ihren Erfolg bei der Auswahl der ersten BMBF-Forschungsschwerpunkte (BMBF-FSP) in der physikalischen Grundlagenforschung. In den BMBF-FSPs arbeiten Hochschulen, Max-Planck-Institute und Helmholtz-Zentren zusammen. Ihr Ziel ist es, die besten Forscher in überregionalen Wissenschaftsnetzwerken zusammen zu schließen, um die optimale Nutzung von Großgeräten der naturwissenschaftlichen Grundlagenforschung zu ermöglichen. Aus der ersten Wettbewerbsrunde sind drei Netzwerke als Sieger hervorgegangen. Dabei handelt es sich jeweils um deutsche Hochschulgruppen, die in Kooperation mit außeruniversitären Zentren an den drei Experimenten ALICE, ATLAS und CMS zarbeiten haben. Diese sind am weltgrößten Teilchenbeschleuniger angesiedelt, der sich im international bedeutendste Zentrum der Teilchenphysik, dem CERN in Genf, befindet.

Das wissenschaftliche Potential von ALICE, ATLAS und CMS, den größten Experimenten, die je von Menschenhand gebaut wurden, ist enorm. Es reicht von der Entdeckung neuer Grundbausteine der Natur bis zur Erforschung des Materiezustands nach dem Urknall. Appelshäuser und sein Team sind am Experiment ALICE (A Large Ion Collider Experiment; siehe UniReport 1/2007) beteiligt und bilden nun gemeinsam mit Forschern der Universitäten Darmstadt, Heidelberg und Münster sowie des Helmholtz-Zentrums GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) in Darmstadt den neuen ›BMBF-FSP 201‹.

Bis 2009 werden die BMBF-Forschungsschwerpunkte mit mehr als 32 Millionen Euro gefördert. Dabei entfallen auf das ALICE-Experiment etwa 7,5 Millionen, von denen rund 1,5 Millionen nach Frankfurt gehen. *UR*

Das Wissenschaftsmagazin
Forschung Frankfurt
4/2006

»Ich mache sehr gern Dinge mit meinen Händen«

Till Jahnke erhielt den Preis der Freunde und Förderer der Universität

Zugegeben: die Apparatur ist nicht besonders elegant. Dr. Till Jahnke beschreibt sie als »eine Mischung zwischen Mülltonne und Zeitmaschine«. Und das ist noch charmant im Vergleich zu der Bemerkung eines Kollegen am Berliner Elektronensynchrotron BESSY. »Als wir die Apparatur zum ersten Mal an den Synchrotron-Ring schoben«, erinnert sich Prof. Dr. Reinhard Dörner vom Frankfurter Institut für Kernphysik, »fragte uns jemand, was wir denn mit diesem ›Elefanten-Klo‹ wollten«. Gemeint waren die beiden metallischen Halbkugeln der Vakuumkammer, die im aufgeklappten Zustand tatsächlich Platz genug für das Hinterteil eines Dickhäuters hätten. Die

Postdoc Dr. Till Jahnke verwarf Stellenangebote angesehener Forschungsinstitute in Japan und den Vereinigten Staaten, weil das Frankfurter Institut für Kernphysik ihm optimale Arbeitsbedingungen bietet.

Ähnlichkeit mit der Zeitmaschine verdankt die Apparatur hingegen der aufwändigen Verkabelung und ihrer Verpackung in Silberfolie.

Im Gegensatz zu dem klobigen Erscheinungsbild steht das äußerst elegante Experiment, das in seinem Inneren stattfindet. Till Jahnke hat damit einen Effekt nachgewiesen, der vor nunmehr fast zehn Jahren von dem Heidelberger Theoretiker Prof. Dr. Lorenz Cederbaum vorhergesagt wurde. Er konnte zeigen, dass eng benachbarte Neon-Atome, so genannte Dimere, untereinander Energie austauschen: In einer Art interatomarem Stress-Abbau kann ein mit hochenergetischen Synchrotronstrahlen angeregtes Neon-Atom überschüssige Energie an seinen Nachbarn durch einen extrem schnellen Zerfallsprozess, den »Interatomic Coulombic Decay« abgeben. Die Vereinigung der Freunde und Förderer der Universität Frankfurt, die jährlich die besten Dissertationen im naturwissenschaftlichen Bereich auszeichnet, verlieh Jahnke für diese Arbeit den zweiten Preis.

Frühe internationale Anerkennung

Für Jahnke ist dies nicht die erste Anerkennung seiner Arbeit. Bereits im Oktober 2004 erregte die Publikation seiner Ergebnisse in den »Physical Review Letters«, der weltweit angesehensten physikalischen Fachzeitschrift, unter Atom- und Kernphysikern Aufsehen: Es folgten Einladungen zu drei internationalen Konferenzen. Höhepunkt war ein Vortrag auf der ICPEAC, der größten Tagung der Atomphysik: »Für einen Doktoranden ist das sehr ungewöhnlich«, sagt Jahnkes Doktorvater Reinhard Dörner.

Zur Physik kam der vielseitig interessierte Till Jahnke eher zufällig: »Der recht naive Plan damals war, ›zu verstehen, was dahinter steckt‹. Da ich aber auch einen realen Bezug haben wollte, studierte ich zusätzlich Informatik.« Den Wunsch, durch ein Philosophiestudium außerdem ein möglichst weites Blickfeld zu behalten, konnte er nicht verwirklichen, weil das in seinen Stundenplan nicht mehr hinein passte. Der gebürtige Frankfurter wählte die Universität Frankfurt als Studienort zuerst ohne zu wissen, dass es dort in der Physik »einige großartige Professoren-Helden gibt«. Diese Erkenntnis kam erst während seiner Diplomarbeit.

Die Arbeitsgruppe am Frankfurter Institut für Kernphysik ist für Jahnke bis heute wie eine große Familie. Alle Angebote international angesehener Arbeitsgruppen aus Japan und den Vereinigten Staaten hat er bisher abgelehnt. »Dass ich so gern in Frankfurt bleibe, liegt definitiv an der Arbeitsgruppe und meinen beiden Mentoren Reinhard Dörner und Horst Schmidt-Böcking,« erklärt Jahnke, »ich habe ein solches Arbeitsklima nirgendwo auf der Welt sonst erlebt. Beide sind international hoch angesehen und spielen an der vordersten Front der Forschung mit. Trotzdem schaffen sie dies ohne Zwang, Druck und Verkrampftheit.«

Dörner fiel schon früh das außergewöhnliche technische Geschick seines Diplomanden auf. Jahnke zeigte von vornherein ein breit gestreutes Interesse an allen Experimenten der Gruppe und half auch anderen bei der Lösung technischer Probleme. Bereits als junger Nachwuchswissenschaftler begleitete er Doktoranden und Postdocs während ihrer Reisen zu den großen Synchrotronquellen in Berlin, Hamburg, Berkeley und Spring-8 in Japan. Forschungsaufenthalte führten ihn außerdem nach Belgien und Australien. Bei der Auswertung der Daten anderer Experimente sammelte Jahnke viel Erfahrung und erwarb internationales Renommee. Er ist inzwischen Ko-Autor von 16 Artikeln in angesehenen Fachzeitschriften; vier Artikel verfasste er als Erstautor.

