



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

NACHRICHTEN



Jahrgang 39 • 1/2007

Astroteilchenphysik

**Im Inhaltsverzeichnis verwendete
Abkürzungen:**

IK	Institut für Kernphysik
IPE	Institut für Prozessdaten- verarbeitung und Elektronik
ITP	Institut für Technische Physik

Herausgeber:

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640 · 76021 Karlsruhe
Telefon 07247 82-0

Redaktion:

Dr. Joachim Hoffmann

Redaktionsbeirat:

Prof. Dr. K. Beheng, IMK
Prof. Dr. J. Blümer, IK-IEKP
Dr. W. Breitung, IKET
Prof. Dr. E. Dinjus, ITC-CPV
Dr. K. Gompper, INE
Dr. G. Metzger, FTU
Dr. W. Pfleging, IMF-I
Prof. Dr. V. Saile, IMT (Vorsitzender)
Dr. K.-F. Weibezahn, IMB

Layout, Grafik und Satz:

Stolz Grafisches Atelier · Karlsruhe

Druck:

Wilhelm Stober GmbH · Eggenstein

Nachdruck mit Genehmigung des
Forschungszentrums Karlsruhe GmbH
unter Nennung der Gesellschaft und
des Autors gestattet. Beleg erbeten.

Die NACHRICHTEN
können kostenlos über die
Hauptabteilung Bibliothek und Medien
des Forschungszentrums bezogen
werden.

Printed in the Federal Republic of
Germany



Überreste eines vor tausenden von Jahren explodierten Sterns schaffen ein abstraktes Himmelsgemälde, den Pencil Nebula NGC 2736 im südlichen Sternbild Vela (Segel). Unter anderem sind solche Supernova-Explosionen Quellen der kosmischen Strahlung. Foto: NASA/ESA and The Hubble Heritage Team (STScI/AURA)

Inhalt / Contents

■ Astroteilchenphysik – Ein Forschungsgebiet im Aufbruch 7 Astroparticle Physics – A Dynamic New Field

J. Blümer, IK und Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Astroparticle physics combines our knowledge about the largest structures in the Universe with our understanding of the smallest particles and the forces between them. Our research programme addresses fundamental questions in this context: How are the heavy elements created? Where is the origin of cosmic rays, and how do these charged particles propagate in the Milky Way? What are the highest-energy particles and how do they obtain their incredibly high energies? Can we detect Dark Matter particles directly or by their annihilation radiations? What is the mass of neutrinos and how did they shape the structure of the early Universe? This introductory article explains the links between these questions and prepares the ground for the specialized reports in this edition of the FZK Nachrichten.

■ Explosives Ne/O-Brennen in Supernovae 13 Explosive Ne/O Burning in Supernovae

I. Dillmann, C. Domingo-Pardo, F. Käppeler, R. Plag, S. Walter, IK

The lightest elements from hydrogen up to lithium were created in the Big Bang 14 billion years ago while heavier elements up to iron are produced continuously in the interior of stars by nuclear fusion. For the largest fraction of elements beyond iron up to uranium – with exception of 32 isotopes between ^{74}Se and ^{196}Hg – neutron-capture reactions are responsible. These rare isotopes on the proton-rich side of the chart of nuclides are produced in supernova explosions by interactions of energetic photons with previously existing heavy nuclei.

■ Rote Riesen im Labor – Neue Entwicklungen und Ergebnisse 20 Red Giants in the Lab – New Trends and Results

M. Heil, F. Käppeler, R. Plag, F. Voss, S. Walter, IK

In the second stage of stellar evolution, when fusion of three He nuclei to ^{12}C becomes the main energy source, stars are turning into Red Giants. This stellar population contributes about half of the elemental abundances between Fe and Bi, and has influenced Galactic chemical evolution as strongly as Supernovae. The study of nucleosynthesis in these stars, which depends on reliable laboratory measurements of neutron capture cross sections, fascinates by the direct correlation between these data and the underlying astrophysical consequences. This context is illustrated at the example of massive stars.

■ Das KASCADE-Grande-Experiment

25

The KASCADE-Grande Experiment

H. Ulrich, A. Haungs, J. Wochele, IK; J. R. Hörandel, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

The KASCADE-Grande experiment measures extensive air showers in the energy range between 10^{14} eV and 10^{18} eV. After covering the energy range of the knee below 10^{17} eV for many years with KASCADE, the main task of the extended installation has changed to the investigation of the possible second knee and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays. In this article a short overview of KASCADE results concerning energy spectra and mass composition of cosmic rays and the status of the Grande extension is given.

■ LOPES – Hellstes Leuchten aus dunklen Quellen: Kosmische Radioblitze in der Atmosphäre

31

LOPES – Brightest Shine from Darkest Sources: Cosmic Radio Flashes in the Atmosphere

T. Huege, A. Haungs, IK; O. Krömer, IPE

The digital radio antenna array “LOPES” was built with the aim to detect and study radio emission from cosmic ray air showers. Coincident measurements with the well-established KASCADE-Grande experiment permit to directly relate radio emission properties to air shower parameters. LOPES has delivered the “proof of principle” for radio detection of cosmic rays and has shown that the emission originates from a geomagnetic effect, the details of which are being studied with accompanying theoretical simulations. A larger scale application of the radio technique is currently being prepared with the new LOPES^{STAR} concept.

■ Die kosmische Strahlung bei höchsten Energien

37

Cosmic Rays at Highest Energies

R. Engel, M. Roth, IK

Over the last 30 years or so, a handful of events observed with ground-based cosmic ray detectors seem to have opened a new window in the field of high-energy astro-physics. These Events have energies exceeding 5×10^{19} eV. They seem to come from no known astro-physical source. Their chemical composition is unknown (or at best uncertain). No conventional acceleration mechanism is considered as being able to explain their production and propagation to earth. Only a dedicated detector can bring in the high-quality and statistically significant data needed to solve this long-lasting puzzle: this is the aim of the Pierre Auger Observatory. While still under construction, the Observatory is already accumulating data. Here we present an overview of the physics results this detector has already provided.

■ Das Pierre-Auger-Observatorium in Argentinien

43

The Pierre Auger Observatory in Argentina

H. O. Klages, IK; M. Kleifges, IPE

Cosmic ray particles with energies above 10^{20} eV have surprisingly been found in several experiments. The detection of these rare particles requires large area detectors and long lasting experiments. Full sky coverage is needed for a successful investigation. The Auger Collaboration plans to build two large area observatories – one in each hemisphere. The construction for the northern site in Colorado, USA, will start in 2009. The southern observatory with 1600 particle detectors and 24 fluorescence telescopes located near Malargue, Mendoza, Argentina is at present nearing completion.

■ Modellierung gigantischer Luftschauer mit CORSIKA und CONEX – Von mikroskopischen Teilchenerzeugungsprozessen zu makroskopischen Teilchenkaskaden

49

Modeling of Extensive Air Showers with CORSIKA and CONEX

R. Engel, D. Heck, T. Pierog, IK; S. Ostapchenko, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Entering the Earth's atmosphere, high-energy cosmic rays produce cascades of many secondary particles. Detailed modeling of these extensive air showers is needed to obtain information on the primary particles from the observed particle showers. In this article, the two in Karlsruhe developed air shower simulation packages CORSIKA and CONEX are introduced and their predictions for important shower observables are discussed. Emphasis is put on the role of hadronic interaction models, which have to be extrapolated to energies far beyond those available at man-made accelerators.

■ Suche nach Dunkler Materie in unserer Galaxie

55

The Search for Dark Matter in Our Galaxy

K. Eitel, IK; W. de Boer, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

The matter content in galaxies like the Milky Way as well as in the entire Universe is dominated by Dark Matter (DM). The nature of this DM is one of the great enigmas of modern astroparticle physics. A promising candidate for this DM is a weakly interacting massive particle (WIMP). DM can then be detected directly via rare elastic collisions of WIMPs with atomic nuclei in a well shielded underground detector or via the decay products from the annihilation of two WIMPs. Energetic gamma rays in cosmic radiation might therefore indicate an indirect signal of DM particles in our galaxy. We present two experimental approaches to search for WIMP Dark Matter.

■ KATRIN – ein Schlüsselexperiment der Astroteilchenphysik

63

KATRIN – a Key Experiment for Astroparticle Physics

G. Drexlin, IK und Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe;
C. Weinheimer, Institut für Kernphysik, Universität Münster

The scientific objective of the Karlsruhe Tritium Neutrino (KATRIN) experiment is the model-independent measurement of the neutrino mass with a sensitivity of 200 meV. KATRIN is motivated by the key role of neutrinos in astroparticle physics. The experimental principle of KATRIN is based on the precise measurement of the β -decay electron spectrum near the kinematical endpoint of molecular tritium. The experiment imposes supreme challenges to process technology, in particular with regard to tritium handling, ultra high vacuum and cryogenic technology, as well as stabilisation of high voltage. A world-wide collaboration of more than 125 scientists and engineers led by Forschungszentrum Karlsruhe is currently working on the assembly of the experiment at Tritium Laboratory Karlsruhe. First measurements with the entire set-up are planned for 2010.

■ Die KATRIN-Tritiumquelle im Tritiumlabor Karlsruhe (TLK)

69

The KATRIN Tritium Source at Tritiumlabor Karlsruhe (TLK)

B. Bornschein, L. Dörr, M. Glugla, O. Kazachenko, ITP

One of the key systems of KATRIN is the Windowless Gaseous Tritium Source (WGTS). To measure the neutrino mass with a sensitivity of $0.2 \text{ eV}/c^2$ such a source must have a very high strength; the only way to minimize systematic inaccuracies is operation at an extremely high stability of about 0.1 %. KATRIN will employ a differentially pumped system at 30 K, the tritium feed flow rate will be 40 g per day. Besides the technical challenges in pumping, temperature and flow rate control the WGTS requires an infrastructure which can only be provided by the Tritium Laboratory Karlsruhe.

■ Elektrostatische Spektrometer und Detektoren für KATRIN

75

Electrostatic Spectrometers and Detectors for KATRIN

R. Gumbsheimer, M. Steidl, IK; S. Wüstling, IPE; C. Day, ITP;
J. Wolf, L. Bornschein, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe;
J. Bonn, Institut für Physik, Universität Mainz; Ch. Weinheimer, Institut für Kernphysik, Universität Münster

The KATRIN spectrometers will measure the precise energy of electrons from tritium β -decay. A system of two electrostatic spectrometers will be on high voltage, rejecting all electrons with energies below the retarding voltage of 18.6 keV. Electrons with higher energies can pass the spectrometer section, to be counted with a segmented silicon-detector. The high accuracy of the electric field and the UHV environment with $p < 10^{-11}$ mbar require extensive tests of the applied techniques. Therefore the pre-spectrometer (8.5 m^3) is in operation since 2004 as a prototype for the much larger (1250 m^3) main spectrometer.

■ Magnet- und Kryotechnologie für KATRIN

81

Magnet and Cryo Technology for KATRIN

M. Noe, S. Grohmann, R. Gehring, W. Gil, M. Süsser, H. Neumann, ITP;
F. Glueck, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

The Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment KATRIN aims to measure the mass of the electron neutrino with unprecedented accuracy. For this experiment a special magnet system with about 30 LHe bath cooled superconducting magnets grouped in different sections needs to be developed. The magnetic fields required for the electron transport and spectrometer resolution have a level between 3 and 6 T and must be constant in time over months. Further requirements for field homogeneity and tritium compatibility lead to a unique magnet system. A challenging task of this system is to keep the 10 m beam tube of the source magnet at a constant temperature of 30 K with extremely high temperature stability in time and length. The temperature must be kept within ± 30 mK at a temperature level of 30 K. To manage this a dedicated cooling concept was developed. This paper presents the general setup of the KATRIN magnet and cryogenic system and shows the main requirements. Furthermore, the cooling concept of the beam tube is discussed and a short status and outlook is given.

Astroteilchenphysik – Ein Forschungsgebiet im Aufbruch

J. Blümer, IK und Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Einleitung

Astroteilchenphysik ist ein faszinierender Bereich der Naturwissenschaften an den Schnittstellen von Astronomie, Astrophysik, Kosmologie und Elementarteilchenphysik. Sie verknüpft unser Wissen von den größten Strukturen im Universum mit dem über die kleinsten Bausteine der Materie und den Kräften zwischen ihnen. Die Aktivitäten in diesem jungen Feld sind unlängst dramatisch gestiegen; für viele Kolleginnen und Kollegen dürfte der Nachweis von Neutrinos aus der Explosion der Supernova SN 1987A in der Großen Magellanschen Wolke vor gerade zwanzig Jahren ein Schlüsselereignis gewesen sein. Heute ist Astroteilchenphysik selbstständig geworden und hat in vielen Ländern weltweit ein eigenes Profil in Forschung und Lehre entwickelt. Wir möchten Ihnen mit dieser Ausgabe der „Nachrichten“ einen Überblick über die Karlsruher Aktivitäten im Helmholtz-Programm Astroteilchenphysik geben, das im Forschungsbereich Struktur der Materie angesiedelt ist.

Unser Bild vom Universum

Zu den spannendsten Erkenntnissen der jüngeren Vergangenheit zählt die Einsicht, dass die Erforschung des Allergrößten durch die Kosmologie und des Allerkleinsten durch die Teilchenphysik auf unzertrennliche Weise vielfältig miteinander verbunden sind. Die Teilchenphysik untersucht die Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen. Diese Teilchen und Kräfte sind entscheidend für die Entwicklung des Universums, ins-

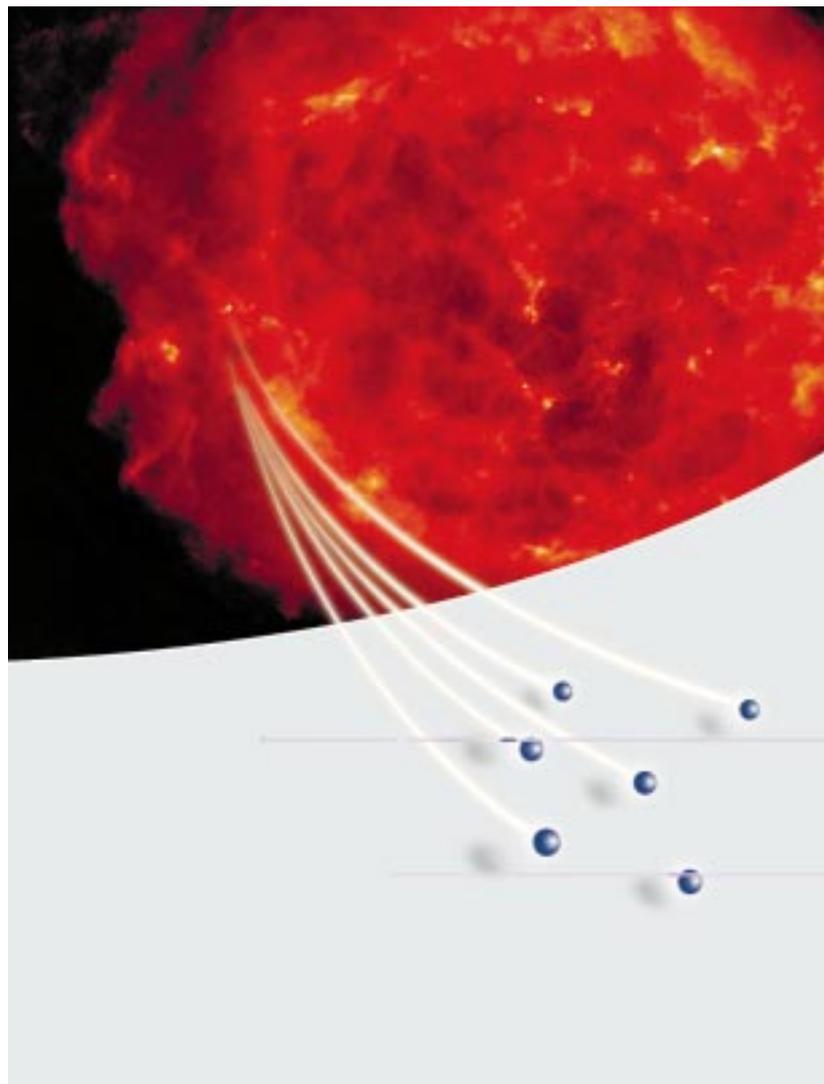


Abb. 1: Dieser expandierende „Nebel“ mit einem Durchmesser von rund 15 Lichtjahren und in einer Entfernung von rund zehntausend Lichtjahren ist der Überrest der Supernova Cas A (Cassiopeia A), deren Licht die Erde vor rund 330 Jahren erreicht hat. Neben dieser Farbdarstellung einer Aufnahme von Richard Tuffs (MPI Kernphysik, Heidelberg) mit dem VLA Radioteleskop gibt es optische, infrarote und Röntgenaufnahmen dieses vielstudierten Himmelsobjekts. Eine Supernova-Explosion wie Cas A wird durch die Implosion eines massereichen Sterns am Ende seiner Entwicklung ausgelöst, bei der ein Neutronenstern oder ein Schwarzes Loch entsteht. Neben der optisch sichtbaren Explosion wird sowohl ein starker „Neutrino blitz“ wie auch ein Gravitationswellensignal ausgesendet. Die ins interstellare Medium laufenden Stoßwellen von Supernova-Explosionen gelten als wichtige Beschleuniger für die allgegenwärtige „kosmische Strahlung“, deren Erforschung eines der zentralen Anliegen der Astroteilchenphysik ist. [1]

besondere kurz nach dem Urknall. Eine unsichtbare Materieform, die Dunkle Materie, bestimmt darüber hinaus die Entstehung von Galaxien und Galaxienhaufen. Die Natur der Dunkle-Materie-Teilchen und die Rolle von Neutrinos sind zentrale Fragen für Astrophysiker wie auch Teilchenphysiker. Schließlich ist auch die Frage nach der Herkunft der Teilchen der kosmi-

schen Strahlung nur in Zusammenarbeit von Wissenschaftler/innen aus diesen beiden Disziplinen lösbar.