Geschenkte Messzeit

Die für seine Doktorarbeit entscheidenden Messungen verdankt Jahnke einer geschenkten Strahlzeit am Berliner Elektronensynchrotron BESSY. »Gewöhnlich hat eine Arbeitsgruppe nur ein bis zwei Mal im Jahr die Gelegenheit, für zehn Tage an dem Speicherring zu arbeiten«, erklärt er. Dass die frei gewordene Messzeit an die Frankfurter Kernphysiker vergeben wurde, war jedoch kein Zufall: Kurz zuvor hatte Jahnke an einer sehr erfolgreichen Messung seines Institutskollegen Achim Czasch mitgewirkt. Auf der Suche nach einer geeigneten Fragestellung für die Extra-Messzeit fuhr Dörner im Juli 2003 zu einer Konferenz über Synchrotron-Strahlung nach Uppsala und hörte dort zum zweiten Mal den Vortrag seines Heidelberger Kollegen Cederbaum: »Da wurde mir klar, dass unsere experimentelle Methode sich dazu eignete, den vorhergesagten Effekt zu messen,« erinnert sich Dörner.

Gemeint ist die COLTRIMS-Methode (Cold Target Recoil Ion Momentum Spectroscopy). Erdacht unter der federführenden Beteiligung Frankfurter Physiker, wird diese spektroskopische Methode inzwischen international für unterschiedlichste Fragestellungen verwendet und ist schon mehrfach mit Preisen ausgezeichnet worden. Ausgangspunkt jeder Untersuchung ist die Anregung von Atomen, Ionen oder Molekülen mit hochenergetischen Elektronen, Ionen oder Photonen (Lichtteilchen). Damit setzen Atomphysiker inner-atomare Prozesse in Gang, die durch charakteristische Reaktionen über die elektronische Struktur und Dynamik ihrer Studienobjekte Auskunft geben. Für eine möglichst umfassende Rekonstruktion der Ereignisse ist es wichtig, die bei einer solchen Reaktion entstehenden Bruchstücke (Photonen, Elektronen und Ionen) nachzuweisen.

COLTRIMS – Genauigkeit made in Frankfurt

»Die meisten Experimente beobachten die Ereignisse wie durch ein Schlüsselloch«, erklärt Jahnke, »beispielsweise, weil ein Detektor nur die Energie eines von vielen an der Reaktion beteiligten Teilchens registriert«. Bei COLTRIMS ist das anders: Durch eine Kombination elektrischer und magnetischer Felder werden alle bei einem Zerfall entstehenden geladenen Teilchen auf eine der beiden großflächigen Detektorplatten gelenkt. Aus der Messung der Flugzeit und des Auftrefforts lassen sich im Computer einzelne Ereignisse rekonstruieren. »Man erhält dadurch so etwas wie ein Bild der gesamten Reaktion in voll-3D.«

Beeindruckend ist dabei die erreichte Genauigkeit, mit der sich die Impulse der beteiligten Teilchen ermitteln lassen: »Stellen Sie sich vor, ein Vogel stößt sich von der Bordwand eines Schiffs ab, das 20- bis 100-tausendmal schwerer ist als er selbst. Mit COLTRIMS können wir Rückstöße messen, die ver-

gleichbar klein sind wie der Impuls, den der Vogel auf das Schiff überträgt«, erklärt Schmidt-Böcking, einer der »Väter« von COLTRIMS. Einer seiner ehemaligen Doktoranden, Prof. Dr. Joachim Ullrich, heute Direktor des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg, erhielt für seine Beiträge zur Entwicklung der COLTRIMS-Methode unter anderem den Leibniz-Preis (1997) und den Philip Morris Forschungspreis 2006 (gemeinsam mit Dr. Robert Moshammer). Auch für Ullrich gehörte der Preis der Vereinigung der Freunde und Förderer zur ersten Auszeichnung für diese Arbeiten.

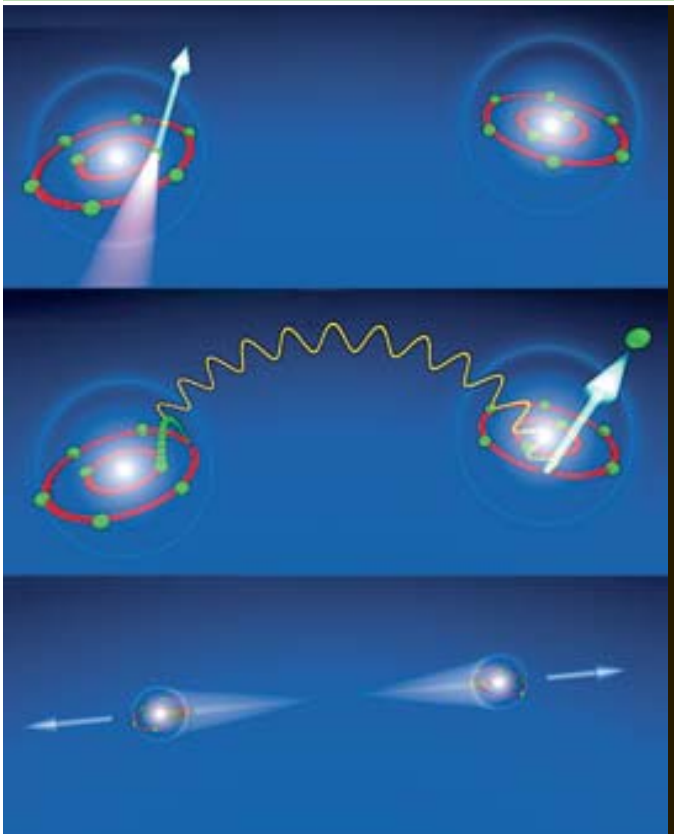
Die Eleganz der Messmethode fasziniert auch Jahnke immer wieder aufs Neue und hilft ihm über die Mühe der langwierigen Vorarbeiten hinweg: »Dem Wunsch, ein Teil des großen Puzzlespiels zu finden, steht ein relativ großer Arbeitsaufwand gegenüber. Man braucht ein Jahr für den Aufbau und die Analyse eines Experiments und findet am Ende oft nur ein sehr kleines Puzzlestück.« Mit COLTRIMS ist das Puzzlestück zumindest im Regelfall größer als bei anderen Messmethoden. So erhielt Jahnke während einer nur zehntägigen Strahlzeit eine eindeutige Signatur des Zerfallsprozesses, den Cederbaum vorhergesagt hatte.

Keine Sorge um die Zukunft

Inzwischen haben auch japanische und schwedische Arbeitsgruppen den Effekt an den Clustern anderer Elemente nachgewiesen. Und – was Jahnke bei aller Bescheidenheit freut – man sucht inzwischen auch in anderen, mit der van der Waals Kraft schwach gebundenen Systemen nach diesem Effekt. Er selbst möchte die Idee im Rahmen eines kürzlich beantragten DFG-Projekts, an Wassermolekülen noch weiter verfolgen. Denn möglicherweise ist der von ihm nachgewiesene Energieübertragungsprozess zwischen schwach wechselwirkenden Atomen und Molekülen indirekt auch für Strahlenschäden in der DNA verantwortlich. Beim »Interatomic Coulombic Decay« wird nämlich die Anregungsenergie in Form von niederenergetischen Elektronen abgegeben. Inzwischen weiß man, dass diese in der Lage sind, DNA-Stränge sehr effektiv aufzubrechen.

Um seine akademische Zukunft müsste Jahnke sich keine ernsthaften Sorgen machen, zumindest, wenn er ins Ausland ginge. Eine Zukunft außerhalb der Universität ist für ihn ebenfalls denkbar, denn er sieht an seinen Mentoren, dass die Zeit des unbeschwerten Forschens für Professoren durch viele administrative Aufgaben beschränkt wird. Alternativ könnte er seine Start-up-Firma ausbauen, die unter anderem hochwertige Elektronik für die COLTRIMS-Technologie liefert. »Ich mache sehr gerne Dinge mit meinen Händen: die Wohnung renovieren, oder auch mal etwas aufwändigere Sachen, wie ein schalldichtes Tonstudio im Keller bauen,« erzählt der begeisterte Gitarrist. Horst Schmidt-Böcking zeigt sich von der Qualität der COLTRIMS-Elektronik, die als Schnittstelle zwischen dem Computer und dem Spektrometer dient, beeindruckt: »Ich bin erstaunt, was Jahnke und sein Partner alles auf die Beine stellen!« ◆

Der Interatomic Coulombic Decay (ICD)



Photoionisation
Ein hochenergetisches Photon aus dem Synchrotron erzeugt ein Loch in der 2s-Schale des linken Neon-Atoms. Dabei wird ein Elektron freigesetzt und es entsteht ein positiv geladenes Neon-Ion.

Interatomarer Coulomb Zerfall
Das Loch wird von einem Elektron aus der 2p-Schale aufgefüllt. Die überschüssige Energie geht in Form eines »virtuellen Photons« auf das benachbarte Neon-Atom über. Dort schlägt es ein Elektron aus der 2p-Schale. Ein weiteres Neon-Ion entsteht.

Coulomb-Explosion
Die nunmehr beide positiv geladenen Neon-Ionen stoßen sich ab und fliegen mit exakt gleichem Impuls in entgegengesetzte Richtungen auseinander. Das lässt sich im COLTRIMS-Detektor eindeutig nachweisen.

FAZ 11.3.2006

„Ein guter Forscher geht an die Arbeit heran wie ein Kind“

Der Physiker Horst Schmidt-Böcking über kuriose Quanten und kreative Kollegen

Können Sie einem Laien die Grundidee der Quantentheorie in zwei, drei Sätzen erklären?

Wenn man die Bausteine der Welt in abnehmender Größe betrachtet, so werden sie nicht kontinuierlich kleiner, sondern quantisiert, ergeben also eine kleinste Einheit. Diese Einheiten haben Eigenschaften, die unserem gesunden Menschenverstand zu widersprechen scheinen. Etwa die, daß sie sich zu Molekülen zusammenfinden können, und daß diese Moleküle plötzlich intelligent werden. Ohne diesen Vorgang gäbe es mit Sicherheit kein Leben auf der Erde.

Was nützt der Menschheit dieses Wissen im Alltag?

Wir Physiker versuchen zunächst einmal die Prinzipien zu verstehen, und dabei haben wir eine Menge gelernt. So können wir heute dank der Quantenphysik extrem präzise Uhren bauen: Hätte man sie zum Zeitpunkt der Entstehung des Weltalls gestartet, würden sie heute nur eine Sekunde falsch gehen. Mit der gleichen Technik kann man Satelliten in Umlauf bringen, die jeden Gegenstand auf der Erde mit Submillimeter-Genauigkeit vermessen können.

Was sind die spannendsten Neuheiten, über die Sie auf der Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft diskutieren werden?

Zum Beispiel die Präzisionsmessungen mit Laser. Mit Hilfe der Quantenphysik kann man immer mehr Informationen in Laserpulse hineinpacken und damit auch in Lichtleiter. Außerdem wird es darum gehen, wie man es schafft, immer kältere Systeme herzustellen. Ein extrem kaltes Atomkollektiv ist ein Grundbaustein für eine ungeheuer präzise Uhr. Durch diese Präzision lassen sich Laserpulse so takten, daß man viele Gigabytes an Informationen über eine Glasfaser übertragen kann. Früher konnten über ein Kabel ein paar Telefongespräche geführt werden – heute ist es möglich, durch einen Lichtleiter fast das gesamte Wissen der Menschheit gleichzeitig zu übertragen.

Solche supergenauen Laser lassen sich auch zur Krebsbehandlung nutzen. Wie funktioniert das?

Nach dem Prinzip der Resonanz-Absorption. Der Laser wird immer nur mit einer bestimmten Molekülspezies reagieren und sie zerstören – er brennt nicht einfach wahllos jedes Gewebe kaputt.

Eine andere interessante Entwicklung ist der Quantencomputer. Was muß man sich darunter vorstellen?

In einem Quantensystem wissen alle Teilchen auf geheimnisvolle Weise voneinander – anders als etwa in einem Haufen Sand, wo das eine Korn nichts mit dem anderen zu tun hat. Wenn ein Quantensystem Berechnungen anstellt, tut es das sehr geordnet und ist damit viel leistungsfähiger. Wenn es uns gelänge, dieses Prinzip auf den Computer zu übertragen, wäre das ein enormer Fortschritt. Aber bis wir einen solchen Rechner haben, werden noch viele Jahre vergehen.

Horst SCHMIDT-BÖCKING, emeritierter Professor für Kernphysik an der Uni Frankfurt, leitet die Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Die Physik will nicht nur Wissen für Anwendungen liefern, sondern auch erklären, was das Universum zusammenhält. Einige Forscher sind auf der Suche nach der Weltformel, die alle Vorgänge der Natur erklärt. Wie weit ist man da?

Es gibt Kollegen, die intensiv daran arbeiten, alle physikalischen Kräfte in so einer Formel zu vereinen. Aber in Quantensystemen beobachten Sie eine Verschränkung des Informationstransports, der von klassischen Wegen der Kraftübertragung abweicht. Deshalb weiß ich nicht, ob es gelingen wird, Kräfte und Quantenmechanik zu einer allumfassenden Theorie zu vereinigen. Und wenn es überhaupt möglich ist, wird es noch lange dauern, bis es soweit ist.

Quantenphysiker und Kosmologen, die sich mit den letzten Welträtseln befassen, stellt man sich gerne als entrückte Genies wie Stephen Hawking vor. Sind Ihre Kollegen auch so in ihre Arbeit eingesponnen?

Fast jeder ist in sein Gebiet derart verliebt, daß er manchmal die Welt um sich herum vergißt. Ein guter Forscher geht an seine Arbeit heran wie ein Kind, das immer wieder Überraschendes entdeckt. Er muß natürlich clevere Experimente machen, damit ihm der liebe Gott die Antworten auf seine Fragen gibt.

Apropos „kindliche Neugierde“: Vor kurzem ist ein Buch über Quantenphysik erschienen, das sehr gut sein soll. Geschrieben hat es eine Berliner Schülerin. Kennen Sie das Werk?

Nein. Vielleicht sollte ich es mal lesen.

Die Fragen stellte Sascha Zoske.