In der Astroteilchenphysik am Forschungszentrum Karlsruhe arbeiten wir auf einem beträchtlichen, aber gut fokussierten Teil der gesamten wissenschaftlichen Bandbreite: Nukleare Astrophysik er-

forscht die Entstehung der Elemente. Kosmische Strahlung in einem extrem weiten Energiebereich gibt uns Aufschlüsse über die eigene Milchstraße (KASCADE-Grande) und über Physik in ganz extremen Umgebungen, die wir beispielsweise als supermassive Schwarze Löcher mit Millionen von Sonnenmassen im fernen Universum beobachten (Pierre-Auger-Observatorium). Die Struktur des Universums wollen wir durch zwei Präzisionsexperimente aufklären helfen: Der sorgfältig abgeschirmte Detektor EDELWEISS im Untergrundlabor des Fréjus-Tunnels sucht direkt nach schweren Teilchen der Dunklen Materie und das Karlsruhe Tritium Neutrino-Experiment KATRIN wird die Masse des Elektron-Neutrinos mit bisher unerreichter und kosmologisch relevanter Genauigkeit messen oder eingrenzen. Neutrinos sind (nach Photonen) die zweithäufigsten Teilchen im Kosmos: selbst eine kleine Neutrinomasse von einem Millionstel der Elektronmasse spielt eine Rolle im Energiebudget des Universums und insbesondere bei dessen Strukturbildung.

Unsere Forschungen sind abgestimmt mit den Fragen, die in unserer Partnereinrichtung DESY (ebenfalls eine Institution in der Helmholtz-Gemeinschaft) vor allem in Zeuthen/Berlin bearbeitet werden. Hier geht es darum, hochenergetische Neutrinos aus fernen Himmelskörpern als Sonde zu benutzen. Nur Neutrinos können sich wegen ihrer geringen Reaktionsbereitschaft auch bei hohen Energien völlig ungestört geradlinig ausbreiten – allerdings ist ihr Nachweis aus dem gleichen Grund schwierig und erfordert etwa die Instrumen-

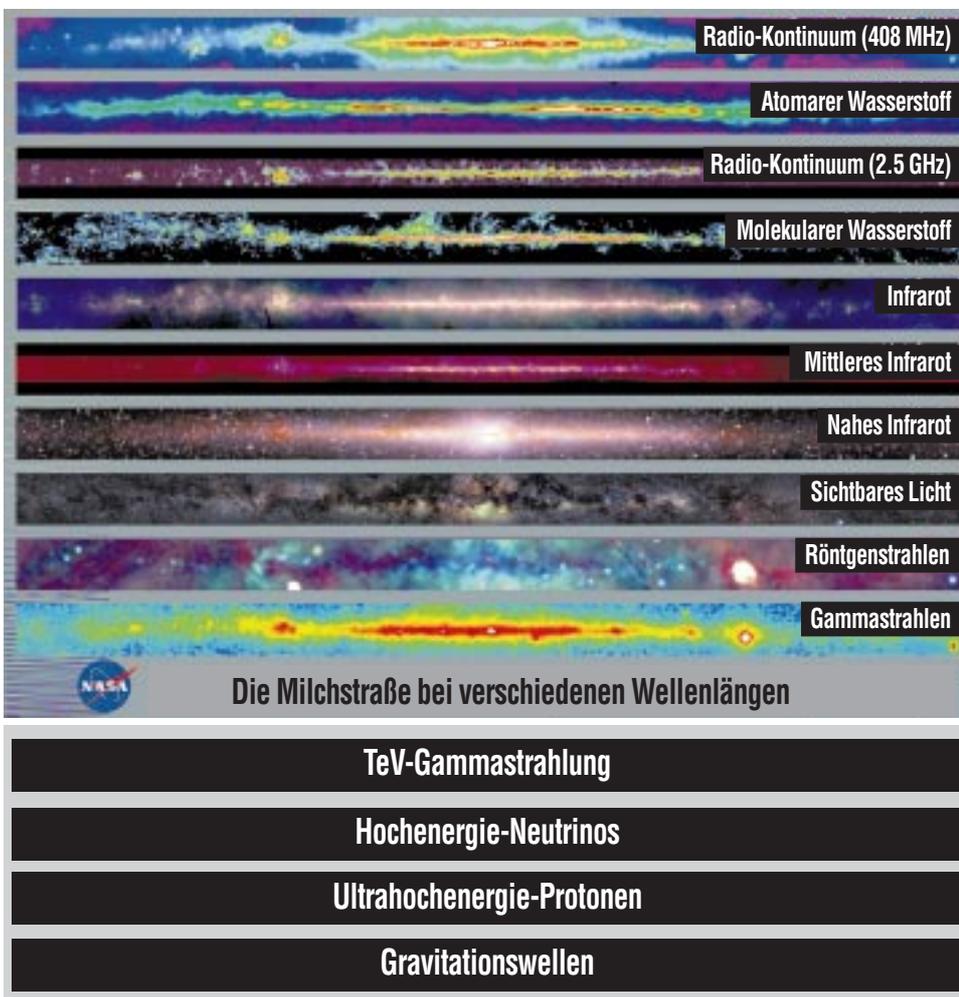


Abb. 2: Oben: Die Milchstraße sieht im elektromagnetischen Licht bei verschiedenen Wellenlängen völlig anders aus [2]. Diese Informationsvielfalt erlaubt uns Rückschlüsse auf die Prozesse, die im Universum ablaufen. Unten: Die Astroteilchenphysik erweitert das klassische Licht zu sehr viel höheren Energien (TeV-Gammaastronomie) und fügt ganz neue Sondenteilchen hinzu: Neutrinos, ultra-hochenergetische Protonen und Gravitationswellen. Solche Multi-Messenger-Himmelskarten erfordern neuartige Beobachtungsinstrumente.

tierung eines ganzen Kubikkilometers Eis in der Antarktis mit Lichtsensoren (AMANDA/IceCube). Eine interessante und vielversprechende Option besteht darin, die Daten solcher Neutrinooteleskope mit denen der Gamma-Astronomie (Experimente H.E.S.S. und MAGIC) und schließlich auch mit denen des Pierre-Auger-Observatoriums zu kombinieren, um das eingangs skizzierte Multi-Messenger-Bild des Kosmos erstellen zu können.

Die Herausforderungen der Astroteilchenphysik liegen in einem interdisziplinären Zusammenspiel von Teilchenphysik, Astrophysik, Astronomie und Kosmologie. Die technologischen Ansprüche an die Beobachtungsinstrumente und Experimentiereinrichtungen sind hoch und teilweise ungewohnt: einige unserer Anlagen befinden sich in Untergrundlabors oder fernab der etablierten Infrastruktur zum Bei-

spiel in der argentinischen Pampa am Fuß der Anden. Andererseits kann die technologische Qualität und Komplexität beispielsweise der kryogenen Anlagen, die mit radioaktivem Tritium im KATRIN-Spektrometer arbeiten, nur an einem Hochtechnologiezentrum wie hier in Karlsruhe geleistet werden.

In allen Bereichen sind die engen Vernetzungen mit Universitäten, Max-Planck-Instituten und internationalen Einrichtungen auf der ganzen Welt eine Selbstverständlichkeit. Das Helmholtz-Programm Astroteilchenphysik hat so in kurzer Zeit die Sichtbarkeit eines hohen und hellen Leuchtturms erreicht.

Entstehung der Elemente

Die Entstehung der schweren Elemente im Innern von alten oder gar explodierenden Sternen ist eng

verknüpft mit Altersbestimmungen der Galaxie und der Zusammensetzung der interstellaren Materie. Diese spielt eine wichtige Rolle bei der Ausbreitung und Wechselwirkung der kosmischen Strahlung, die in einem weiten Energiebereich vermutlich in den heftigen Schockwellen von Supernova-Explosionen entsteht. Abb. 3 zeigt einen Vergleich der relativen Elementhäufigkeiten auf der Erde und in der kosmischen Strahlung. Die geladenen Teilchen von Protonen bis zu Kernen schwerer als Eisen bewegen sich im Magnetfeld der Milchstraße auf chaotischen Bahnen – eher wie ein Gas als eine vermeintlich geradlinige Strahlung. Mit dem Instrumentarium der Kernphysik können wir verstehen, welche Elemente in den späten Entwicklungsstadien massiver Sterne entstehen, wie die Sterne am Ende der Energieproduktion unter ihrer Eigengravitation kollabieren und die Materie in gigantischen Schockwellen in das Weltall hinaus schleudern. Zu einem quantitativen Verständnis benötigen wir Reaktionswahrscheinlichkeiten beispielsweise von Neutronen, Protonen, Gammaquanten und Alphateilchen unter möglichst genau den Bedingungen, die im Innern von massiven Sternen herrschen.

Galaktische Kosmische Strahlung und neue Nachweismethoden

Supernova-Explosionen sind die wahrscheinlichsten Quellen der galaktischen kosmischen Strahlung, die in einem Energiebereich von einigen Giga-Elektronenvolt (GeV) bis hin zu 10^{18} eV im Magnetfeld der Milchstraße gefangen

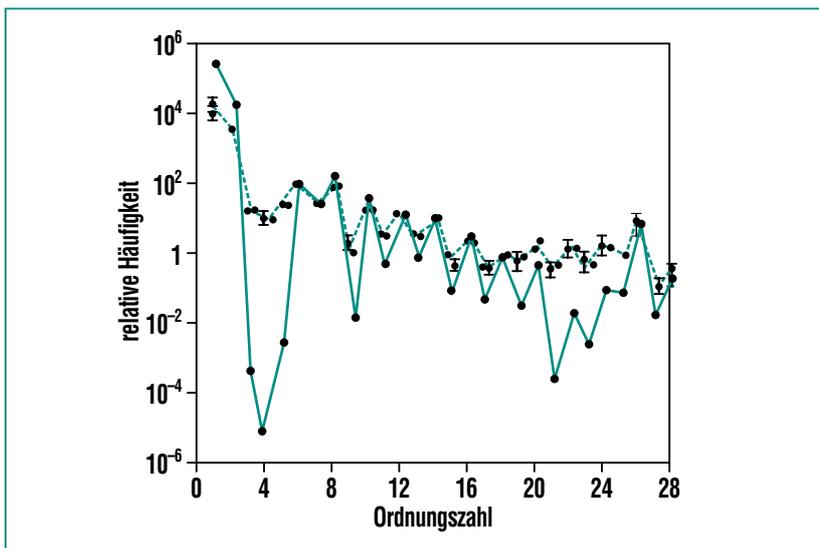


Abb. 3: Ein Vergleich der relativen Häufigkeiten von Elementen in der kosmischen Strahlung (gestrichelte Linie) und auf der Erde (durchgezogene Linie) zeigt global große Ähnlichkeiten. Die markanten Unterschiede rühren von Spallationsprozessen im interstellaren Medium her und liefern wertvolle Aufschlüsse über die Ausbreitung der kosmischen Strahlung. [3]

gehalten wird. Die Aufenthaltsdauer beträgt mehrere Millionen Jahre, während derer die Teilchen mit der interstellaren Materie Kernreaktionen eingehen können, bevor sie schließlich entweichen: bei höherer Energie vergleichsweise früher und bei höherer Ladungszahl vergleichsweise später. Dieser Diffusionsprozess geht einher mit der Schockbeschleunigung in den vermuteten Quellen, die für höher geladene Teilchen wie etwa Eisenkerne mit einer Ladungszahl von 26 viel effizienter ist als für leichte, einfach geladene Protonen. Das Zusammenspiel von Supernova-Explosion mit einer Maximalenergie und der Diffusion aus der Milchstraße hinaus sollte an einer Änderung der Elementzusammensetzung erkennbar sein, die als das sogenannte „Knie“ im Energiespektrum der kosmischen Strahlung von unserem Detektor KASCADE-Grande auch beobachtet wird. Die Datensammlung wird noch knapp zwei Jahre er-

fordern. Erste Ergebnisse zeigen, dass tatsächlich mit zunehmender Energie die schweren Teilchen dominieren; bei den ultra-hohen Energien im Messbereich des Pierre-Auger-Observatoriums scheinen dagegen wieder Protonen vorzuherrschen.

Die Radiodetektion ausgedehnter Luftschauer, die von hochenergetischen Teilchen aus dem Kosmos ausgelöst werden, ist eine neuartige Methode, die mit großer Intensität von zahlreichen Gruppen auf der Welt verfolgt wird. Wir haben hier im Forschungszentrum Karlsruhe eine herausragende Position, denn KASCADE-Grande ist derzeit das einzige Luftschauerexperiment in der „richtigen“ Größe, um die noch nicht ganz verstandenen Radiosignale mit Teilchendetektoren zu kalibrieren (LOPES-Projekt) und dann in größeren Anlagen wie dem Pierre-Auger-Observatorium zu nutzen, dort allerdings bei viel höheren En-

ergien und mit sehr viel kleineren Ereignisraten. Wir haben diesem Thema einen eigenen Artikel gewidmet.

Extragalaktische Kosmische Strahlung

Jenseits von 10^{18} bis 10^{19} eV bewegen sich die Teilchen der kosmischen Strahlung auf zunehmend geraden Bahnen und können nicht in der Milchstraße eingesperrt bleiben. Die Teilchenenergien sind nahezu unglaublich: mehr als 10^{20} eV sind beobachtet worden, das sind mehr als 50 Joule in einem einzigen Teilchen! Mit Supernova-Explosionen kann das bei weitem nicht erklärt werden. So wird vermutet, dass diese ultra-hochenergetischen Teilchen extragalaktischen Ursprungs sind. Als Beschleuniger kommen nur die energiereichsten Phänomene in Betracht, deren Schockwellen auch noch gigantische Ausmaße haben müssen – oder ganz neue physi-

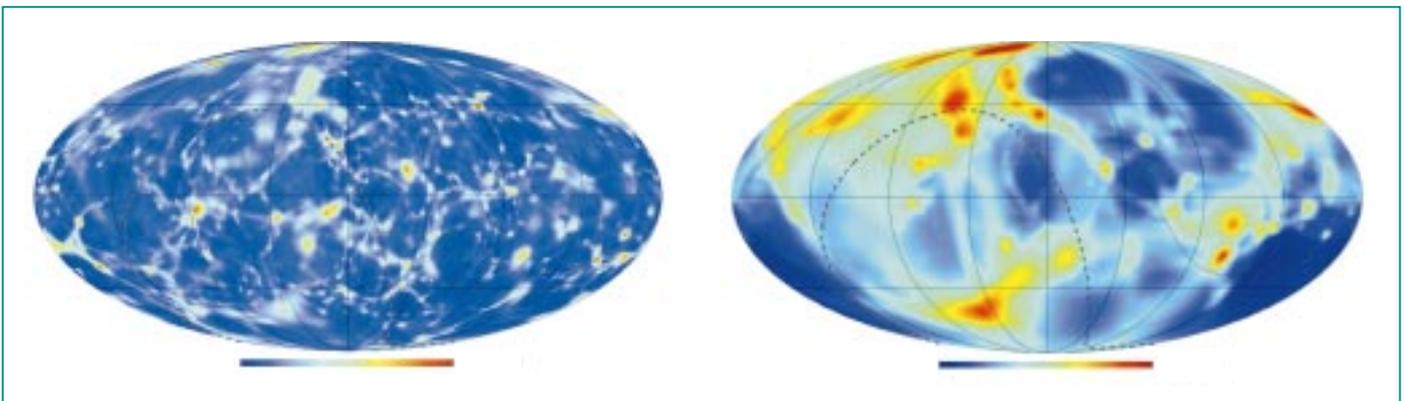


Abb. 4: In einer Simulation wurden Protonen mit verschiedenen Energien entsprechend der astronomisch beobachteten Materieverteilung erzeugt und zur Erde propagiert. Dabei wurden die Streuprozesse in Hintergrundstrahlungsfeldern und die Ablenkung im galaktischen Magnetfeld berücksichtigt. Links: Bei Energien oberhalb von $10^{19,5}$ eV beobachtet man fast das gesamte sichtbare Universum bis zu Entfernungen von mehreren hundert Megaparsec. Die Ablenkung der Protonen ist stark und die Himmelskarte ist fast isotrop. Rechts: Bei mindestens $10^{20,5}$ eV können die Protonen nur aus unserer kosmischen Nachbarschaft (< 100 Mpc) stammen; die Bahnen werden kaum abgelenkt. Die Himmelskarte solcher Teilchen zeigt starke Anisotropien und liefert Strukturinformation über das hochenergetische Universum [4].

kalische Prozesse jenseits der etablierten Vorstellungen. Da die Teilchen sich auf zunehmend geraden Bahnen durch die schwachen intergalaktischen Magnetfelder bewegen, kann man oberhalb von $10^{19,5}$ eV erwarten, dass die Ablenkungen nur noch wenige Grad betragen, und dass man die Quellen direkt auf einer Himmelskarte identifizieren kann. Abb. 4 zeigt, wie Karten der astronomisch bekannten Materieverteilung in der simulierten Beobachtung von Protonen bei $10^{19,5}$ eV und $10^{20,5}$ eV aussehen könnten.

Vor diesem Hintergrund entwickeln, bauen und betreiben wir in einer internationalen Kollaboration von 17 Ländern das Pierre-Auger-Observatorium. Das 3000 km² große Süd-Observatorium in der argentinischen Provinz Mendoza wird mit seiner Technik, ersten Ergebnissen sowie der teilchenphy-

sikalischen Modellierung von Luftschauern in mehreren Artikeln dieser Ausgabe der „Nachrichten“ beschrieben. Das geplante Nord-Observatorium soll ab 2009 mit Hilfe einer auf 10.000 km² nochmals vergrößerten Messfläche erstmals die „Proton-Astronomie“ bei voller Himmelsabdeckung ermöglichen (Abb. 5).