Neues aus den Physiklabors

Rund 1300 Fachleute nehmen an der Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft teil, die am Montag an der Goethe-Universität eröffnet wird. Vier Tage lang werden sich die Forscher über neueste Erkenntnisse der Quantenphysik austauschen. Gewürdigt werden allerdings auch die Leistungen der Pioniere dieser Disziplin: Drei Symposien widmen sich den Wissenschaftlern Hans Bethe, Wolfgang Gentner und Maria Goeppert Mayer, die vor 100 Jahren geboren wurden. Bethe, der vor den Nationalsozialisten in die Vereinigten Staaten geflohen war, arbeitete am amerikanischen Atombombenprojekt mit. Gentner gehörte während der dreißiger Jahre zu den bedeutendsten deutschen Kernphysikern. Mayer hat ein Modell entwickelt, das erklärt, warum bestimmte Atomkerne besonders stabil sind. Das Tagungsprogramm ist im Internet unter Adresse *http://frankfurt06.dpg-tagungen.de/*zu finden. (zos.)

UniReport
13. Dezember 2006 · Jahrgang 39
JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN

Kern-Chopper

Ein Leben für die Schwerionen

Foto: Privat

Personenquiz: Am 29. November 2006 jährte sich sein Dienstantritt an der Universität zum 50. Mal. Er war 21 Jahre lang Direktor eines Uni-Instituts und wurde mit 70 Jahren emeritiert. Er ist Träger des Bundesverdienstkreuzes (1984) und war Mitglied der Deutschen Atomkommission. Spätestens jetzt wird vielen klar sein, dass es sich nur um Prof. Erwin Schopper handeln kann. Er hat an der Universität Frankfurt ein bedeutendes und erfolgreiches Institut (für Kernphysik) aufgebaut, das auch heute noch von dem von Schopper gelegten Fundament profitiert. Wieder brandaktuell sind sein Engagement und seine Beiträge zur Gründung und zum Aufbau der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt, der sich mit dem Ausbau zu FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) eine vielversprechende Zukunft eröffnet.

Prof. Schopper nimmt nach wie vor regen Anteil an ›seinem Institut‹ und ›seiner Physik‹, nicht nur wenn ihm Vizepräsident Prof. Horst Stoecker persönlich zum Dienstjubiläum die Grüße des Präsidiums und des Fachbereichs Physik der Universität Frankfurt überbringt.

Wir wünschen Herrn Schopper, dass er uns noch lange mit seinem ungebrochenen Interesse an Wissen- und Gesellschaft erhalten bleibt, und hoffen die Gelegenheit zu bekommen, ihn zu seinem 100. Geburtstag ein Ständchen bringen zu können. *Herbert Ströbele*

FAZ 28.11.2006

Physiker auf Klassenfahrt

Die „Helmholtz Graduate School" bildet Forschernachwuchs aus

FRANKFURT. Eine Billion ist eine Eins mit zwölf Nullen. Eine Billion Grad sind also ziemlich heiß. Viel heißer als alles, was einem normalerweise im heutigen Universum begegnet. Die Materie, die ansonsten aus Protonen und Neutronen besteht, nimmt dann einen neuen Zustand ein, den die Physiker Quark-Gluon-Plasma nennen. Ein solches Gemisch hat unmittelbar nach dem Urknall, also kurz nach der Geburt des Universums, existiert. Die Physiker, die wissen wollen, wie sich daraus die Welt, wie wir sie kennen, entwickelt hat, müssen in Modellrechnungen und aufwendigen Beschleunigerexperimenten ein Quark-Gluon-Plasma untersuchen. Das tun sie zum Beispiel in der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt. Aber auch an der Universität Frankfurt, im Rahmen des Forschungsschwerpunktes „Schwerionenphysik", der zu Beginn dieses Semesters einen Ableger bekommen hat: Die „Helmholtz Research School for Quark Matter Studies in Heavy Ion Collisions".

Den Namen des berühmten Physikers trägt sie, weil sie von der Helmholtz-Gemeinschaft deutscher Forschungszentren, der auch die GSI angehört, gefördert wird. Und „Research School" – die übliche deutsche Bezeichnung ist Graduiertenkolleg – bedeutet, daß dort jedes Jahr bis zu 25 junge Forscher ausgebildet werden. Sie bekommen finanzielle Unterstützung, während sie ihre Doktorarbeit anfertigen: Die Theoretiker rechnen in Frankfurt, und die Experimentalphysiker forschen an den Beschleunigern der GSI und des Cern im schweizerischen Genf.

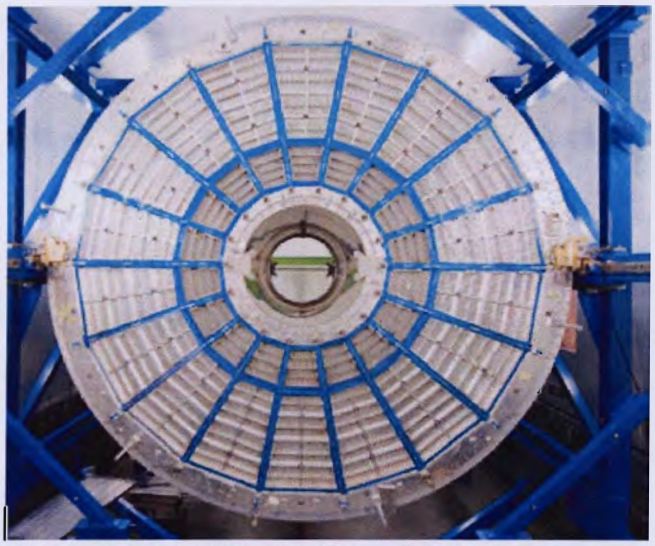
Aber das Graduiertenkolleg ist mehr als nur Geldgeber: Einmal in der Woche findet ein Seminar statt, bei dem die Nachwuchswissenschaftler über ihre Arbeit berichten, gewissermaßen als Vorbereitung darauf, ihre Ergebnisse bei großen internationalen Konferenzen vorzustellen. Zudem wird einmal im Jahr eine vierzehntägige „Klassenfahrt" unternommen, die sowohl der Beschäftigung mit der Wissenschaft als auch dem gegenseitigen Kennenlernen dienen soll. Für kulturelle Vielfalt ist dabei gesorgt: Derzeit stammen die Kollegiaten aus zehn verschiedenen Ländern, von Mexiko über Ägypten bis China.

Auch deutsche Doktoranden sind dabei, zum Beispiel Hannah Petersen. Sie ist 24 Jahre alt und kommt aus Frankfurt. Schon in ihrer Diplomarbeit, die sie im Juni am Institut für theoretische Physik abgeschlossen hat, befaßte sie sich mit einem Thema aus der Schwerionenphysik. Jetzt möchte sie den Zusammenstoß zweier Teilchen, bei dem ein Quark-Gluon-Plasma entstehen kann, mit einem theoretischen Modell berechnen. „Die Zeit der Diplomarbeit hat mir so gefallen, daß ich hier auch meine Doktorarbeit machen wollte. Ich freue mich darauf, durch das Graduiertenkolleg neue Leute kennenzulernen und viel zu erfahren." Drei Jahre hat Petersen dafür Zeit – in diesem Zeitraum sollen die Doktorarbeiten in der Regel abgeschlossen sein. Schließlich ist das Kolleg für hochbegabte und besonders leistungsfähige Jungforscher geschaffen worden.

Dmytro Kresan fühlt sich dadurch nicht unter Druck gesetzt: „Ich bin ohnehin schon motiviert. Aber das motiviert mich zusätzlich." Der 23 Jahre alte Ukrainer hat schon vor etwas mehr als einem Jahr mit seiner Doktorarbeit bei der GSI in Darmstadt begonnen. Seine Bachelor- und seine Masterarbeit entstanden aus der Zusammenarbeit der Universität Kiew mit der GSI; 2003 hatte er einige Zeit als Sommerstudent in Darmstadt verbracht. Voller Optimismus sieht Kresan nun seiner Zeit an der Helmholtz School entgegen: „Wir haben uns bisher einmal getroffen und fühlen uns schon als Gruppe. Und das wird bei der gemeinsamen Fahrt und in unserem Seminar bestimmt noch besser. Daß die anderen dabei sind, spornt mich an."

Das Graduiertenkolleg stellt aber nicht nur hohe Anforderungen an seine Teilnehmer, es will ihnen auch besondere Fähigkeiten vermitteln. „Uns geht es um die sogenannten Schlüsselkompetenzen", sagt Koordinator Henner Büsching. „Dazu gehören etwa Team- und Kommunikationsfähigkeit. Schließlich sind an den Experimenten, um die es hier geht, normalerweise bis zu tausend Wissenschaftler aus verschiedenen Ländern und Kulturen beteiligt." Aber auch geschicktes Zeitmanagement und realistische Selbsteinschätzung sollen den Teilnehmern vermittelt werden, zudem Kenntnisse darüber, wie der Wissenschaftsbetrieb funktioniert, wie man Fördergelder beantragt oder Laien seine Forschungsergebnisse vermittelt. Kurzum: Die „Helmholtz Research School" will die Doktoranden „für eine Karriere in Wissenschaft oder Wirtschaft in besonderer Weise qualifizieren".

Dmytro Kresan wird vermutlich der Wissenschaft erhalten bleiben. Teil seiner Doktorarbeit ist es, ein Experiment im Zusammenhang mit dem neuen Beschleunigerkomplex Fair (Facility for Antiproton and Ion Research) an der GSI zu entwickeln. Der soll im Jahr 2015 fertiggestellt werden. Bis dahin wird Kresan längst Doktor, wenn nicht gar Professor sein. STEFANIE HENSE



Hier forscht der Helmholtz-Nachwuchs: „Alice" am Genfer Cern Foto Maximilien Brice / Cern

Auserwählt!

Helmholtz-Research-School nimmt Arbeit auf / Schwerionenforschung auf höchstem Niveau

Mit Beginn des Wintersemesters haben die ersten Doktorandinnen und Doktoranden der neuen ›Helmholtz-Research-School for Quark Matter Studies in Heavy Ion Collisions‹ ihr Studium aufgenommen. Das Frankfurter Graduiertenkolleg ist eines von drei Pilotprojekten, die im März 2006 den Zuschlag zur Förderung durch die Helmholtz-Gemeinschaft Deutscher Forschungszentren erhalten haben.

Die Helmholtz-Research-School ist Teil des Forschungsschwerpunkts ›Schwerionenphysik‹ der Universität Frankfurt, der von der Universität und dem Land Hessen in besonderer Weise gefördert wird, und ein Gemeinschaftsprojekt der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt, der Universität und des Frankfurt Institute for Advanced Studies (FIAS). Die GSI in Darmstadt-Wixhausen ist das einzige Großforschungszentrum der Helmholtz-Gemeinschaft in Hessen; sie wird zu 90 Prozent vom Bundesministerium für Bildung und Forschung und zu 10 Prozent durch das Land Hessen gefördert.

Wissenschaftlich befasst sich das Kolleg insbesondere mit der Erforschung hoch-energetischer Schwerionen-Kollisionen. Forscher der Universität Frankfurt und der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt-Wixhausen erforschen im Labor in Stößen zwischen nahezu lichtschnellen Atomkernen die Eigenschaften der superdichten, heißen Elementar-Materie aus Quarks und Kernbausteinen, die bei der Geburt des Universums existierte. Der Nachweis des Urknalls vor knapp 14 Milliarden Jahren wurde vor wenigen Wochen mit dem Nobelpreis für Physik des Jahres 2006 belohnt.

Foto: Dettmar

Gesicht und Stimme des Kollegs: Doktorandensprecherin Hannah Petersen

Das Graduiertenkolleg bietet den jungen ForscherInnen nicht nur ein interdisziplinäres, sondern auch ein internationales Umfeld. Im Rahmen des Kollegs sind sie in Experimente am neuen ›Large-Hadron-Collider‹ (LHC) am CERN in Genf, Schweiz, und an der Entstehung des internationalen Beschleunigerzentrums FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) an der GSI sowie deren theoretische Beschreibung eingebunden. Sie können zudem auf die neuesten Hochleistungsrechner des ›Center for Scientific Computing‹ und die Einrichtungen des Stern-Gerlach-Zentrums zurückgreifen, die beide auf dem naturwissenschaftlichen Campus Riedberg angesiedelt sind. Damit wird eine heranwachsende Wissenschaftlergeneration auf die Erforschung der Materie mit Hilfe großer Beschleunigeranlagen vorbereitet. Das Graduiertenkolleg wird so hochbegabte Graduierte aus dem In- und Ausland durch eine strukturierte Ausbildung in besonderer Weise für eine Karriere in Wissenschaft oder Wirtschaft qualifizieren.

Vizepräsident Prof. Horst Stöcker bewertete die Einrichtung der Helmholtz-Research-School gleichermaßen als Erfolg der Strategie der Universität und des exzellenten Forschungsumfeldes: »Die Tatsache, dass sich die Universität Frankfurt im harten Wettbewerb der Helmholtz-Gemeinschaft um die Graduierten-Kollegs durchsetzen konnte, verdankt sich dem international hervorragenden Forschungsumfeld in der Rhein-Main-Region. So wird die neu aufgestellte experimentelle Frankfurter Schwerionenphysik mit Detektor-Entwicklung, Beschleuniger-Physik und Datenanalyse im Stern-Gerlach-Zentrum ergänzt durch die enge Zusammenarbeit mit internationalen Arbeitsgruppen am Europäischen Hochenergie-Kernforschungszentrum CERN und am künftigen Beschleunigerzentrum FAIR an der GSI. Von gleicher Bedeutung für den Erfolg des Graduiertenkollegs ist die Frankfurter Schule der Theoretischen Physik, die gemeinsam mit dem Center for Scientific Computing und dem Frankfurt Institute for Advanced Studies hervorragend für die Ausbildung der Helmholtz-Doktoranden aufgestellt ist.« Dies bestätige, so Stöcker, die Strategie der Universität, auf starke Leuchttürme der Forschung zu bauen und damit zum Erreichen der Ziele, die sich die Universität gesetzt habe, beizutragen: Spitzenforschung und -lehre, verbunden mit Interdisziplinarität und Internationalität!

Die TeilnehmerInnen des Graduiertenkollegs kommen aus 11 verschiedenen Ländern, von Deutschland bis China; gemeinsame Arbeitssprache ist Englisch. Die jungen Wissenschaftler mussten sich gegen starke Konkurrenz durchsetzen: Aus mehr als 140 Bewerbern aus dem In- und Ausland wurden die ersten 25 KandidatInnen ausgewählt; unterdessen wurde Hannah Petersen zur Doktorandensprecherin gewählt.