Suche nach Dunkler Materie

Die Struktur des Kosmos wird durch die sichtbaren Objekte (Gaswolken, Sterne, Galaxien, Galaxienhaufen) nur unzureichend charakterisiert. Die Beobachtung von Rotationsgeschwindigkeiten von Galaxien, die Lichtablenkung in den Gravitationslinsen großer Galaxienhaufen, und die Präzisionsmessungen der kosmischen Hintergrundstrahlung zeigen, dass es beträchtliche Mengen unsichtba-

rer Materie von noch unbekannter Art geben muss, und dass darüber hinaus sogar noch eine so genannte Dunkle Energie das Universum dominiert (Abb. 6). Die Astroteilchenphysik hat die Suche nach den Teilchen der Dunklen Materie mit verschiedenen Methoden aufgenommen. Empfindliche, gut abgeschirmte Detektoren in tiefen Untergrundlaboren versuchen, die schwachen und seltenen Rückstöße zu finden, die die Teilchen der Dunklen Materie mit den Atomkernen des Detektors bewirken. Alternativ suchen wir nach der charakteristischen Strahlung, die bei der gegenseitigen Vernichtung von solchen Teilchen entstehen könnte. Die Teilchenphysiker am CERN in Genf werden darüber hinaus nach Signaturen der Dunkle-Materie-Teilchen in den Teilchenkollisionen suchen, die in Kürze im LHC-Speicherring des CERN stattfinden werden.

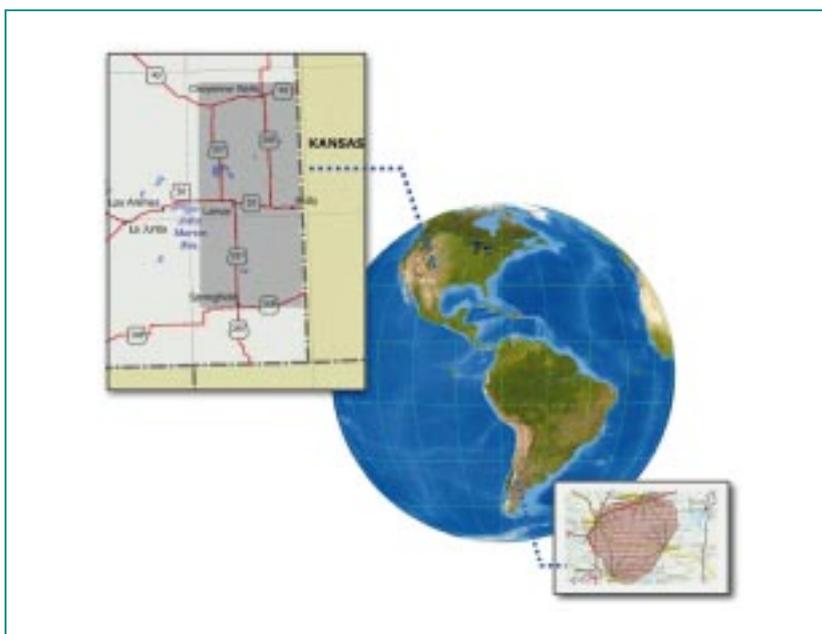


Abb. 5: Mit einem Nord-Observatorium in Süd-Ost-Colorado/USA erreicht das Pierre-Auger-Projekt eine vollständige Himmelsabdeckung. Der Maßstab der beiden Landkarten ist ungefähr gleich.

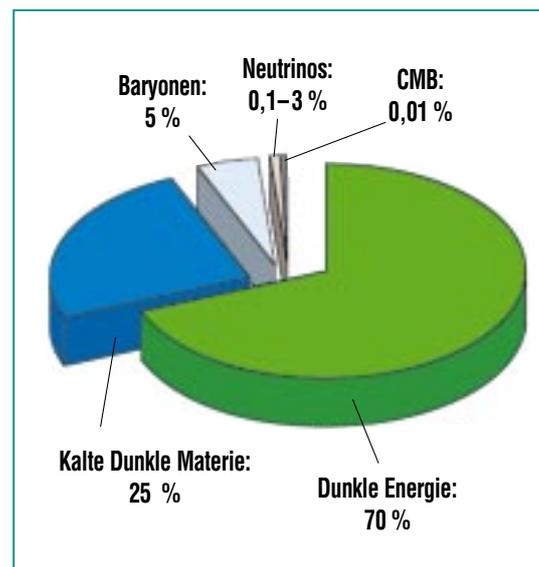


Abb. 6: Masse-Energie-Budget des Universums. Nur etwa fünf Prozent entfallen auf die bekannten Teilchen (Baryonen), die sich zu den astronomischen Objekten formiert haben [1].

Die Masse des Neutrinos

Könnten Neutrinos die Dunkle Materie des Universums sein? Die im Urknall entstandenen Neutrinos haben heute eine Dichte von 336 Neutrinos pro Kubikzentimeter. Somit tragen sie in geringem Maße zur Dunklen Materie bei. Kosmologische Präzisionsbestimmungen ermöglichen es, die Summe der Neutrinomassen auf indirektem Wege stark einzuschränken. Sicher ist man sich darin, dass die Massen sehr klein sind. Damit müssen sich diese Teilchen im frühen Universum sehr schnell bewegt haben und selbst ein kleiner Anteil von Neutrinos muss die kosmische Strukturbildung sichtbar anders beeinflusst haben, als man es vom Hauptanteil der Kalten Dunklen Materie erwartet, deren Teilchen langsam waren.

Die Elementarteilchenphysik ist ebenso an einer Bestimmung der Neutrinomassen interessiert: es gibt keine Theorie, die die beobachteten Teilchenmassen erklärt!

Gibt es nur drei Familien von Quarks und Leptonen wie in Abb. 7 gezeigt? Warum sind Neutrinos so viel leichter als alle anderen Teilchen? Sind Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen? Der Neutrinosektor gibt seit jeher dem Standardmodell der Teilchenphysik die größten Rätsel auf.

Es ist daher von größter Wichtigkeit, die Absolutmassen der Neutrinos experimentell zu bestimmen – ein extrem schwieriges Unterfangen. Das KATRIN-Experiment ist das derzeit größte Einzelprojekt des Forschungszentrums Karlsruhe. Die Aufgabe erfordert internationale Zusammenarbeit an unserem Hochtechnologie-Labor. Hier kommen unterschiedlichste Kompetenzen zusammen: Kryotechnik und Tritiumhandhabung, Elementarteilchen- und Neutrino-physik, Detektorentwicklung, präzise Hochspannungstechnik, Ultrahochvakuum, Prozessüberwachung und Projektabwicklung gehen Hand in Hand – ein Paradebeispiel sowohl für die Helm-

holtz-Mission als auch für die Leistungsfähigkeit des „Karlsruhe Instituts für Technologie“, der gemeinsamen Plattform von Forschungszentrum Karlsruhe und Universität Karlsruhe.

Zusammenfassung

Eine historisch bislang einmalige Messung gelang am 23. Februar 1987, als rund zwanzig Neutrinos von der Supernova 1987A auf der Erde nachgewiesen werden konnten. Heute, zwanzig Jahre später ließe sich die nächste galaktische Supernova nicht nur in der elektromagnetischen Strahlung vom Radio- bis zum Gammabereich beobachten, sondern wahrscheinlich auch mit Neutrinodetektoren und vielleicht sogar mit Gravitationswellen-Detektoren. In der Zwischenzeit hat sich die Astroteilchenphysik zu einem ungeheuer dynamischen Feld entwickelt, das immer mehr Forscherinnen und Forscher aus den benachbarten Disziplinen anzieht. Das Helmholtz-Programm Astroteilchenphysik mit den Beiträgen des Forschungszentrums Karlsruhe und des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY ist in dieser Entwicklung bestens aufgestellt.

Literatur

- [1] *Kosmische Spurensuche – Astroteilchenphysik in Deutschland*, Hrsg. Komitee für Astroteilchenphysik, Juli 2006; <http://www.astroteilchenphysik.de/>
- [2] *NASA-Internet*: <http://adc.gsfc.nasa.gov/mw/>
- [3] H. Goenner, *Einführung in die Kosmologie*, Spektrum Akademischer Verlag 1994
- [4] E. Armengau, *Pierre Auger Collaboration, private Mitteilung* 2006

	Quarks		Leptonen	
	Ladung +2/3	Ladung -1/3	Ladung -1	Ladung 0
1. Familie	Up u	Down d	Elektron e	e-Neutrino ν_e
2. Familie	Charm c	Strange s	Myon μ	μ -Neutrino ν_μ
3. Familie	Top t	Bottom b	Tauon τ	τ -Neutrino ν_τ
	Gravitation			
	Schwache Wechselwirkung			
	Elektromagnetische Wechselwirkung			
	Starke Wechselwirkung			

Abb. 7: Das Standardmodell der Teilchenphysik weist drei Familien von Quarks und Leptonen sowie vier fundamentale Kräfte auf, die jedoch vermutlich Niederenergiephänomene einer einzigen, einheitlichen Kraft sind. Die Zahl der Familien, die Teilchenmassen und zahlreiche Aspekte der Wechselwirkungen sind noch unverstanden [1].

Explosives Ne/O-Brennen in Supernovae

I. Dillmann, C. Domingo-Pardo, F. Käppeler, R. Plag, S. Walter, IK

Entstehung der Elemente vom Wasserstoff bis zum Eisen

Das Periodensystem der Elemente umfasst zur Zeit 114 radioaktive und stabile Elemente. Die ersten 94 davon (vom Wasserstoff bis zum Plutonium) werden dabei in Sternen und im interstellaren Medium produziert, während alle übrigen Elemente nur künstlich hergestellt werden können. Die natürlichen Elemente und ihre stabilen und radioaktiven Isotope sind jedoch nicht alle zur gleichen Zeit entstanden, sondern Produkte verschiedener astrophysikalischer Entstehungsprozesse, auch „Nukleosynthesen“ genannt [1,2]. Die leichtesten Kerne, Wasserstoff (75 %), Helium (25 %) und Spuren von Deuterium und Lithium, sind wenige Minuten nach dem Urknall („Big Bang“) in der primordialen Nukleosynthese vor ca. 14 Milliarden Jahren entstanden.

Die nächst-schwereren Elemente Beryllium und Bor sowie weiteres Lithium können nur dann produziert werden, wenn durch vorherige Nukleosyntheseprozesse bereits schwerere Teilchen wie z. B. Kohlenstoff vorhanden sind, die durch hochenergetische kosmische Strahlung in leichtere Teilchen zerlegt werden. Der Kohlenstoff selbst, wie auch Stickstoff, Sauerstoff und die Elemente bis hin zum Eisen und Nickel, stammen aus der Verschmelzung („Fusion“) leichterer Kerne im Inneren von Sternen. Diese Fusionsreaktionen werden in der Astrophysik als „Brennen“ bezeichnet und laufen – abhängig von der Masse des Sternes – in verschiedenen Phasen und auf un-

Phase	Dauer	Temperatur [10^9 K]
Wasserstoff-Brennen	7×10^6 Jahre	0,06
Helium-Brennen	5×10^5 Jahre	0,23
Kohlenstoff-Brennen	600 Jahre	0,93
Neon-Brennen	1 Jahr	1,7
Sauerstoff-Brennen	6 Monate	2,3
Silizium-Brennen	1 Tag	4,1
Kernkollaps	Sekunden	8,1
Schockwelle	Millisekunden	34,8
Explosives Brennen	0,1–10 Sekunden	1,2–7,0

Tab. 1: Entwicklungsphasen eines Sterns mit 25 Sonnenmassen. Die letzten drei Phasen finden während Supernova-Typ II-Explosionen statt [1].

terschiedlichen Zeitskalen ab (siehe Tab. 1).

Der bekannteste Stern, unsere Sonne, verbrennt beispielsweise bei einer Innentemperatur von ca. 15 Millionen Kelvin seit knapp 4,5 Milliarden Jahren Wasserstoff zu Helium („Wasserstoffbrennen“). Nach weiteren knapp 5 Milliarden Jahren wird der Wasserstoff nahezu vollständig konsumiert sein. Dann wird sich die Sonne zusammenziehen, da der thermische Druck kurzzeitig nicht mehr im Gleichgewicht mit der Gravitation ist. Diese (adiabatische) Kompression bewirkt eine Druckerhöhung und durch die freiwerdende Gravitationsenergie auch eine drastische Temperaturerhöhung, bis die zweite Brennphase, das „Helium-Brennen“, bei ca. 200 Millionen Kelvin entzündet werden kann. In dieser Phase verschmelzen drei Helium-Atome im sogenannten „Triple-alpha-Prozess“ zu ^{12}C . Ein Teil des so entstehenden ^{12}C reagiert weiter zu ^{16}O . Beide Reaktionen gehören zu den wichtigsten astro-

physikalischen Reaktionen überhaupt, denn ihre Reaktionsgeschwindigkeiten bestimmen das Mengenverhältnis der beiden lebenswichtigsten Elemente Kohlenstoff und Sauerstoff.

Für alle Sterne, deren Masse geringer ist als die achtfache Sonnenmasse, endet die Nukleosynthese mit dem Heliumbrennen. Der Stern besteht nun im Inneren aus einem „Kern“ aus Kohlenstoff und Sauerstoff, sowie einer Hülle mit zwei Schalen aus Helium und Wasserstoff, in denen weiterhin Kerne fusionieren („Schalenbrennen“). Durch die Temperaturerhöhung im Kern dehnt sich der Stern jedoch auf ein Vielfaches seines ursprünglichen Radius aus. Dabei kühlt sich die Hülle ab und der Stern wird zum „Roten Riesen“. Am Ende dieser Entwicklungsphase wird die gesamte Hülle als „Planetarischer Nebel“ abgestoßen, so dass der kompakte C-O-Kern mit einem Durchmesser von wenigen tausend Kilometern zurückbleibt. Aufgrund seiner

hohen Oberflächentemperatur ($T > 10.000 \text{ K}$) leuchtet er weiß und wird „Weißer Zwerg“ genannt. Weiße Zwerge kühlen langsam ab und gehen nach einigen Milliarden Jahren in „Schwarze Zwerge“ über.

Schwerere Sterne mit einer Ausgangsmasse von mehr als 8 Sonnenmassen hingegen können sukzessive weitere sogenannte „hydrodynamische“ Brennphasen zünden, die nach dem konsumierten Brennmaterial benannt werden: „Kohlenstoff-Brennen“, „Neon-Brennen“, „Sauerstoff-Brennen“, und schließlich das „Silizium-Brennen“ (siehe Tab. 1).

Entstehung der schweren Elemente bis zum Uran

Durch diese Prozessketten werden Sterne mit einer zwiebelschalenähnlichen Struktur aufgebaut (Abb. 1), die nach dem Silizium-Brennen einen Kern aus Eisen und Nickel besitzen, umgeben von Schalen mit unverbranntem Material. Elemente jenseits des Nickels werden nicht gebildet, da keine Energie mehr durch Fusion gewonnen werden kann. Sie müssen durch andere Reaktionsmechanismen entstehen.

Für den Großteil (etwa 99 %) dieser schweren Elemente, unter ihnen Silber, Gold und Uran, sind Neutronen-Einfänge an bereits vorhandenen Saatkernen verantwortlich. Die eine Hälfte dieser Elemente wird in einem Szenario mit sehr großen Neutronendichten von $>10^{20} \text{ n cm}^{-3}$, wie an der Oberfläche des bei einer Supernova-Explosion entstehenden Neutronensterns, produziert. Hier werden Saatkern wie Eisen und Nickel innerhalb we-

niger Sekunden in sehr neutronenreiche Kerne bis hin zum Uran und Thorium umgewandelt. Danach zerfallen diese radioaktive Kerne über lange Beta-Zerfallsketten zurück zur Stabilität. Dieser Mechanismus wird „r-Prozess“ („rapid neutron capture process“, schneller Neutronen-Einfangsprozess) genannt.

Die andere Hälfte der schwereren Elemente oberhalb von Eisen bis zum ^{209}Bi wird ebenfalls durch Neutroneneinfänge hergestellt, die jedoch auf viel längeren Zeitskalen stattfinden. Dieser Prozess wird langsamer Prozess (slow, „s-Prozess“) genannt, weil für den Einfang eines Neutrons mehrere Monate bis Jahre benötigt werden. Wird ausgehend von einem stabilen Isotop ein radioaktiver Kern erzeugt, so wird er in der Regel durch einen Beta-Zerfall in einen stabilen Kern

umgewandelt, bevor der nächste Neutroneneinfang stattfinden kann. Auf diese Weise folgt der Reaktionspfad des s-Prozesses dem Stabilitätstal. Der s-Prozess findet beim He-Brennen in Roten Riesen statt [3]. Die benötigten Neutronen werden jeweils „in situ“ über die Kernreaktionen $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ und $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ produziert, und erreichen Neutronendichten von etwa $10^6\text{--}10^{11} \text{ n cm}^{-3}$.

Durch den s- und r-Prozess können jedoch nicht alle stabilen Isotope oberhalb des Eisens hergestellt werden. Für 32 Nuklide zwischen ^{74}Se und ^{196}Hg ist ein weiterer Prozess, der sogenannte „p-Prozess“, notwendig, der hohe Temperaturen ($T \sim 2\text{--}3$ Milliarden Kelvin) und Dichten ($\rho \sim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$) benötigt. Diese Bedingungen werden in Supernova-Explosionen erreicht. Supernovae stellen die Endphase von

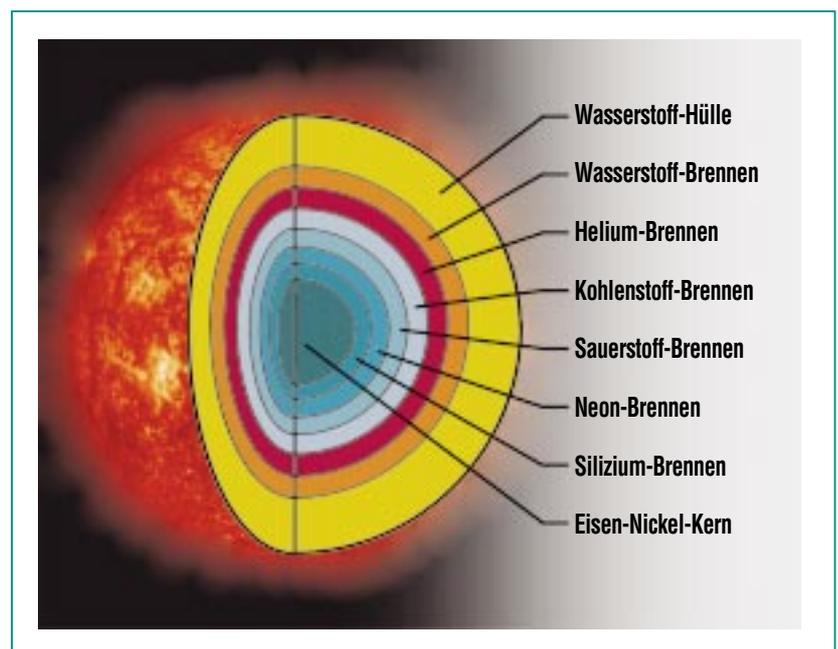


Abb. 1: Zwiebschalen-Struktur eines massereichen Sterns kurz vor der Supernova II-Explosion. Der p-Prozess findet während der Explosion in den beiden Schalen des Sauerstoff- und Neon-Brennens statt.

massereichen Sternen dar und werden danach klassifiziert, ob ihr Spektrum Wasserstofflinien aufweist („Typ II“) oder nicht („Typ I“). Supernovae vom Typ Ia finden in Doppelsternsystemen statt, in denen ein Weißer Zwerg Material von einem Roten Riesen bis zur kritischen Masse von 1,44 solaren Massen („Chandrasekhar-Limit“) akkretiert. Dann sind ebenfalls kritische Werte für die zentrale Temperatur und Dichte erreicht, und eine thermonukleare Reaktion setzt ein, durch die der Weiße Zwerg komplett zerrissen und dabei seine gesamte Materie ins interstellare Medium geschleudert wird („thermonukleare Supernova“).

Der p-Prozess während Supernova-Explosionen

Für den „p-Prozess“ sind jedoch Supernova-Explosionen vom Typ II („Kernkollaps-Supernovae“) wichtig, mit denen das Leben von massereichen Sternen endet. Nachdem alle Brennphasen durchlaufen sind, bildet sich ein zentraler Eisen-Nickel-Kern aus. Sobald die Masse dieses Kerns das Chandrasekhar-Limit übersteigt, gewinnt die Gravitationskraft nun die Oberhand über den bis dahin stabilisierenden Druck der Strahlung und des entarteten Elektronengases, und der gesamte Zentralbereich kollabiert. Dabei steigen Temperatur und Druck soweit an, dass die meisten der bereits gebildeten Eisen- und Nickel-Atome durch hochenergetische Photonen wieder in Protonen und Neutronen zerlegt werden. Die Protonen werden durch Einfang von freien Elektronen in weitere Neutronen umgewandelt („inverser Beta-Zerfall“), wodurch sich der Elektronendruck

weiter verringert und der Kollaps entsprechend beschleunigt wird.

Die beim Beta-Zerfall freiwerdenden Neutrinos entkommen ungehindert und tragen 99% der freigesetzten Energie weg. Der gesamte Kollaps dauert nur wenige Millisekunden, bis die Dichte von Kernmaterie erreicht ist ($\rho \sim 10^{16} \text{ g cm}^{-3}$ bei $T \sim 100$ Milliarden Kelvin). Die äußeren Schichten des Kerns kollabieren jedoch weiter und treffen schließlich auf die inkompressiblen inneren Schichten, die mittlerweile fast vollständig aus Neutronen bestehen. Dadurch entsteht eine nach Außen gerichtete Schockwelle, die eine schlagartige Druck- und Temperaturerhöhung in den äußeren Schalen bewirkt. Für wenige Sekunden kann nun „explosives Schalenbrennen“ gezündet werden. Die für den p-Prozess benötigten Bedingungen von $T \sim 2\text{--}3$ Milliarden Kelvin und $\rho \sim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$ werden dabei nur

in der Sauerstoff- und Neon-Schale erreicht (siehe Abb. 1). Abhängig von der Masse des übrigbleibenden Kerns entsteht entweder ein Neutronenstern oder ein „Schwarzes Loch“ (>3 Sonnenmassen).

Beim explosiven Brennen der O/Ne-Schale werden aus schweren Kernen, die vorher bereits im s- oder r-Prozess gebildet wurden, durch hochenergetische Photonen α -Teilchen, Protonen und Neutronen herausgelöst („Photodissoziation“). Der Reaktionsfluss verläuft somit von schwereren Saaisotopen hin zu leichteren Kernen. Der Name „p-Prozess“ ist historisch bedingt, da man früher dachte [2], dass diese Isotope durch den Einfang von Protonen entstehen. Bis heute hat man den Begriff „p-Prozess“ beibehalten, der Reaktionsmechanismus wird durch die wichtige Rolle der Photonen jedoch „ γ -Prozess“ genannt.

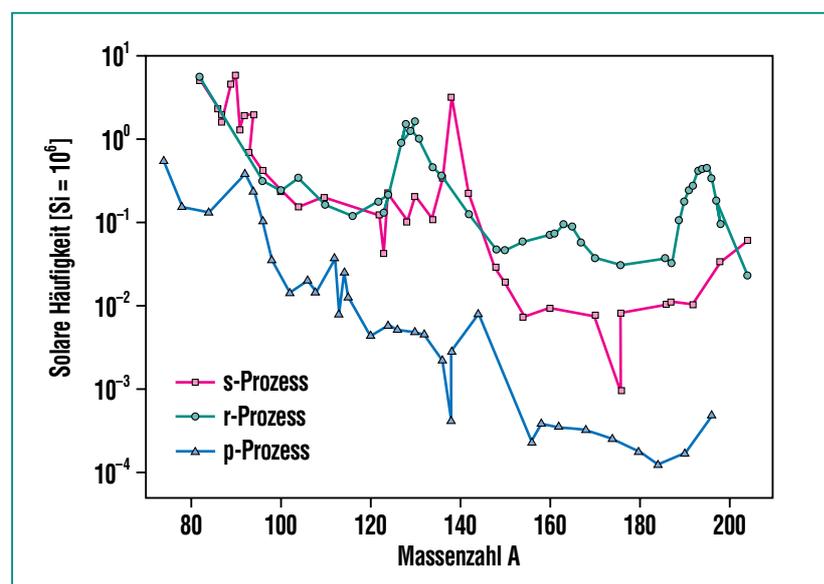


Abb. 2: Beobachtete solare Häufigkeiten nach Anders und Grevesse [5]. Isotope aus dem p-Prozess weisen eine um 1–2 Größenordnungen verringerte Häufigkeit verglichen mit den entsprechenden s- oder r-Prozess-Isotopen auf.

Die Häufigkeiten der p-Prozess-Isotope

In Tab. 2 sind alle 32 stabilen Isotope aufgelistet, die größtenteils durch den p-Prozess produziert werden. Alle Isotope in dieser Liste liegen innerhalb ihrer Isotopenkette auf der linken, protonenreichen Seite der Nuklidkarte, und ihre relativen Isotopenhäufigkeiten sind zehn- bis hundertmal geringer als die der entsprechenden r- und s-Prozess-Isotope (siehe Abb. 2). Ausnahmen bilden lediglich die fünf Isotope $^{92,94}\text{Mo}$, $^{96,98}\text{Ru}$ und ^{144}Sm , die eine vollständig oder nahezu vollständig abgeschlossene

Neutronenschale besitzen. Bei genauerem Hinsehen fällt zudem auf, dass die p-Nuklide mit wenigen Ausnahmen (^{113}In , ^{115}Sn , ^{138}La) gerade Neutronen- und Protonenzahlen haben. Die bevorzugte Bildung geradzahlicher Kerne ist Folge des Paarungseffekts der Nukleonen, der solche Kerne bei der Entstehung der p-Prozess-Isotope bevorzugt.

Simulation der solaren p-Prozess-Häufigkeiten

Die beobachteten solaren Häufigkeiten (Tab. 2 und Abb. 2) der p-Prozess-Nuklide stellen jedoch ein

großes Problem dar. Zur Zeit kann keines der astrophysikalischen Modelle die p-Prozess-Häufigkeiten hinreichend beschreiben. Insbesondere trifft dies auf die häufigsten p-Isotope, $^{92,94}\text{Mo}$ und $^{96,98}\text{Ru}$, zu. Wichtige Eingabe-Parameter für solche Modellrechnungen sind auf kernphysikalischer Seite neben den energieabhängigen Wirkungsquerschnitten auch die Saatkernhäufigkeiten durch vorhergehende Nukleosyntheseprozesse. Von astrophysikalischer Seite kommen dann Sternmassen, Explosionsmechanismus (Dichte- und Temperaturverlauf) und die astrophysikalischen Szenarien hinzu. Um die

Isotop	Solare Häufigkeit [Si = 10 ⁶]	Isotopenhäufigkeit [%]	Isotop	Solare Häufigkeit [Si = 10 ⁶]	Isotopenhäufigkeit [%]
Se-74	$5,50 \times 10^{-1}$	0,89	Xe-126	$5,09 \times 10^{-3}$	0,09
Kr-78	$1,53 \times 10^{-1}$	0,35	Ba-130	$4,76 \times 10^{-3}$	0,106
Sr-84	$1,32 \times 10^{-1}$	0,56	Ba-132	$4,53 \times 10^{-3}$	0,101
Mo-92	$3,78 \times 10^{-1}$	14,84	La-138	$4,09 \times 10^{-4}$	0,0902
Mo-94	$2,36 \times 10^{-1}$	9,25	Ce-136	$2,16 \times 10^{-3}$	0,19
Ru-96	$1,03 \times 10^{-1}$	5,52	Ce-138	$2,84 \times 10^{-3}$	0,25
Ru-98	$3,50 \times 10^{-2}$	1,88	Sm-144	$8,00 \times 10^{-3}$	3,1
Pd-102	$1,42 \times 10^{-2}$	1,02	Dy-156	$2,21 \times 10^{-4}$	0,06
Cd-106	$2,01 \times 10^{-2}$	1,25	Dy-158	$3,78 \times 10^{-4}$	0,1
Cd-108	$1,43 \times 10^{-2}$	0,89	Er-162	$3,51 \times 10^{-4}$	0,14
In-113	$7,90 \times 10^{-3}$	4,3	Yb-168	$3,22 \times 10^{-4}$	0,13
Sn-112	$3,72 \times 10^{-2}$	0,97	Hf-174	$2,49 \times 10^{-4}$	0,162
Sn-114	$2,52 \times 10^{-2}$	0,65	W-180	$1,73 \times 10^{-4}$	0,13
Sn-115	$1,29 \times 10^{-2}$	0,34	Os-184	$1,22 \times 10^{-4}$	0,02
Te-120	$4,30 \times 10^{-3}$	0,096	Pt-190	$1,70 \times 10^{-4}$	0,01
Xe-124	$5,71 \times 10^{-3}$	0,1	Hg-196	$4,80 \times 10^{-4}$	0,15

Tab. 2: Liste der 32 p-Isotope mit ihren solaren Häufigkeiten (relativ zu Silizium = 10⁶) [5] und ihren Isotopenhäufigkeiten (Summe der stabilen Isotope eines Elements = 100%).

Entwicklung der Häufigkeiten mit Modellen beschreiben zu können, werden Netzwerkrechnungen benötigt. Ein typisches Reaktionsnetzwerk für den p-Prozess umfasst etwa 1800 Isotope und über 60.000 Reaktionen. Da der Großteil dieser Reaktionen über protonenreiche, radioaktive Nuklide verläuft, müssen die Wirkungsquerschnitte durch Rechnungen ermittelt werden, da nur für weniger als ein Prozent der am Netzwerk beteiligten Reaktionen bisher experimentelle Daten vorliegen.

Abb. 3 zeigt das Resultat einer solchen Modellrechnung in Form des „normierten Überproduktionsfaktors“ [4], der die simulierte Häufigkeit relativ zur solaren Häufigkeit

von Anders und Grevesse [5] (Tab. 2) zeigt. In dieser Simulation wurden alle Parameter außer der Ausgangs-Sternmasse konstant gehalten. Das Ergebnis zeigt, dass die Produktion einiger Isotope sehr stark von der Sternmasse abhängt, während andere Isotope nur sehr gering beeinflusst werden. Diese Abhängigkeit der Ausbeute von der Sternmasse ist wichtig, da die solaren p-Prozess-Häufigkeiten eine Überlappung vieler verschiedener Supernova Typ II-Explosionen darstellen. Das Modell des γ -Prozesses in Supernova Typ II-Explosionen liefert für die meisten p-Isotope eine Übereinstimmung innerhalb eines Faktors von 3, wobei jedoch die häufigsten Isotope $^{92,94}\text{Mo}$ und $^{96,98}\text{Ru}$ sowie ^{138}La sehr

stark unterproduziert werden. Für den ungerade-ungerade Kern ^{138}La ist bereits ein alternativer Nukleosyntheseweg über den Einfang von Neutrinos postuliert worden [6]. Für die Mo- und Ru-Isotope sind bisher viele unterschiedliche astrophysikalische Szenarien erfolglos getestet worden. Vor kurzem ist für diese leichten p-Isotope ein neuer Entstehungsmechanismus unter Mitwirkung von Neutrinos postuliert worden. Im „vp-Prozess“ [7], der während Supernova Typ II-Explosionen stattfinden könnte, werden radioaktive Vorläuferkerne auf der protonenreichen Seite der Nuklidkarte bis etwa Masse $A \sim 120$ gebildet, die dann zu den leichten p-Prozess-Isotopen zerfallen. Dieser zusätzliche Prozess

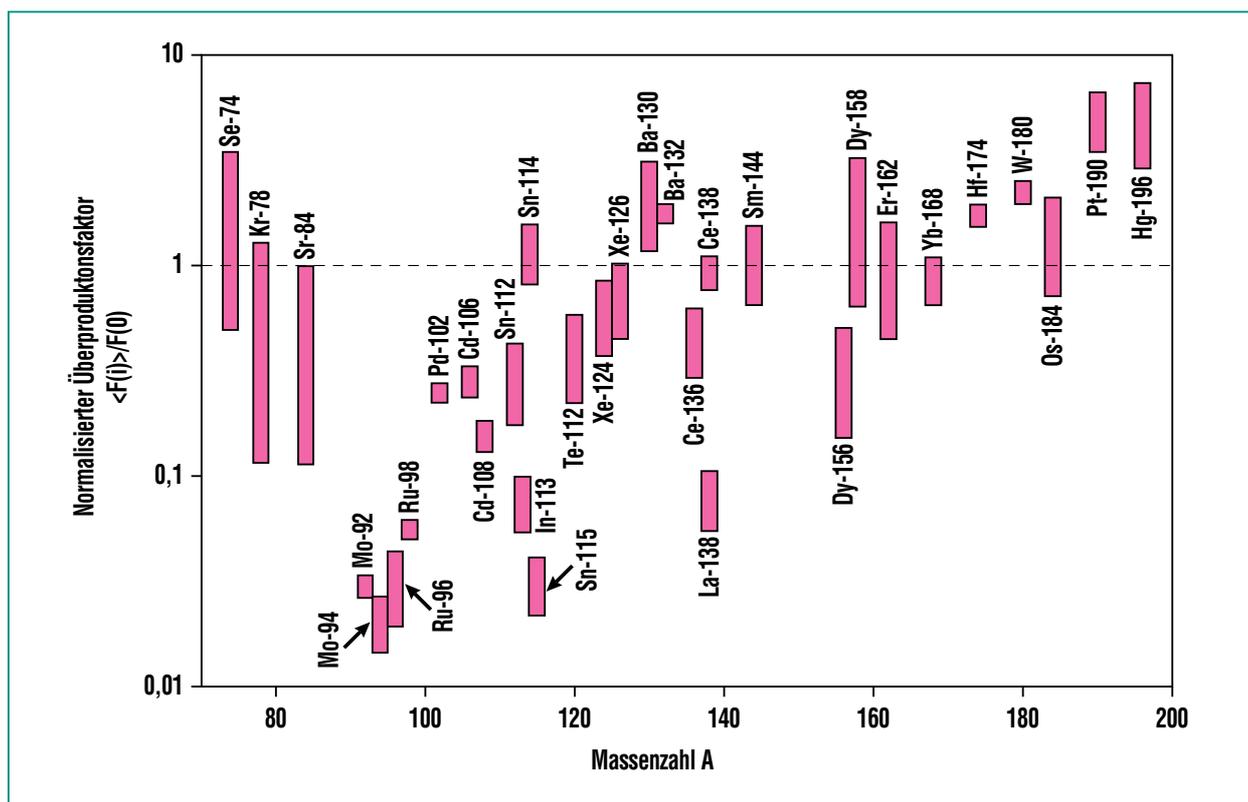


Abb. 3: Variationen des normalisierten Überproduktionsfaktors für Supernova Typ II-Modellrechnungen von Sternen mit 13 bis 25 Sonnenmassen. Die gestrichelte Linie bei Wert 1 zeigt den Wert für die solaren Häufigkeiten [5]. Die Werte wurden aus [4] entnommen.

könnte die fehlenden Häufigkeiten der Mo- und Ru-Isotope kompensieren, jedoch fehlt bisher noch der astrophysikalische Beweis für seine tatsächliche Existenz. Es ist somit sehr wahrscheinlich, dass die p-Prozess-Häufigkeiten durch eine Superposition mehrerer astrophysikalischer Prozesse entstehen.