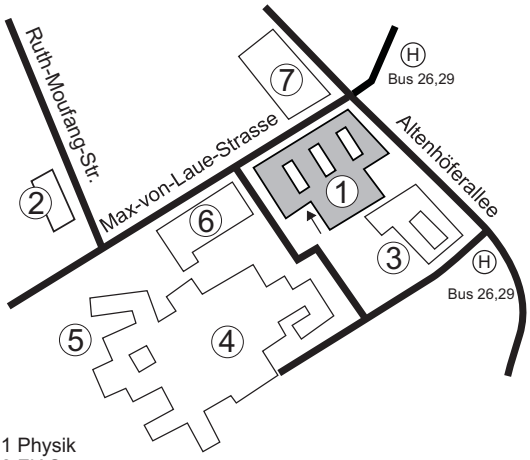
Pro Jahrgang kann das Kolleg bis zu 25 Teilnehmer aufnehmen, insgesamt ist eine Förderdauer von sechs Jahren für zwei Doktoranden-Generationen vorgesehen. Das Promotionsrecht liegt an der jeweiligen Hochschule. Die Kollegs werden mit je 1,8 Millionen Euro aus dem Impuls- und Vernetzungsfonds des Präsidenten der Helmholtz-Gemeinschaft gefördert. »DoktorandInnen sind unverzichtbar für die Forschung. Mit den Helmholtz-Kollegs wollen wir ihre Ausbildung systematisch verbessern. Dazu gehört eine optimale Betreuung ebenso wie die Einbindung in übergreifende Fragestellungen in einem wissenschaftlich anspruchsvollen Umfeld«, so Prof. Jürgen Mlynek, Präsident der Helmholtz-Gemeinschaft. *UR*

Informationen:
Henner Büsching, Koordinator Helmholtz Research School, Institut für Kernphysik, Campus Riedberg, Max-von-Laue-Str., 60438 Frankfurt

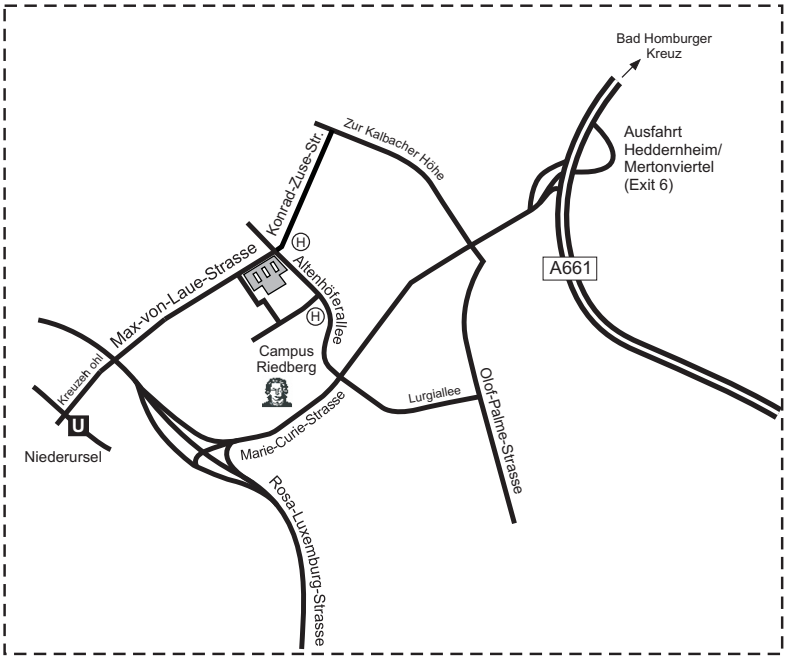
Uni Report 7/2006

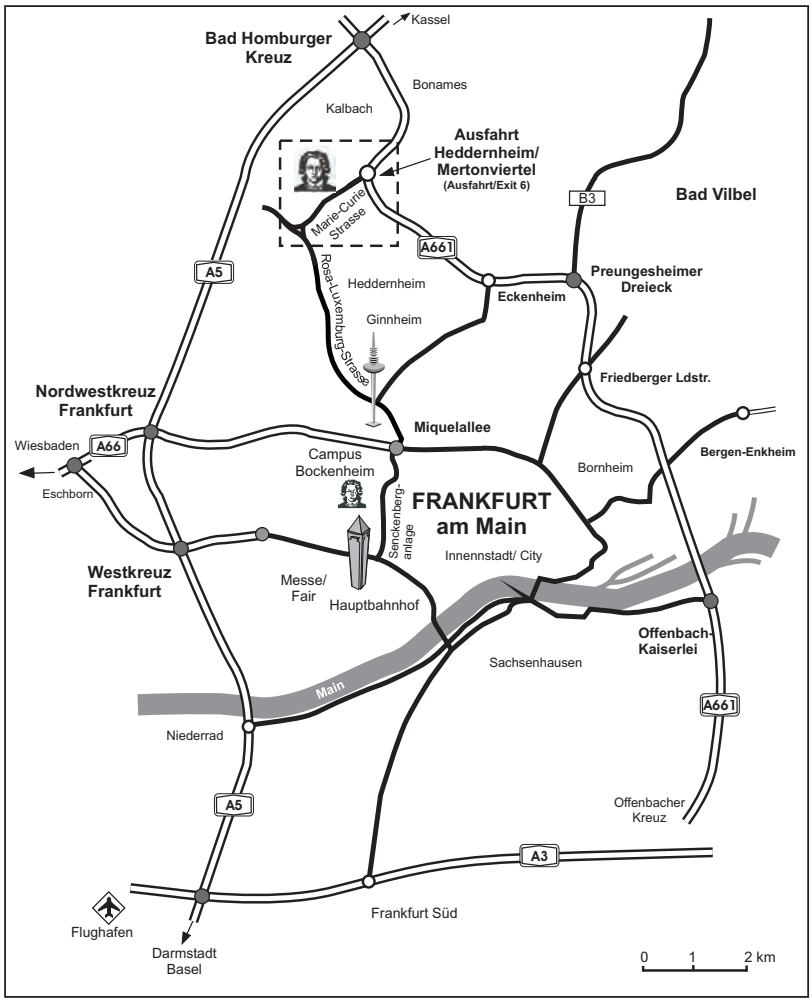
Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik
Goethe-Universität
Max-von-Laue-Strasse1
60438 Frankfurt am Main

Telefon Pforte: (069) 798 47777



1 Physik
2 FIAS
3 Geowissenschaften
4 Chemische Institute
5 Biozentrum
6 MPI für Biophysik
7 FIZ





Physik - Campus Riedberg

- 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

- über A661 Abfahrt “Heddernheim”
- ab Miquelallee A66 über Rosa-Luxemburg-Strasse in Richtung Nordweststadt Abfahrt “Mertonviertel”

Physik - Campus Riedberg

From Frankfurt "Hauptwache": U-Bahn Line 1 to "Nordweststadt", change to Bus 26 or 29 to "Campus Riedberg"

or

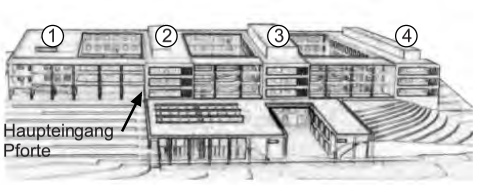
Frankfurt "Hauptwache" U-Bahn Line 3 to "Niederursel", 10 minutes walk