Nichtsdestotrotz hängen die großen Unsicherheiten von p-Prozess-Simulationen von zwei Faktoren ab. Die Unsicherheiten in den astrophysikalischen Eingabeparametern können nur durch die exaktere Beschreibung der astrophysikalischen Produktionsmechanismen verringert werden, während die kernphysikalischen Unsicherheiten der theoretischen Vorhersagen durch das Fehlen entsprechender experimenteller Daten bedingt ist.

Messung von Reaktionsraten am Karlsruhe Van-de-Graaff-Beschleuniger

Der Großteil der Experimente für den p-Prozess wurde innerhalb der letzten 20 Jahre durchgeführt und ist bisher noch nicht in Reaktionsnetzwerke integriert. In einem ersten Schritt wurden deshalb mehr als 350 Neutroneneinfang-Reaktionen und ihre Umkehrreaktionen mithilfe der Wirkungsquerschnitt-Datenbank „KADoNiS“ (Karlsruhe Astrophysical Database of Nucleosynthesis in Stars) [8] auf den neuesten Stand gebracht. Der Großteil dieser Neutronen-Einfangreaktionen wurde am 3.7-MV-Van-de-Graaff-Beschleuniger im Forschungszentrum Karlsruhe bestimmt [9]. Diese Messungen wurden bei Energien (bzw. Tempera-

turen) durchgeführt, die für den s-Prozess von Bedeutung sind. Für p-Prozess-Rechnungen werden jedoch viel höhere Neutronenenergien benötigt, die im Labor experimentell nur schwer zugänglich sind. Für die Extrapolation zu höheren Energien wurden deshalb theoretisch berechnete Abhängigkeiten aus dem statistischen Modellcode NON-SMOKER [10] benutzt, die zuvor bei s-Prozess-Temperaturen auf den experimentellen Wert normiert wurden.

Mit diesen Daten wurde die Auswirkung auf den normierten Überproduktionsfaktor für eine Supernova-Explosion vom Typ II eines Sterns mit 25 Sonnenmassen untersucht [11]. Obwohl nur etwa ein Prozent der über 60.000 beteiligten Reaktionsraten an experimentelle Daten angepasst wurden, zeigte sich bereits bei den meisten p-Isotopen ein Einfluss auf den normierten Überproduktionsfaktor, der sich im Mittel um den Faktor 0,93 verringerte. Der gesamte Reaktionsfluss ist um den Faktor zehn bis sechzig geringer als in Simulationen mit den alten Neutronen-Wirkungsquerschnitten. Genauere Betrachtungen haben gezeigt, dass sich dieser Effekt auf stark verringerte (n, γ) -Querschnitte der Blei- und Wismut-Isotope $^{206,207,208}\text{Pb}$ und ^{209}Bi zurückführen lässt. Diese vier Isotope nahe der magischen $N = 82$ Schale gehen mit sehr großen Saathäufigkeiten in die p-Prozess-Simulation ein und beeinflussen somit stark den Fluss hin zu leichteren Nukliden.

Für Reaktionen mit geladenen Teilchen, beispielsweise (p, γ) und (α, γ) , stehen nur vereinzelt experimentelle Daten für p-Prozess-Rechnungen zur Verfügung. Einen

Überblick gibt die Erweiterung der KADoNiS-Datenbank unter „<http://nuclear-astrophysics.fzk.de/kadonis/pprocess>“. Die Einbindung dieser experimentellen Daten in das Reaktionsnetzwerk ist in Arbeit. Während die bisher gemessenen ca. 20 (p, γ) Querschnitte recht gut mit der Theorie übereinstimmen, sind die experimentellen (α, γ) Querschnitte etwa ein bis zwei Größenordnungen geringer als vorhergesagt. Bestätigt sich dieser bei bisher allen sechs (α, γ) -Messungen beobachtete Trend, hätte das eine noch stärkere Unterproduktion von p-Isotopen zur Folge. Diese Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment liegt hauptsächlich daran, dass die existierenden Modellparameter für (α, γ) -Reaktionen bei höheren Energien ($E_\alpha > 30$ MeV) angepasst wurden und dadurch bei p-Prozess-Energien ($E_\alpha < 20$ MeV) teilweise stark abweichen. Dieses Problem kann nur behoben werden, wenn durch eine Vielzahl weiterer Messungen von (α, γ) -Querschnitten neue Modellparameter gefunden werden, die bei niedrigeren Energien gültig sind.

Literatur

- [1] C.E. Rolfs, W.S. Rodney, "Cauldrons in the Cosmos", *The University of Chicago Press* (1988)
- [2] E. Burbidge, G. Burbidge, W. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* 29, 547 (1957)
- [3] C. Arlandini, M. Heil, F. Käppeler, R. Reifarth, F. Voss, K. Wisshak, „Sternmodelle im Test – Die Phase der Roten Riesen“, *Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten* 2/2001, S. 177
- [4] M. Rayet, M. Arnould, M. Hashimoto, N. Prantzos, K. Nomoto, *Astron. Astrophys.* 298, 517 (1995)
- [5] E. Anders, N. Grevesse, *Geochim. Cosmochim. Acta* 53, 197 (1989)
- [6] S.E. Woosley, D.H. Hartmann, R.D. Hoffman, W.C. Haxton, *Astrophysical Journal* 356, 272 (1990)
- [7] C. Fröhlich, G. Martinez-Pinedo, M. Liebendörfer, F.-K. Thielemann, E. Bravo, W.R. Hix, K. Langanke, N.T. Zinner, *Phys. Rev. Lett.* 96, 142502 (2006)
- [8] The "Karlsruhe Astrophysical Database of Nucleosynthesis in Stars", <http://nuclear-astrophysics.fzk.de/kadonis/>; *Proceedings 12th International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics (CGS12), Notre Dame, IN/USA, AIP Conference Proc.* 819, 123 (2006)
- [9] H. Beer, S. Dababneh, M. Heil, F. Käppeler, R. Plag, W. Rapp, R. Reifarth, F. Voss, K. Wisshak, „Laborbestimmung stellarer Neutronenreaktionen“, *Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten* 2/2001, S. 189
- [10] T. Rauscher, F.-K. Thielemann, *Hauser-Feshbach Code "NON-SMOKER"*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 75, 1 (2000)
- [11] *Doktorarbeit I. Dillmann, Universität Basel* (2006)

Rote Riesen im Labor – Neue Entwicklungen und Ergebnisse

M. Heil, F. Käppeler, R. Plag, F. Voss, S. Walter, IK

Einleitung

Sterne, die ihre Energie aus dem He-Brennen durch Verschmelzung von drei Heliumkernen zu ^{12}C beziehen, werden wegen ihrer enorm angewachsenen Größe als Rote Riesen bezeichnet. Da sie für die Produktion der Hälfte der schweren Elemente zwischen Eisen und Wismut verantwortlich sind, hat diese Sternpopulation die chemische Entwicklung des Universums genauso stark beeinflusst wie die im vorigen Beitrag behandelten Supernovae. Laborexperimente tragen entscheidend dazu bei, dass die Elementsynthese in Roten Riesen quantitativ beschrieben werden kann. Dabei fasziniert besonders das unmittelbare Zusammenspiel von experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten und astrophysikalischen Aussagen, wie am Beispiel der massereichen Sterne ausgeführt wird.

Beobachtungen an Roten Riesen

Die Elementhäufigkeiten der Sonne, die als typischer Hauptreihenstern gilt, entsprechen in sehr guter Näherung dem Materie-Mix im Universum. Von diesem Mittelwert finden sich in der Atmosphäre von Roten Riesen starke Abweichungen. So legt zum Beispiel das signifikante Auftreten des instabilen Elements Technetium nahe, dass im Innern dieser Sterne ständig schwere Elemente neu gebildet werden. In der Tat wurde vor etwas mehr als 50 Jahren aus dem gesicherten Nachweis von Technetium [1] geschlossen, dass die He-Brennzonen dieser Sterne für die Elemententstehung verantwortlich sind, und dass darüber hinaus ein

Mechanismus existiert, der eine effektive Mischung aus der He-Brennzone an die Oberfläche vermittelt [2].

Eine weitere wichtige Beobachtung betrifft die Tatsache, dass Rote Riesen infolge starker Sternwinde Massenverluste von mehr als 10^{-6} Sonnenmassen/Jahr erleiden. Diese Massenverluste steigern sich am Ende der Roten-Riesen-Phase zu einem Superwind, der zum Verlust der gesamten, restlichen Hülle in Form eines Planetarischen Nebels führt. Der verbleibende Zentralteil des Sterns, der sein Dasein als weißer Zwerg beschließt, lässt infolge seiner hohen Oberflächentemperatur den abgestoßenen Planetarischen Nebel hell aufleuchten. Dieser Vorgang gewährleistet, dass

einmal prozessiertes Material nicht in dem langsam erlöschenden weißen Zwerg gefangen bleibt, sondern dass es im kosmischen Kreislauf zu einer Anreicherung von schweren Elementen sowohl im interstellaren Medium als auch in den später daraus gebildeten jüngeren Sternen führt.

Bereits in den Sternwinden kommt es zur Bildung von Staubkörnchen, wobei zunächst die stabilsten Verbindungen von häufigen Elementen, wie z. B. SiC oder Korund, als Kondensationskeime dienen. Diese Körner von ca. 1 μm Durchmesser können in Meteoriten nachgewiesen und isoliert werden. Die Analyse ihrer Zusammensetzung zeigt typische Häufigkeitsmuster, die detaillierte Aufschlüsse über

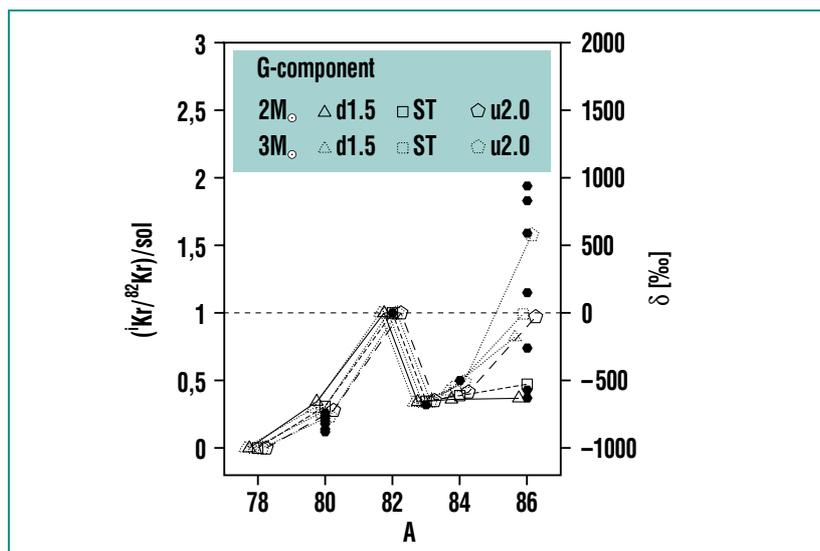


Abb. 1: Material, das von Roten Riesen mit schweren Elementen angereichert und in Form von Sternwinden und Planetarischen Nebeln abgestoßen wird, kondensiert zusammen mit SiC oder Korund in Form von ca. 1 μm großen Staubkörnchen. Das Beispiel der Krypton-Isotope zeigt, dass die Häufigkeitsmuster der in verschiedenen Meteoriten gefundenen Körner (schwarze Symbole) bemerkenswert gut mit den Vorhersagen eines Modells für den stellaren s-Prozess übereinstimmen (offene Symbole). Die Streuung der Werte für ^{86}Kr ist ein Hinweis darauf, dass sie bei ihrer Entstehung verschiedenen stellaren Neutronenflüssen ausgesetzt waren.

die Situation beim He-Brennen im Mutterstern liefern. In der Abb. 1 werden die Häufigkeiten der Krypton-Isotope in solchen SiC-Körnern mit den Vorhersagen eines Modells für die stellare Nukleosynthese durch Neutroneneinfang (s-Prozess) verglichen, wobei die Streuung der Werte für ^{86}Kr für die Eingrenzung der dabei auftretenden Neutronenflüsse besonders aufschlussreich ist.

Stellare Elementsynthese

Sterne werden durch den Gravitationskollaps interstellarer Materie geboren und beginnen ihre Entwicklung durch Fusion von Wasserstoff. In diesem Zeitabschnitt beschränkt sich die Produktion neuer Elemente neben dem in der Fusion gebildeten Helium im Wesentlichen auf ^{14}N . Nachdem der Wasserstoffvorrat erschöpft und Temperatur und Dichte im Zentrum weiter angestiegen sind, setzt bei etwa 100 Millionen Grad die Tripel- α -Reaktion ein, in der He zu ^{12}C und ^{16}O verbrannt wird.

Gleichzeitig mit der Fusion von Helium zu Kohlenstoff und Sauerstoff wird durch α -Einfänge an dem zuvor produzierten ^{14}N über die Reaktionskette $^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}(\beta+\nu)^{18}\text{O}(\alpha,\gamma)^{22}\text{Ne}$ hinreichend viel ^{22}Ne erzeugt, das seinerseits durch (α,n) -Reaktionen zur Erzeugung der für die Synthese der schweren Elemente erforderlichen freien Neutronen führt. In sonnenähnlichen Sternen gibt es daneben noch eine zweite Quelle stellarer Neutronen durch die $^{13}\text{C}(\alpha,n)$ -Reaktion, wobei das Ausgangsmaterial an der Grenzschicht zwischen H- und He-brennender

Zone durch die Reaktionssequenz $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta+\nu)^{13}\text{C}$ entsteht.

Die so erzeugten Neutronen können wegen der fehlenden Coulomb-Abstoßung von den in Sternen der zweiten Generation relativ häufigen Kernen der Eisengruppe eingefangen werden. Multiple Einfänge auf einer Zeitskala von Monaten oder Jahren ergeben den slow neutron capture process (s-Prozess). Da die β -Halbwertszeiten von neu gebildeten instabilen Kernen in der Regel sehr viel kürzer sind als die Zeit bis zum nächsten

Neutroneneinfang, ergibt sich ein übersichtlicher Reaktionspfad (Abb. 2), an dem überwiegend stabile Kerne beteiligt sind. Die für eine Beschreibung notwendigen Reaktionsraten können deshalb in Laborexperimenten vermessen werden. Der mit dem He-Brennen verknüpfte s-Prozess ist für etwa die Hälfte der beobachteten Isotopenhäufigkeiten zwischen Fe und Bi verantwortlich, wobei der Verlauf und die relativen Beiträge der erwähnten Neutronenquellen entscheidend von der jeweiligen Sternmasse abhängen.

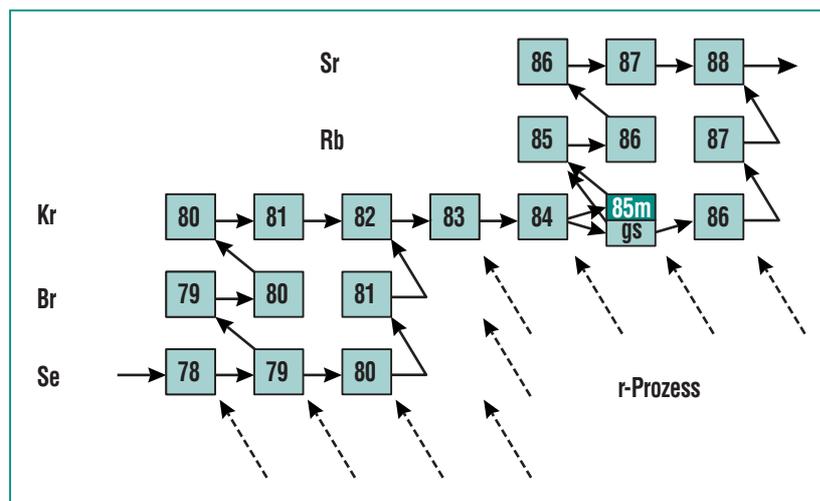


Abb. 2: Der s-Prozess im Bereich der Kr-Rb-Sr-Isotope. Der Ausschnitt aus der Nuklidkarte zeigt den durch Neutroneneinfänge und β -Zerfälle bedingten Reaktionsfluss und die resultierenden Verzweigungen bei $A = 79$ und 85 . Man beachte, dass die Stärke der Verzweigung im ersten Fall durch die relativen Häufigkeiten von ^{80}Kr und ^{82}Kr und im zweiten Fall durch ^{86}Sr festgelegt ist, die als reine s-Kerne durch stabile Isobare gegen die β -Zerfälle aus der r-Prozess-Region (gestrichelte Pfeile) abgeschirmt sind. Mit zunehmendem Neutronenfluss wird offensichtlich immer weniger ^{80}Kr und ^{86}Sr gebildet. Durch Vergleich mit dem tatsächlichen Isotopenverhältnis ergibt sich so die Möglichkeit, den stellaren Neutronenfluss im s-Prozess einzugrenzen. Als Voraussetzung dafür müssen die Querschnitte für Neutroneneinfang genau bekannt sein. Die Analyse wird durch kernphysikalische Besonderheiten kompliziert. Dazu gehört die Temperaturabhängigkeit der Zerfallsrate von ^{79}Se [7] und die Rolle des Isomers im ^{85}Kr , die entsprechend berücksichtigt werden müssen.

Dies gilt auch für die auf das He-Brennen nachfolgenden Entwicklungsphasen. Kleinere Sterne wie die Sonne verlieren durch den starken Sternwind bereits während des He-Brennens einen Großteil ihrer äußeren Hülle und enden als weiße Zwerge. Massereichere Sterne können nach Verbrauch des Heliums im Zentrum durch weitere Kontraktion ihre Zentraltemperatur so weit erhöhen, dass mit dem Kohlenstoff-, Neon/Sauerstoff- und schließlich mit dem Silizium-Brennen weitere Brennphasen gezündet werden. Speziell beim Kohlenstoff-Brennen ergibt sich – neben der Anreicherung der Fusionsprodukte Ne und Mg – eine zweite s-Prozess-Phase, wobei Neutronen ebenfalls über $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ -Reaktionen erzeugt werden.

Die noch ausstehende zweite Hälfte der Isotopenhäufigkeiten zwischen Fe und Bi einschließlich der Aktiniden werden dem rapid neutron capture process (r-Prozess) zugeschrieben, der in der nachfolgenden Supernova-Explosion stattfindet. Dieser r-Prozess unterscheidet sich von dem vergleichsweise ruhig verlaufenden s-Prozess durch extrem hohe Neutronenflüsse und Temperaturen. Da unter diesen Bedingungen Neutroneneinfänge sehr viel wahrscheinlicher sind als die β -Zerfälle der gebildeten Kerne, entwickelt sich ein komplexes Reaktionsnetzwerk, das mehr als Tausend, in der Regel sehr kurzlebige Kerne umfasst. Dementsprechend ist die Beschreibung der im r-Prozess gebildeten Häufigkeiten sowohl durch unsichere theoretische Vorhersagen der relevanten Reaktions- und Zerfallsraten, als auch durch die

überaus schwierige Behandlung der Explosion selbst noch mit vielen offenen Fragen behaftet.

Der s-Prozess in Roten Riesen

Unter Neutronenbestrahlung ändert sich im s-Prozess die Häufigkeit eines Isotops $N_{s(A)}$ entsprechend seiner Erzeugungs- und Umwandlungsraten,

$$\frac{dN_{s(A)}}{dt} = \lambda_{n(A-1)} N_{s(A-1)} - (\lambda_{n(A)} + \lambda_{\beta(A)}) N_{s(A)} \quad (1)$$

In diesem Ausdruck wurde angenommen, dass der Vorgängerkern der Masse $A-1$ stabil ist, der Kern A jedoch sowohl durch Neutroneneinfang als auch durch β -Zerfall umgewandelt werden kann. Die β -Zerfallsrate $\lambda_{\beta} = \ln 2 / t_{1/2}$ muss immer dann berücksichtigt werden, wenn sie von derselben Größenordnung ist wie die Einfangrate, $\lambda_n = n_n \langle \sigma \rangle v_T$, die durch die Neutronendichte n_n , die mittlere thermische Geschwindigkeit der Neutronen v_T und den stellaren Einfangquerschnitt $\langle \sigma \rangle$ bestimmt wird. In einem solchen Fall wird ein Verzweungsverhältnis

$$f = \frac{\lambda_{\beta}}{\lambda_{\beta} + \lambda_n} \quad (2)$$

definiert, das über λ_n explizit von der Neutronendichte, eventuell über die stellare Zerfallsrate aber auch von der Temperatur und der Dichte beim s-Prozess abhängt. In Abb. 2 ist als Beispiel die Verzweigung im Bereich der Kr-Rb-Sr-Isotope skizziert, auf die im folgenden Abschnitt Bezug genommen wird.

Für die Gesamtheit aller Kerne bis zum Wismut ergibt sich ein System von gekoppelten Differentialgleichungen, wobei im allgemeinen Fall die Koeffizienten noch von der Zeit, sowie von Temperatur und Druck in der Syntheszone abhängen können. Diese Abhängigkeiten werden durch detaillierte Sternmodelle beschrieben. Dadurch ergeben sich aus den berechneten Häufigkeiten wichtige Rückschlüsse auf die Qualität der verwendeten Sternmodelle.

Experimente und Sternmodelle für das He-Brennen in Roten Riesen

Derzeit werden zwei s-Prozess-Szenarien diskutiert, mit denen sowohl die solaren s-Häufigkeiten, als auch die durch den s-Prozess bedingten beobachteten Überhäufigkeiten in den Atmosphären von Roten Riesen beschrieben werden können. Dabei handelt es sich zum einen um das He- und C-Brennen in schweren Sternen von acht bis dreißig Sonnenmassen, sowie das Heliumschalenbrennen in leichten Sternen von ein bis drei Sonnenmassen. Massereiche Sterne haben vergleichsweise hohe Zentraltemperaturen, so dass die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion ablaufen kann, die für die Dauer des He-Brennens eine relativ geringe Neutronendichte von ca. 10^6 cm^{-3} liefert. Mit den noch höheren Temperaturen beim C-Brennen steigt auch die Rate der (α, n) -Reaktionen an, so dass kurzzeitig maximale Neutronendichten von 10^{12} cm^{-3} erreicht werden. Allerdings reicht der integrale Fluss, den diese Sterne produzieren, lediglich aus, um den Synthesepfad bis zur ersten magischen Neutronenzahl bei $N = 50$

voranzutreiben. Mit dieser sogenannten schwachen Komponente lassen sich die s-Häufigkeiten im Massenbereich von Eisen bis Yttrium beschreiben.

Die Hauptkomponente der s-Häufigkeiten, die im Wesentlichen den Bereich zwischen Zr und Bi betrifft, erfordert einen deutlich höheren integralen Fluss. Von astronomischen Beobachtungen weiß man, dass Rote Riesen von wenigen Sonnenmassen in ihren Atmosphären entsprechende Anreicherungen schwerer Elemente zeigen. Das Fehlen nennenswerter Magnesiumanteile belegt jedoch, dass in diesem Fall die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion allenfalls eine untergeordnete Rolle spielt, was wegen der niedrigeren Temperaturen in diesen Sternen auch plausibel erscheint. Hier wird deshalb die Neutronenproduktion durch die $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ -Reaktion dominiert. Insgesamt ist der s-Prozess in diesen Sternen erheblich komplizierter als in massiven Roten Riesen [3,4].

Die aus dem schwachen integralen Fluss resultierende Besonderheit des s-Prozesses in massereichen Sternen besteht darin, dass der Neutroneneinfangquerschnitt einzelner Isotope in der Nähe der Eisensaat erhebliche Auswirkungen auf die gesamte Häufigkeitsverteilung hat [5]. Dies ist in Abb. 3 am Beispiel der Querschnitte von ^{63}Cu und ^{65}Cu gezeigt, die kürzlich am 3.7-MV-Beschleuniger des Instituts für Kernphysik mit zwei- bis dreifach verbesserter Genauigkeit vermessen wurden. In beiden Fällen stellte sich heraus, dass diese Querschnitte in früheren Messungen um 30 bis 40 % überschätzt wurden. Dieses Beispiel illustriert

die Bedeutung zuverlässiger Laborexperimente für die quantitative Beschreibung der Elementproduktion im s-Prozess.

Aufgrund dieser Ergebnisse wurde am IK eine Serie von Querschnittsmessungen an insgesamt 10 Isotopen zwischen Fe und Rb durchgeführt, für die zum Teil mit der hochempfindlichen Beschleuniger-Massenspektrometrie eine für dieses Gebiet neue Technik eingesetzt wurde [6]. Das Ziel dieser Untersuchungen ist es, die kernphysikalischen Grundlagen zur Berechnung der s-Prozess-Häufigkeiten so weit zu verbessern, dass der Vergleich mit den beobachteten Häufigkeiten in Roten Riesen für Rückschlüsse auf die kritischen Aspekte von Sternmodellen ermöglicht. Solche Tests sind be-

sonders wichtig, da die theoretische Behandlung wegen der Komplexität der Sternmodelle auf grobe Näherungen angewiesen ist. Vor allem die Erfassung der Durchmischungsvorgänge und die Beschreibung der Konvektion und der Sternwinde, für die es derzeit nur schematische Ansätze gibt, bereiten enorme Schwierigkeiten.

In diesem Zusammenhang sind die in Meteoriten gefundenen stellaren Staubkörner von zunehmendem Interesse. Die verbesserte Empfindlichkeit der Analysemethoden ermöglicht inzwischen auch Untersuchungen im Massenbereich des s-Prozesses, wie das Beispiel der Kryptonisotope in Abb. 1 zeigt. Die gemessenen Häufigkeiten in den präsolaren SiC-Körnern werden durch das Sternmo-

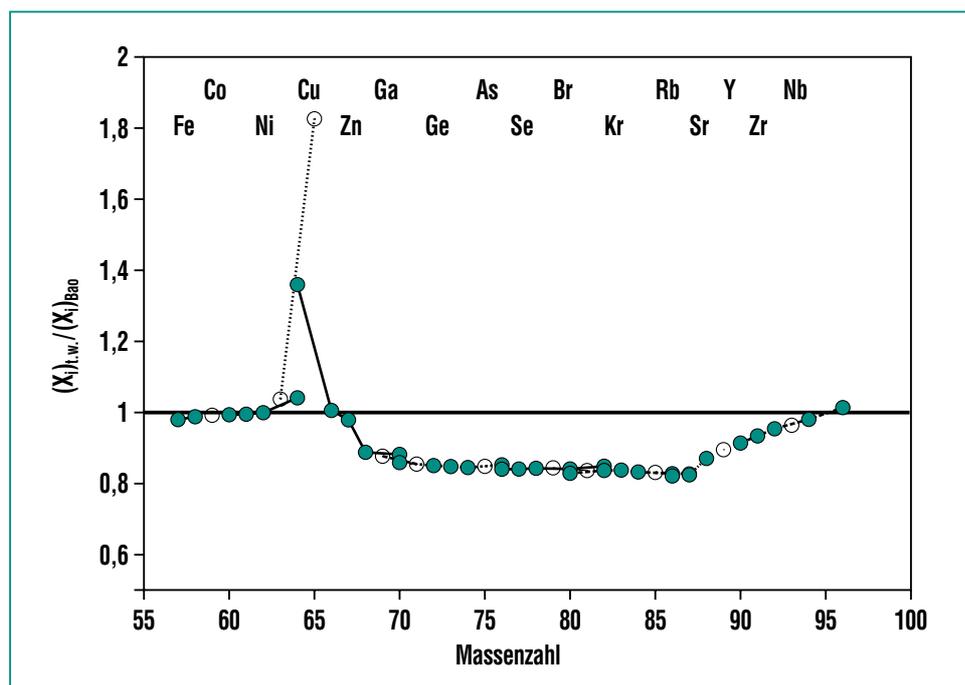


Abb. 3: Das Verhältnis der s-Häufigkeiten im Massenbereich $60 < A < 100$ auf der Grundlage früherer Querschnitte für Neutroneneinfang [7] und nach Einsetzen der neuen Daten für ^{63}Cu und ^{65}Cu . Der starke Einfluss einzelner Querschnitte auf die gesamte Verteilung erfordert eine konsequente Verbesserung der Kenntnisse der stellaren Querschnitte für Neutroneneinfang.

dell sehr gut beschrieben. Die einzige Ausnahme bildet ^{86}Kr , dessen Bildung wegen der Verzweigung des Reaktionspfads beim ^{85}Kr stark von den jeweiligen Neutronenflüssen abhängt. Unter der Annahme, dass die untersuchten Körner von verschiedenen Quellen stammen, bedeutet die Streuung der Messwerte offensichtlich, dass der Neutronenfluss – wie eingangs skizziert – tatsächlich je nach s-Prozess-Szenarium variiert. Entsprechend ist die Streuung der Werte für ^{86}Kr für die Eingrenzung der dabei auftretenden Neutronenflüsse besonders aufschlussreich.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Verständnis der Nukleosynthese in Roten Riesen hat durch das Zusammenspiel von astronomischer Beobachtung, Laborexperimenten und der Entwicklung detaillierter Sternmodelle deutliche Fortschritte gemacht. Es bleibt aber in allen Bereichen noch eine Reihe von wichtigen Fragen offen. Dies gilt ganz besonders für die Neutroneneinfang-Querschnitte, denen bei der Interpretation der Beobachtungen und für die quantitative Formulierung expliziter

Sternmodelle eine Schlüsselrolle zukommt.

Im Zusammenhang gesehen bedeutet die Möglichkeit einer zuverlässigen Behandlung der Nukleosynthese im s-Prozess die Möglichkeit zum Test und zur Verbesserung der Sternmodelle, und damit einen verbesserten Zugang zur Beschreibung der chemischen Entwicklung von Galaxien und der zeitlichen Entwicklung des Universums.

Literatur

- [1] P. Merrill,
Science 115, 484
(1952)
- [2] E. Burbidge, G. Burbidge,
W. Fowler, F. Hoyle,
Rev. Mod. Phys. 29, 547
(1957)
- [3] G. Wallerstein, I. Iben Jr.,
P. Parker, A. Boesgaard, G. Hale,
A. Champagne, C. Barnes,
F. Käppeler, V. Smith, R. Hoffman,
F. Timmes, C. Sneden, R. Boyd,
B. Meyer, D. Lambert,
Rev. Mod. Phys. 69, 995 (1997)
- [4] F. Käppeler,
*Progress in Particle and Nuclear
Physics* 43, 419 (1999)
- [5] T. Rauscher, A. Heger, R.D. Hoffman,
S.E. Woosley,
Ap. J., 576 (2002)
- [6] H. Nassar et al.,
Phys. Rev. Lett. 94, 092504 (2005)
- [7] Z.Y. Bao, H. Beer, F. Käppeler,
F. Voss, K. Wisshak, T. Rauscher,
Atomic Data Nucl. Data Tables 76, 70
(2000)

Das KASCADE-Grande-Experiment

H. Ulrich, A. Haungs, J. Wochele, IK;
J. R. Hörandel, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Einleitung

Der Fluss der kosmischen Strahlung nimmt mit zunehmender Energie der Teilchen sehr stark ab und folgt in guter Näherung einem Potenzgesetz (Abb. 1). Oberhalb einer Energie von 10^6 GeV ändert sich plötzlich der gleichmäßige Abfall dieses Spektrums, es wird steiler. Diese Änderung wird als das „Knie“ der kosmischen Strahlung bezeichnet. Obwohl es seit fast 50 Jahren bekannt ist, ist sein Ursprung noch immer ungeklärt.

Vorherrschende theoretische Modelle sehen das Knie als energetische Obergrenze der Teilchenbeschleunigung in Supernova-Schockfronten. Alternativ ist aber auch eine Änderung des Transportmechanismus von den Quellen bis zum Nachweis denkbar. Hierbei entspricht der Kniebereich einer notwendigen Minimalenergie, ab der die Teilchen nicht mehr in der Galaxis gehalten werden können und beginnen, aus der Milchstraße zu entweichen. Da der betrachtete Energiebereich Energien entspricht, die oberhalb bestehender Beschleunigerexperimente liegen, wird auch eine Änderung der Wechselwirkungen zur Erklärung des Knies vorgeschlagen. Beim Teilchennachweis durch Luftschauerermessungen (siehe unten) treten neue Prozesse auf, durch die Energie „ungesehen“ verloren geht. Die Teilchen würden zu niederenergetisch rekonstruiert, und ein Abknicken im Energiespektrum vorgetäuscht.

Alle Modelle sagen eine Variation der Massenzusammensetzung der kosmischen Strahlung voraus. Unterhalb des Knies dominieren leichte Elemente die Zusammensetzung.

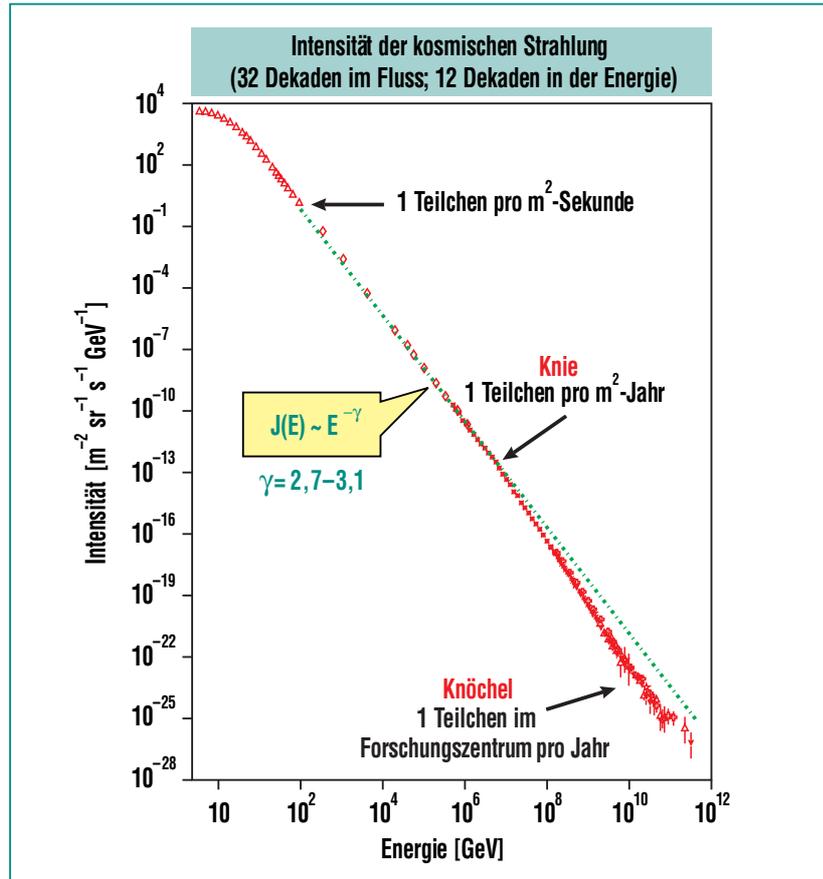


Abb. 1: Energiespektrum der kosmischen Strahlung oberhalb 100 MeV. Die Daten stammen von verschiedenen Experimenten. Zahlen an der Kurve geben integrale Teilchenflüsse oberhalb der markierten Energie an (nach S. Swordy, Univ. Chicago).