- A661 Exit “Heddernheim”
- Continue Miquelallee A66 via Rosa-Luxemburg-Strasse, exit “Merton Viertel”

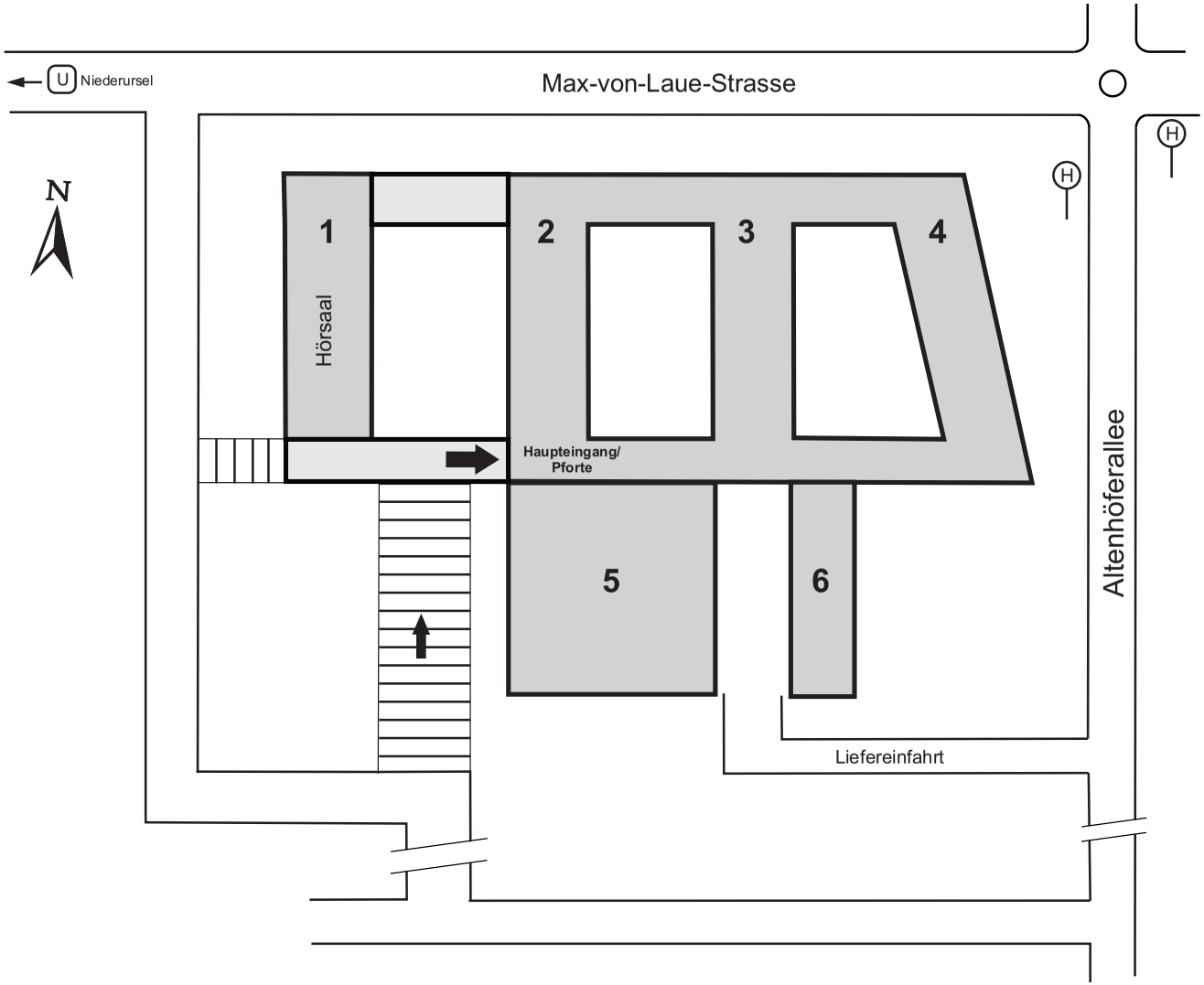
August 2008 Freudenberger

GOETHE UNIVERSITÄT
FRANKFURT AM MAIN

Physik - Campus Riedberg
Max-von-Laue-Str.1
60435 Frankfurt am Main



PHYSIK
Campus Riedberg
How to find us...



Institut für angewandte Physik	**2.UG**	**Bauteil 5 und 6**
		Experimentierhalle und Werkstätten
	EG	**Bauteil 2 (Praktikumsräume)**
		Räume __.207, und __.211
	2.OG	**Bauteilt 2 - 4**
		Räume 02.230 bis 02.232 und 02.301 bis 02.428
Institut für Biophysik	**EG**	**Bauteil 3 und 4**
		Räume __.307 bis __.314 und __.404 bis __.423
Institut für Didaktik der Physik	**2.OG**	**Bauteil 2**
		Räume 02.205 bis 02.212 und 02.217 bis 02.223
Institut für Kernphysik	**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 __.329
	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

Etagen / Raumnummern

2. Untergeschoss: 00.XXX
1. Untergeschoss: 0.XXX
Erdgeschoss: __.XXX
1. Obergeschoss: 01.XXX
2. Obergeschoss: 02.XXX

© 2008 Freudenberger

A

ALICE Collab. 33, 37, 43, 120
Amend, W. 38, 40, 50, 120
Amar-Youcef, S. 53, 54, 55
Antipin, K. 40, 41, 51
Appelshäuser, H. 24, 25, 37, 38, 40, 41, 42, 49 50, 51, 120
Antonczyk, D. 25, 39, 42
Arnold, W. 74
Assmann, W. 99, 100

B

Balogh, A. 115
Banas, D. 116
Baumann, H. 102
Baumgarten, R. 91, 107
Beck, H. 27, 29
Benis, E. P. 72, 74
Bender, M. 99, 100
Besson, A. 52
Bialas, N. 54, 120
Blume, C. 27, 29, 38, 40, 43, 46, 50
Bock, J. 29
Bondar, N. 59
Book, J. 27
Braun-Munzinger, P. 33, 37
Büsching, H. 49, 120
Burckard. K. 21

C

Castillo, J. 33, 37
CERES Collab. 24
Cocke, C. L. 72, 74
Chakkalamattath, B. 126
Chang, Z. 66
Claus, G. 52
Cole, K. 63, 67
Comtois, D. 64
Corkum, P. 64
Czasch, A. 70, 72, 74
Costa Fraga, R. 119

D

Deveaux, M. 53, 54, 55, 114
Demkov, Yu. 117
Dilfer, W. 91, 97, 98
Dinkelaker, P. 27, 29
Doering, D. 54
Dobrescu, S. 92
Dorokhov, A. 52
Doziere, G. 52
Dörner, R. 63, 64, 66, 67, 68, 70, 72, 74, 77 93 8680, 81, 83, 84, 86, 87, 96, 99, 100, 103, 107, 111, 118, 119

Dublinzki, W. 52
Düring, W. 125
Dworak, M. 91, 97, 98

E

Engel, S. 125
Enz, S. 98

F

Fick, A. 38, 40, 41, 50
Foucar, L. 67, 68, 70, 72, 74, 118, 119
Frankenfeld, U. 33, 37
Fritsche, S. 86, 87
Friese, V. 27, 29
Fröhlich, I. 22, 53, 54, 55