Über den Kniebereich erwartet man jetzt einen Wechsel hin zu einer schwereren Zusammensetzung. Ferner könnten aus der Form der Energiespektren einzelner Elementgruppen weitere Rückschlüsse zur Unterscheidung zwischen den Modellen gewonnen werden.

Ausgedehnte Luftschauer

Für Energien oberhalb 10^5 GeV ist die Intensität der kosmischen Strahlung soweit abgefallen, dass eine direkte Messung durch Bal-

lone oder Satelliten nicht mehr praktikabel ist. Als einzige Möglichkeit verbleibt der indirekte Nachweis mittels des Phänomens der „ausgedehnten Luftschauer“.

Tritt ein Teilchen der kosmischen Strahlung in die Erdatmosphäre ein, stößt es in einer Höhe von 10 bis 30 km mit dem Kern eines Luftmoleküls zusammen. Bei diesem Zusammenstoß wird der Kern zertrümmert, und eine Vielzahl an neuen Teilchen entsteht. Erhalten die entstehenden Reaktionsprodukte (hauptsächlich Pionen) genügend Energie, erzeugen sie ihrer-

seits bei Stößen mit Kernen der Luft weitere Sekundärteilchen. Durch ständige Wiederholung dieses Prozesses bildet sich in einer Art Kettenreaktion eine Teilchenlawine, die sich durch die Atmosphäre zum Erdboden hin bewegt. Es hat sich ein „Luftschauer“ gebildet. Erst wenn die mittlere Energie der entstandenen Teilchen einen kritischen Wert unterschreitet, überwiegt Absorption in der Atmosphäre gegenüber der Teilchenproduktion, und die Teilchenzahl im Schauer beginnt abzunehmen. Aufgrund ihres Transversalimpulses bei der Entstehung und vielfacher Streuprozesse beim Weg durch die Atmosphäre entfernen sich die Schauerteilchen immer mehr von der Schauerachse (die gedachte Flugbahn des ursprünglichen Primärteilchens), wodurch der Luftschauer an Ausdehnung gewinnt. Es bildet sich eine leicht gekrümmte Teilchenscheibe von

wenigen Metern Dicke, aber einer seitlichen Ausdehnung von bis zu mehreren Hundert Metern aus. Erreicht der Schauer den Erdboden, kann er je nach Energie des Primärteilchens aus mehreren Millionen niederenergetischer Sekundärteilchen bestehen und eine Fläche von mehreren Hundert Quadratmetern abdecken. Eine stichprobenartige Messung der Teilchendichten ermöglicht es dann, sowohl die Gesamtzahl der Teilchen innerhalb der Schauerfront, als auch deren Ausdehnung und Form zu bestimmen (Abb. 2).

Etwa 85 % der am Boden ankommenden Teilchen sind Elektronen und Positronen, knapp 10 % Myonen. Den kleinsten Anteil (ca. 2 %) machen hochenergetische Hadronen aus. Neben der Gesamtteilchenzahl ist das Verhältnis von Elektronen zu Myonen von besonderem Interesse, da es sensitiv auf

die Masse des eigentlichen Primärteilchens ist. Die Myonenzahl alleine dient hingegen als guter „Schätzer“ für die ursprüngliche Primärenergie.

Das KASCADE-Experiment

Der Aufbau des KASCADE-Experiments wurde in früheren Ausgaben der Nachrichten beschrieben, so dass hier nur eine kurze Übersicht folgt.

Die Vermessung der Luftschauerfront erfolgt durch das 200 x 200 m² große Detektorfeld. Es besteht aus 252 Stationen mit einem Abstand von 13 m zueinander mit Szintillationsdetektoren für den Nachweis von Elektronen und Myonen. Im Zentrum des Feldes befindet sich der Zentraldetektor. Herzstück ist das 20 x 16 m² große Eisen-Sampling-Kalorimeter. Unterhalb des Kalorimeters sind zwei Ebenen aus Vieldraht-Proportionalkammern und eine Lage aus Streamertube-Detektoren installiert. Dieses System ist zur Vermessung von Hadronen und Myonen im Zentrum eines Luftschauers gedacht. Nördlich des Zentraldetektors werden im 50 m langen Myonspurdetektor die Flugbahnen einzelner Myonen in drei horizontalen und einer vertikalen Ebene aus Streamertube-Detektoren vermessen.

Weltweit verfügen nur sehr wenige Experimente über solch komplexe Detektoranordnungen. KASCADE konnte dadurch als erstes Experiment das Knie in allen drei Schauerkomponenten (Elektronen, Myonen, Hadronen) nachweisen. Im Folgenden werden exemplarisch Ergebnisse des Kalorimeters und des Detektorfeldes vorgestellt.

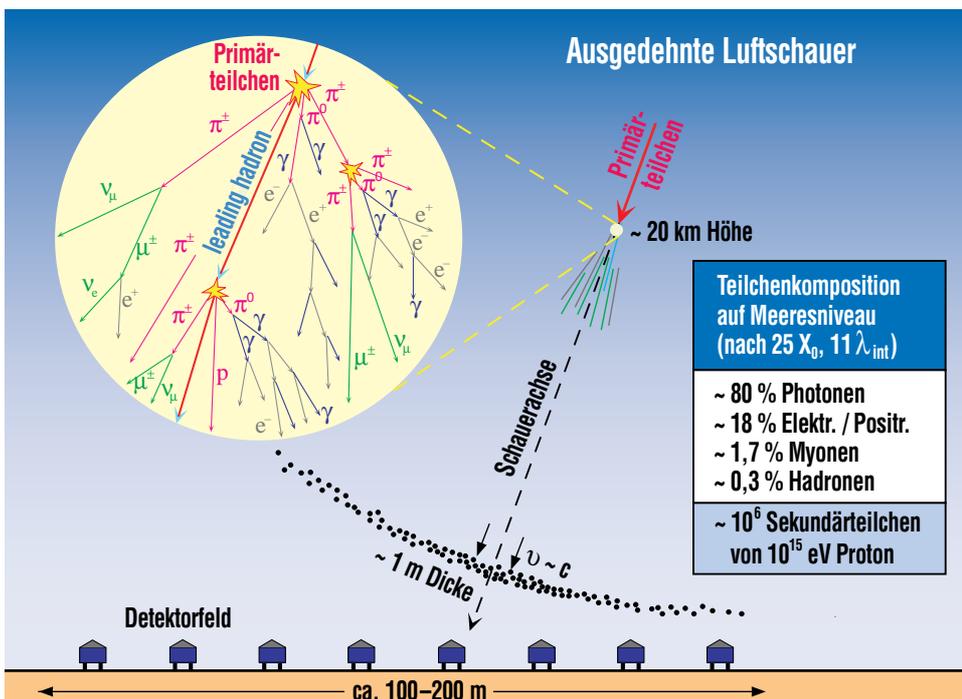


Abb. 2: Schematische Ansicht eines Luftschauers und seiner Messung.

Ergebnisse des KASCADE-Kalorimeters

Das KASCADE-Kalorimeter kann Energie, Einfallsrichtung und Auftreffort einzelner Hadronen in Luftschauern messen. Dies erlaubt genaue Studien der hadronischen Schauerkomponente, sowie Untersuchungen von Korrelationen mit den elektromagnetischen und myonischen Schauerkomponenten. Solche Korrelationen werden benutzt, um Modelle zur Beschreibung hadronischer Wechselwirkungen in der Atmosphäre zu verifizieren.

Für die Untersuchung der Wechselwirkungsmodelle werden aus detaillierten Simulationsrechnungen vorhergesagte Korrelationen verschiedener Beobachtungsgrößen mit Messdaten verglichen. Hierbei haben sich teilweise Abweichungen zwischen Vorhersage und Messung ergeben. Bestimmte Modelle konnten hierdurch falsifiziert werden. Die Analysen erlauben auch eine quantitative Beurteilung der Qualität der Beschreibung von Wechselwirkungen in den Modellen. Abweichungen zwischen Messungen und Modellvorhersagen liegen im Bereich von 10 bis 15%.

Durch Korrelation von verschiedenen hadronischen Observablen (wie Hadronzahl oder Hadronenergie) mit der gemessenen Myonenzahl konnte die mittlere Masse der kosmischen Strahlung als Funktion der Energie im Bereich 10^6 bis 10^7 GeV abgeleitet werden. Hierbei zeigt sich, dass die mittlere Masse im Bereich des Knies im Gesamtspektrum mit der Energie ansteigt. Wie erwähnt, ist dies eine wesentliche Information zum Verständnis des Kniesprungs.

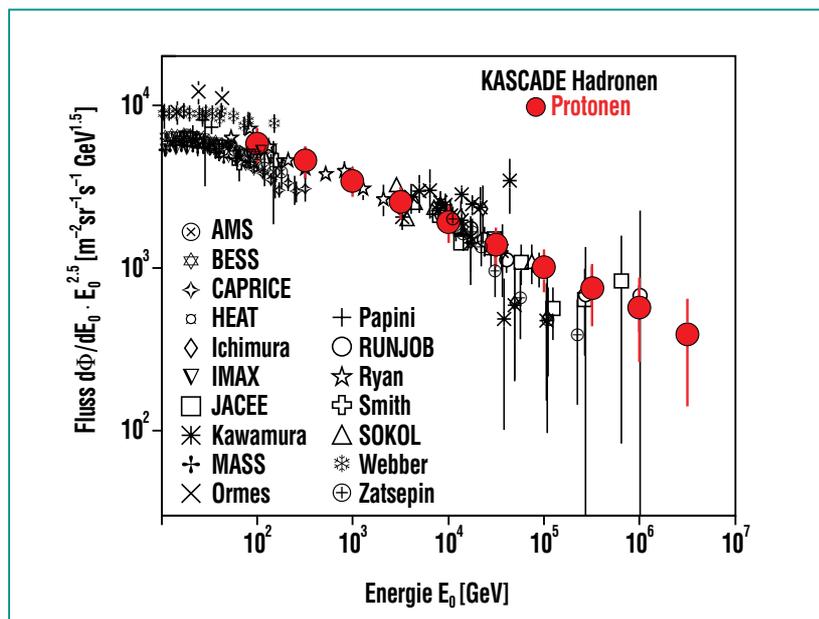


Abb. 3: Fluss von Protonen in der kosmischen Strahlung als Funktion der Energie. Die KASCADE Daten (rot) werden mit Ergebnissen direkter Messungen oberhalb der Atmosphäre (schwarz) verglichen.

Die gemessene Rate von einzelnen Hadronen am Erdboden ist eng mit dem Fluss primärer Protonen oberhalb der Atmosphäre korreliert. Aus den Messungen wurde das Spektrum primärer Protonen im Energiebereich 100 bis 10^6 GeV bestimmt. Ergebnisse sind in Abb. 3 dargestellt. Die gefundene Intensität stimmt gut mit direkten Messungen von Ballon- und Satellitenexperimenten oberhalb der Atmosphäre überein. Die Messwerte lassen sich über 4 Dekaden in der Energie durch ein einzelnes Potenzgesetz beschreiben.

Ergebnisse des KASCADE-Detektorfelds

Hauptmessgrößen des KASCADE-Detektorfelds sind Ankunftsrichtung des Primärteilchens sowie Anzahl der Elektronen und Myonen im Schauer. Observable wie Ener-

gie und Masse des Primärteilchens müssen aus Vergleichen mit Luftschauersimulationen bestimmt werden. Ergebnisse solcher Analysen hängen allerdings teilweise in hohem Maße von den Eigenschaften der Simulationsrechnungen ab (siehe Beitrag von R. Engel et al.).

Die Suche nach Anisotropien bzw. bevorzugten Ankunftsrichtungen ist von Simulationsrechnungen praktisch unabhängig. Aufgrund der Magnetfelder innerhalb der Milchstraße werden die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung vielfach abgelenkt und verlieren jede Information über ihre Herkunft. Abweichungen von einer erwarteten Gleichverteilung der Ankunftsrichtungen wären ein Indiz für sehr nah gelegene Beschleuniger, oder würden unter der Annahme von neutralen Primär-

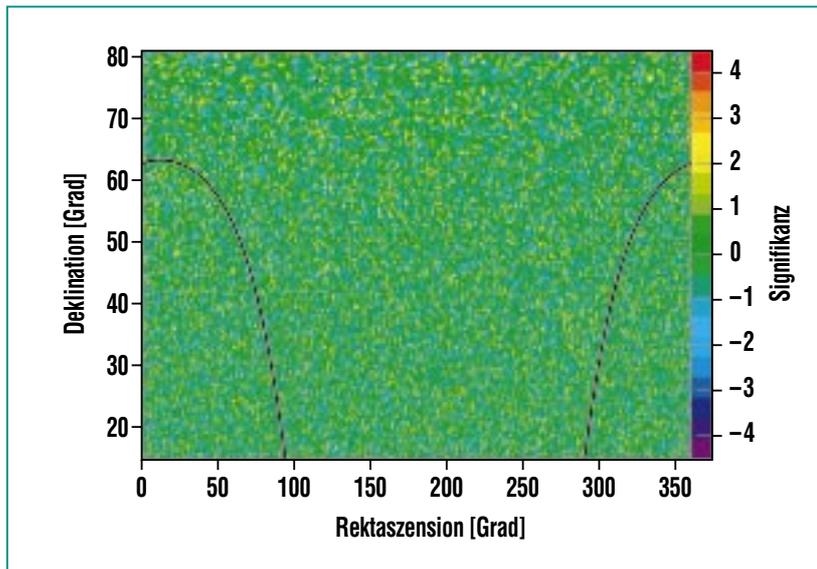


Abb. 4: Verteilung der Signifikanzen für die Abweichung der gemessenen Luftschauerhäufigkeit von der Erwartung einer Gleichverteilung der Ankunftsrichtungen. Die Linie stellt den Verlauf der galaktischen Ebene dar.

teilchen (z. B. hochenergetische Gammaquanten) direkt auf die Quellen zeigen. Abb. 4 zeigt die Ergebnisse einer solchen Himmelsdurchmusterung. Abweichungen zwischen gemessener und erwarteter Schauerzahl sind farblich kodiert dargestellt. Zahl und Größe auftretender Abweichungen befinden sich im Einklang mit statistischen Fluktuationen, sodass im Rahmen der experimentellen Genauigkeit die erwartete Gleichverteilung der Ankunftsrichtungen bestätigt wird.

Hauptfragestellung von KASCADE ist die Bestimmung von Energiespektren einzelner Massengruppen. Hierzu wird unter Einsatz von Entfaltungsmethoden die Häufigkeit gemessener Schauer mit bestimmten Werten von Elektronen- und Myonenzahl in die Häufigkeit von primären Teilchen einer bestimmten Energie und Masse übersetzt. Dabei werden sowohl Kor-

relationen zwischen den Messgrößen als auch Fluktuationen in der Schauerentwicklung berücksich-

tigt. Die benötigten Zusammenhänge zwischen Energie und Masse sowie Elektronen- und Myonenzahl werden durch Simulationsrechnungen bestimmt, wodurch das Ergebnis von den verwendeten Modellen abhängig wird. Abb. 5 zeigt die rekonstruierten Energiespektren für Protonen, Heliumkerne und alle Kerne schwerer als Helium sowie das resultierende Gesamtspektrum. Die Rechnungen verwendeten dabei das Modell QGSJet. Zur Verdeutlichung auftretender Strukturen ist die Ordinate mit dem Faktor $E^{2.5}$ skaliert. Die Spektren der Protonen und Heliumkerne zeigen eine deutliche Kniestruktur, wobei für Helium die Knieposition zu höherer Energie hin verschoben ist. Diese Knie in den Spektren der leichten Elemente sind damit für das Auftreten des Knies im Gesamtspektrum verantwortlich. Gleichzeitig stimmen die

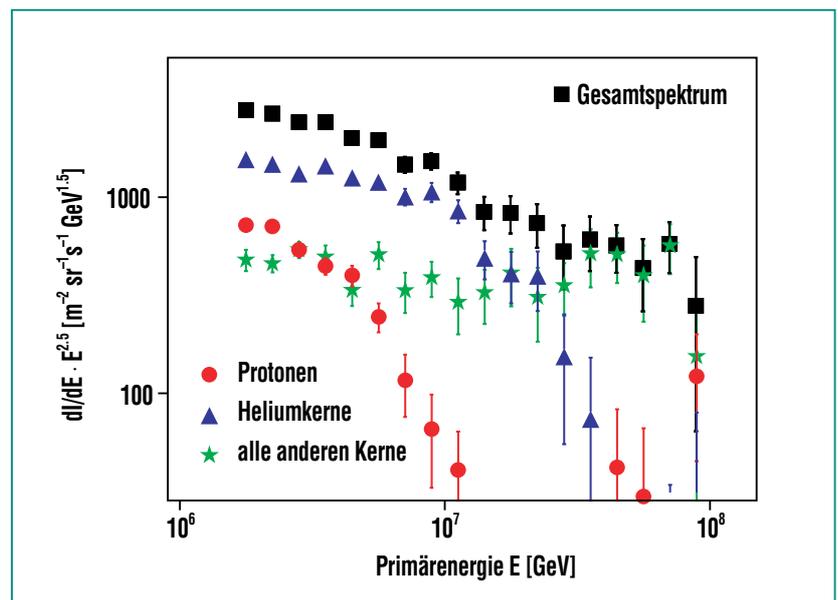


Abb. 5: Mit KASCADE gemessene Energiespektren für Protonen, Heliumkerne und Kerne schwerer als Helium, sowie das resultierende Energiespektrum aller Teilchen der kosmischen Strahlung. Zur Verdeutlichung von Strukturen sind die Flusswerte mit $E^{2.5}$ skaliert.