G

Gass, W. 126
Garabatos,, C. 33, 37
Gazdzicki, M. 27, 29, 30
Geis, S. 125
Golovtsov 59
Grisenti, R.E. 68, 70, 114, 119
Gumberidze, A. 84, 86, 87

H

HADES 15
Hagmann, S. 84, 85, 86, 87
Hartig, M. 38, 40, 41, 50
Hattass, M. 119
Hant, D. 77, 78, 118
Happ, S. 126
Hauer, M. 27
Havermeier, T. 68, 70, 72, 118, 119
Heß, S. 84
Heilmann, M. 22
Heil, M. 59
Heß, S. 86
Heuser, J. 53, 54
Hinke, H. 38, 40, 50
Himmi, A. 52
Hoehne, C. 27, 29, 51
Hoffmann, J. 59

J

Jaaskelainen, K. 52
Jahnke, T. 68, 72, 96, 119
Jagutzki, O. 70, 72, 74, 77, 78, 80, 81, 119
Jakumbassa-Amundsen,, D. 84, 85
Jegel, A. 125

K

Kanzadeev, A. 59
Kessenbrock, M. 38, 50
KIrschner, S. 67
Kim, H.K. 70, 80, 81, 119
KIndler, B. 99
Kliemant, M. 38, 50
Knapp, A. . . . .
Kniege, S. 24, 27, 33, 37
Kollmus. 99
Köhler, E. 120
Kölichhaus, J. 126
Kozhuharov, C. 84, 85
Kramer, F. 38, 40, 41, 43, 46, 50
Kresan, D. 27, 29
Kreidi, K. 67, 68, 70, 72, 114, 119
Kruppi, T. 98
Kurz, N. 59
Kühnel, M. 68, 119

L

Landers, A. L. 72, 74
Lauter, I. 70, 118, 119
Lewandowski, B. 56, 57
Liesen, D. 86

Liu, X. . . . . 70.
Lorentz M.. 20
Lungwitz, B. 27, 29, 30
Lüdtke, M. 125

M
Markert, J. 20, 22
Masset, P. 103, 111
Meckel, M. 64
Meuter, W.. 120
Meyer, J. D. 91, 94, 114, 114
Michel, J. 53, 54
Mitrovski, M. 27, 29
Morel, F. 52
Moshammer, R.. . . . . 84, 87
Müntz, C. 20, 21, 22, 53, 54, 55, 59

N
NA49 Collab. 27
NA61/SHINE 30
Neumann, N.. . . . . 67, 68, 70, 77, 78, 114, 119
Neve, S.. . . . . 103, 111
Notfal, M. 84, 85, 86, 87
Nowak, H.. 56

O
Odenweller, M. 67,70, 96
Osipov, T. 72, 74
Ott, W. 59

P
Pachmeyer, Y.C. 20
Palcka, M. 21
Peters, K.. . . . . 56, 57
Petrie, M.. 55
Petridis, N. 119
Pitz, N. 56, 57, 58
Ploskoń, M. 24, 46, 49
Pohlmann, S. 125
Prior, M. H. 72, 74

R
R3B collab. 59
Renfordt, R. 27, 29, 30, 33, 37, 120
Reuschl, R. 84, 86
Roshchin, E. 59
Rothard, H. 84, 86, 87
Rudloff, M. 63, 70, 119

S
Sann, H.. . . . . 68, 119
Saito, N. 70
Sandoval, A. 27
Schachter, L. 95
Scharf, V. 125
Schmidt, H. R.. . . . . 33, 37
Schmidt, L. 67, 70, 74, 77, 78, 80, 81, 83, 103, 107, 118, 119
Schmidt-Böcking, H. 63, 66, 67, 68, 70, 72, 74, 77, 78, 80, 81, 83, 96, 118, 119
Schöffler, M. 67, 68, 70, 72, 77, 78, 80, 81, 119
Schössler, S. 68, 70, 83, 96, 119
Schrader, IC 23, 55
Schuck, T. 13
Schuster, T. 27,29, 30
Schütze, M. 98, 102, 106, 111
Schrader, C. 53, 54
Schreiber, S. 54, 120
Schwab, Th. 125
Schuchmann, S. 25
Schütze, M. 103, 107
Semenov, S.K. 70
Smorlarski, M. 67
Sommer, W 38, 40, 43, 46, 50
Spillmann, U. 84, 86
STAR collab.. 32
Staudte, A. 64
Stuck, C. . . . . 70 .
Stiebing, K. E.. . . . . 91, 95, 97, 98
Stock, R. 27, 29
Strabel, C. 27, 29
Ströbele, H. 20,21, 23, 30
Stroth, J. 20, 21, 22, 23, 53, 54, 55, 59
Stöhlker, Th. 84, 85, 86, 87
Sturm, F. 68, 70, 119
Sturm, C. 20
Sudol, M.. 20

T
Tarantola, A. 20,21, 23
Theilab. K. 20
Traxler, M.. 21
Titze, J. 67, 68, 70, 72, 77, 78, 80, 81, 119 119
Tischler, T. 53, 54, 55
Trotsenko, S. 84

U
Ueda, K. 70
Ulrich, B.. . . . . 63, 66, 67, 70, 118, 119
Ullrich, J. 84, 87
Urban, M. 120
Uvarov, L. 59
Utvic, M.. . . . . 27, 30

V
Valin, I. 52
Villeneuve, M 64
Voss, S. . . . . 68, 70, 118 ,119
Voigtsberger, J. 68, 119
Vranic, D. 33, 37

W
Wallauer, R. 68, 70, 74, 118, 119
Weber, Th. 70, 72, 74, 118
Wegerle, D. 38, 39, 42, 50
Wetzler, A.. . . . . 29, 32
Weirich, R. 120
Winter, M. 52
Wiechula, J.. . . . . 27, 33, 37
Wiedemann, B. 53, 54, 55, 114
Wilms, A. 56
Wimmer, C. 59
Wiesenäcker, A.. . . . . 38, 40, 50

Y
Yildrim, M. 67, 119

Z
Zeidler, D. 64
Ziel, P. 91, 97, 98
Zschau, H.E. 103, 107, 111

IMPRESSUM

IKF - Jahresbericht 2006/2007
Herausgegeben vom
Institut für Kernphysik
Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Geschäftsführender
Direktor: Prof. Dr. Harald Appelshäuser

Redaktion: Prof. Dr. Harald Appelshäuser
Claudia Freudenberger

Satz und Layout: Claudia Freudenberger

Adresse: Institut für Kernphysik
Max-von-Laue-Str.1
60438 Frankfurt am Main

Internet: http://www.uni-frankfurt.de/fb/fb13/ikf/index.html

Telefon Pforte: (069) 798 47777
Telefon IKF-Verwaltung: (069) 798 47099
Telefon Sekretariat: (069) 798 47023/47045
FAX: (069) 798 47100
E-Mail: verwaltung@ikf.uni-frankfurt.de

Anfragen bei C. Freudenberger Tel.: (069) 798 47104, freudenberger@atom.uni-frankfurt.de

Das Titelbild zeigt (von oben nach unten):
Dielektronenproduktion gemessen mit dem HADES Detektorsystem, CBM Detektor,
Doppelspaltinterferenz an einem Wasserstoffmolekül, Welle-Teilchen Dualismus in einem Ionisationsprozess,
ALICE TPC- erste Spuren, Alice Detektor am CERN