Intensitäten der einzelnen Massen-
gruppen gut mit Extrapolationen di-
rekter Messungen bei niedrigeren
Energien überein. Es bleibt aber zu
betonen, dass die in Simulationen
verwendeten Wechselwirkungs-
modelle nicht den gesamten Da-
tenbereich konsistent beschreiben
können.

Die „Grande“- Erweiterung

Aus den Ergebnissen des origina-
len KASCADE-Experiments erge-
ben sich weitere astrophysikali-
sche Fragestellungen bezüglich
des Spektrums der kosmischen
Strahlung. Folgt man der Abhän-
gigkeit der Knieposition für die ver-
schiedenen Massengruppen, lä-
ge ein zu erwartendes Eisenknie
bei ca. 10^8 GeV. Darüber hinaus
prognostizieren astrophysikalische

Modelle für Energien oberhalb die-
ses Eisenknies den Übergang von
kosmischer Strahlung galaktischen
Ursprungs zu einer extragalakti-
schen Strahlung. Dieser Übergang
würde ebenfalls zu einer Änderung
der Elementzusammensetzung
führen. Beide erwarteten Struktu-
ren konnten bisher nicht nachge-
wiesen werden.

Um diesen höheren Energiebe-
reich zugänglich zu machen, wur-
de das Experiment KASCADE im
37 neue Detektorstationen zu
KASCADE-Grande erweitert. Luft-
schauer höherer Primärenergie
sind in ihrer Ausdehnung größer, in
ihrer Häufigkeit aber seltener. Ein
Detektorfeld muss daher eine grö-
ßere Fläche abdecken, wodurch
eine Ausdehnung fast über das
gesamte Forschungszentrums-
gelände notwendig wird (Abb. 6).

Das „Grande“-Feld deckt nun
eine Fläche von $700 \times 700 \text{ m}^2$ ab.
Jede der neuen Stationen bein-
haltet 10 m^2 an Szintillationsde-
tektoren, die die geladenen Schau-
erteilchen messen. Grande besitzt
eine eigene Datenaufnahme, ist
aber so konzipiert, dass für jeden
Luftschauer alle Komponenten des
ursprünglichen KASCADE Experi-
ments ausgelesen werden.

Abb. 7 zeigt die gemessenen Teil-
chendichten eines einzelnen Schau-
ers. Durch die Kombination der
Dichtemessungen der Grande-De-
tektoren mit denen des KASCA-
DE-Feldes wird die Rekonstruktion
von Luftschauern bis zu Primär-
energien von 10^9 GeV in ähnlicher
Qualität wie bei KASCADE möglich.
Mit der zusätzlichen Information
aller KASCADE-Komponenten kön-
nen die in den Analysen benutzten



Abb. 6: Das Detektorfeld von KASCADE-Grande im Forschungszentrum Karlsruhe mit Blick in eine der 37 Stationen. KASCADE-Grande besteht aus dem ursprünglichen KASCADE-Experiment, den über das Zentrumsgelände verteilten Grande-Stationen, einer Datenaufnahmestation (DAQ) und einem schnellen Triggerarray (Piccolo).

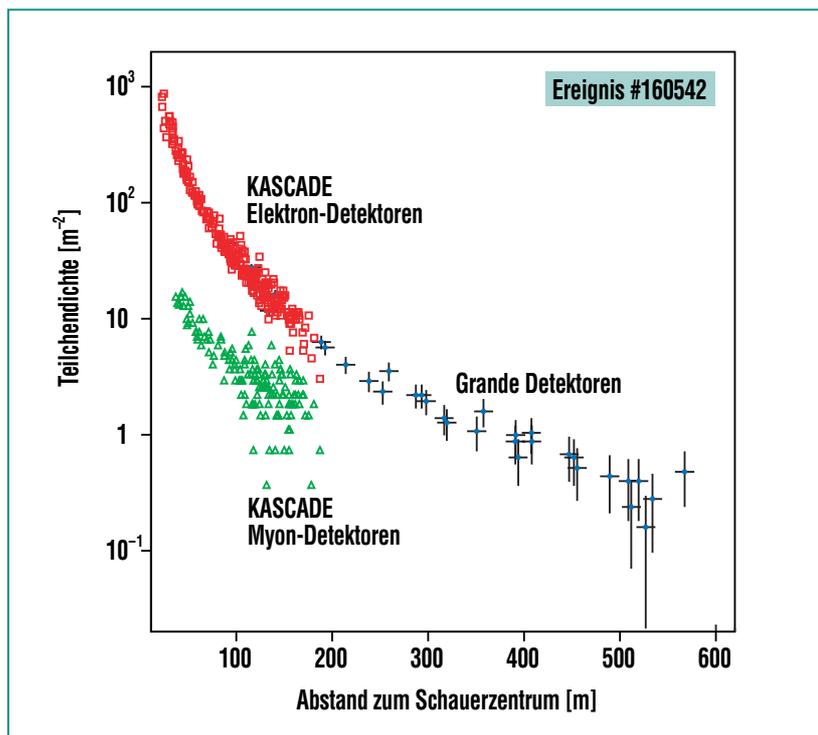


Abb. 7: Mit den verschiedenen Detektorkomponenten des KASCADE-Grande-Experiments gemessene Teilchendichten eines einzelnen Schauers in Abhängigkeit vom Abstand zum Schauerzentrum.

Wechselwirkungsmodelle nun bei höheren Energien und größeren Abständen zum Schauerzentrum getestet werden. Im nächsten Schritt

wird sich eine Entfaltungsanalyse (analog zu der des KASCADE-Feldes) für den erweiterten Energiebereich anschließen.

Ausblick

KASCADE-Grande wird voraussichtlich bis Ende 2008 weiter messen. Dies bedeutet über zwölf Jahre Messzeit für die KASCADE-Detektoren und fünf Jahre Messzeit für die Grande-Erweiterung. Bis dahin wird für die höchsten Energien genügend Statistik gesammelt sein, um detaillierte Analysen durchzuführen zu können. Damit werden wir zur Lösung der wichtigsten astrophysikalischen Fragestellung nach dem Ursprung der kosmischen Strahlung einen wichtigen Beitrag leisten.

Danksagung

KASCADE-Grande ist ein deutsch-italienisch-rumänisch-polnisches Experiment an dem acht Institute beteiligt sind. Die Autoren danken allen Beteiligten im wissenschaftlichen und technischen Bereich für ihre unermüdliche Mitarbeit am Experiment. Ohne dieses Engagement wären die hier gezeigten Ergebnisse nicht möglich gewesen.

Literatur

Weitere Informationen und wiss. Veröffentlichungen finden Sie unter: <http://www-ik.fzk.de/KASCADE-Grande/>

LOPES – Hellstes Leuchten aus dunklen Quellen: Kosmische Radioblitze in der Atmosphäre

T. Huege, A. Haungs, IK; O. Krömer, IPE

Einleitung

Luftschauer hochenergetischer kosmischer Strahlung werden heute überwiegend mit zwei etablierten Beobachtungstechniken gemessen. Zum einen werden Teilchen, die als Fragmente des Schauers den Boden erreichen in Arrays von Partikeldetektoren registriert, z. B. im KASCADE-Grande-Experiment auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe. Zum anderen regt ein Teilchenschauer beim Durchtritt durch die Atmosphäre Stickstoffmoleküle zum Leuchten im Ultraviolettbereich an. Diese „Fluoreszenz“ kann unter guten Beobachtungsbedingungen mit optischen Teleskopen gemessen werden.

Die beiden Beobachtungstechniken liefern sehr unterschiedliche, geradezu komplementäre Informationen über die Teilchenschauer. Eine Kombination beider Techniken zu „hybriden“ Messungen einzelner Schauer, wie z. B. im Pierre-Auger-Observatorium in Argentinien, stellt daher ein wesentlich mächtigeres Werkzeug dar als jede der Techniken für sich.

Schon vor über 40 Jahren war bekannt, dass Luftschauer auch mittels einer dritten Technik beobachtet werden können. Die Schauer emittieren Radiostrahlung im Frequenzbereich unter ~ 100 MHz, welche sich mit Radioantennen messen lässt. Die Signale sind stark, aber jeweils nur von wenigen Nanosekunden Dauer – eine zu große Herausforderung für die Analogtechnik der 1960er Jahre.

Mit der Verfügbarkeit leistungsfähiger Digitaltechnik rückte die Radiodetektion von Luftschauern

vor wenigen Jahren jedoch erneut ins Blickfeld aktueller Forschung. Die Radiosignale liefern, ähnlich dem Fluoreszenzlicht, komplementäre Informationen zu den am Boden befindlichen Teilchendetektoren. Die Tatsache, dass mit Radiomessungen im Gegensatz zu Fluoreszenzmessungen jedoch 24 Stunden am Tag beobachtet werden kann, und dies selbst in schwierigen Beobachtungsumgebungen, prädestiniert die Radiotechnik geradezu für „hybride“ Messungen.

Das Potenzial der Radiotechnik war seit jeher groß, doch musste ihre praktische Anwendbarkeit zunächst nachgewiesen werden. Zu diesem Zweck wurde auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe das LOPES-Experiment (LOFAR Prototype Station, basierend auf Hardware des „Low Frequency Array“, einem in den Niederlanden im Aufbau befindlichen Radioastronomie-Experiment) in-

itiert. Diese experimentellen Aktivitäten werden zudem von theoretischen Untersuchungen der Herkunft der Radioemissionen begleitet.

Eigenschaften der Radioemissionen

Die vom LOPES-Experiment nachgewiesene Radiostrahlung entsteht nach aktuellem Stand der Forschung durch Ablenkung der im Luftschauer vorhandenen Elektronen und Positronen im Erdmagnetfeld als so genannte „Geosynchrotron-Strahlung“ [1]. Die abgestrahlten Signale sind aufgrund der hochrelativistischen Energien der Teilchen stark in Richtung der Teilchenflugbahnen fokussiert und in Pulsen von nur wenigen Nanosekunden Dauer konzentriert.

Abb. 1 illustriert die Eigenschaften eines simulierten Luftschauer-Radiopulses im für LOPES zugänglichen Energiebereich. Berechnun-

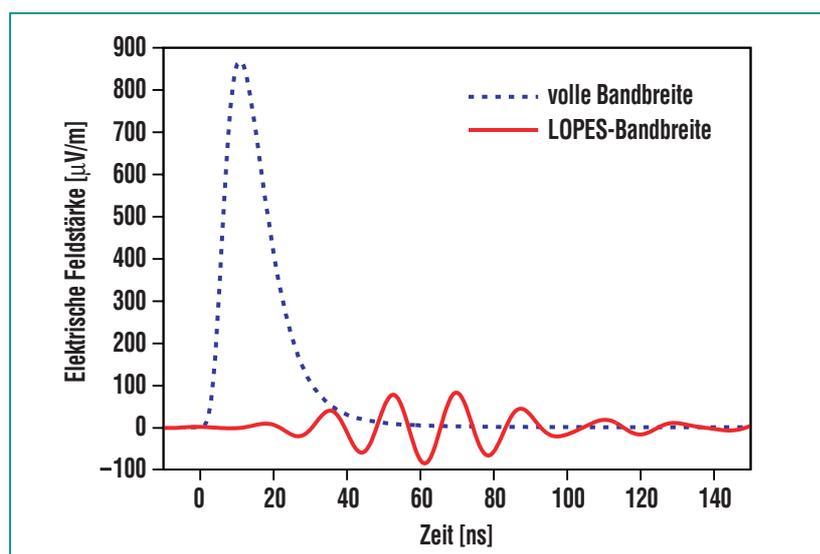


Abb. 1: Exemplarischer Radiopuls, simuliert im Modell der Geosynchrotron-Strahlung. Bei Beobachtung mit der Bandbreite von LOPES (40–80 MHz) werden die Pulse bipolar, verbreitert und gedämpft.

gen derartiger Pulse erfordern aufwändige Monte-Carlo-Simulationen, die insbesondere eine detaillierte Beschreibung der hochkomplexen Luftschauer benötigen [2, 3]. Bei Messung eines solchen Pulses mit der 40 bis 80 MHz Beobachtungsbandbreite des LOPES-Experiments wird der Puls in der Zeit verbreitert. Das Herausfiltern des Gleichstromanteils verwandelt den unipolaren Puls in ein bipolares Signal, das aufgrund der Unterdrückung eines großen Teils des Frequenzspektrums zudem deutlich gedämpft ist.

Diese Zusammenhänge illustrieren die in Abb. 2 gezeigten Frequenzspektren simulierter Radiopulse. Die extrem kurzen Pulse besitzen ein sehr breitbandiges Spektrum, das jedoch zu hohen Frequenzen steil abfällt. Beobachtungen sollten daher bevorzugt bei niedrigen Frequenzen stattfinden. Dort ist die Wellenlänge der Strahlung größer als die typische Ausdehnung des Luftschauers, und die Emissionen der einzelnen

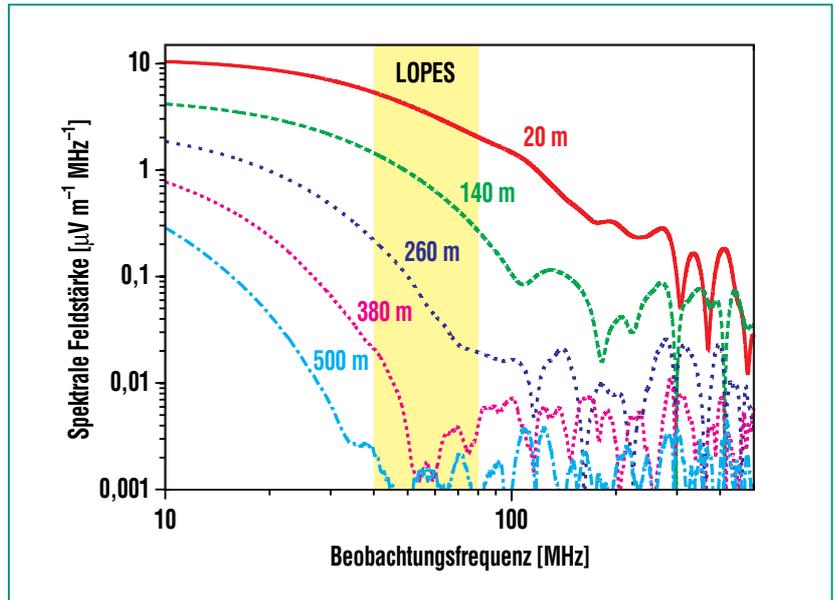


Abb. 2: Simulierte Frequenzspektren der Radiopulse aus einem vertikalen Luftschauer für Beobachter in verschiedenen Abständen von der Schauerachse. Aufgrund des steilen Verlaufs sollten Messungen bevorzugt bei niedrigen Frequenzen erfolgen.

Teilchen summieren sich kohärent auf. Die LOPES-Bandbreite von 40 bis 80 MHz stellt einen guten Kompromiss zwischen diesen prinzipiellen Signaleigenschaften und technischen Limitationen dar.

Das LOPES-Experiment

Das LOPES-Experiment bestand in seiner ersten Ausbaustufe, LOPES-10, aus zehn Radioantennen, ähnlich denen, die auch in gewöhnlichen Radioempfängern zum Einsatz kommen. Die Δ -förmigen Dipolantennen (sie befinden sich in zwei gegenüberliegenden Armen des pyramidenförmigen Aufbaus, s. Abb. 3) waren für alle Pyramiden in Ost-West Richtung ausgerichtet. Damit wurde nur die Ost-West-Polarisation des Radiosignals gemessen. Die Antennen sind im KASCADE-Grande-Detektorfeld installiert und nehmen in Koinzidenz mit den Teilchendetektorstationen Daten im Frequenzbereich von 40 bis 80 MHz auf. Sie speisen einen breitbandigen Empfänger, der eine Vielzahl unterschiedlicher Frequenzen gleichzeitig verarbeitet und die Signale in digitaler



Abb. 3: Drei LOPES-Radioantennen zwischen Teilchendetektoren von KASCADE-Grande auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe.

Form speichert. Bei jedem durch KASCADE-Grande registrierten hochenergetischen Ereignis werden 0,8 ms Radiodaten aufgezeichnet. Durch digitale Verarbeitung der Daten werden Störquellen herausgefiltert und das Antennenfeld mittels des sogenannten „Beamformings“ auf die mit KASCADE-Grande gemessene Ankunftsrichtung des Luftschauers fokussiert. Abb. 4 zeigt die in den einzelnen Antennen gemessenen Radiopulse eines Schauerereignisses, welche sich im Gegensatz zu Rauschteilen und Störsignalen nach dem „Beamforming“ kohärent überlagern.

Das Antennenfeld in Karlsruhe wurde mittlerweile von 10 auf 30 Antennen erweitert (Abb. 5), um zum einen mit größerer Statistik insbesondere bei höheren Energien das Radiosignal im Detail auch auf Einzelschauer- und Einzelantennenbasis zu studieren, und zum anderen auch die Möglichkeit zu haben, Polarisationsmessungen des Radiosignals durchzuführen. Diese sind durch einfaches Drehen einiger Antennen um 90° innerhalb der Pyramiden möglich. Bei LOPES-30 wird besonderer Wert auf eine absolute Kalibration der Antennen gelegt, um das gemessene Signal einer Feldstärke in der Atmosphäre zuordnen zu können, was unabdingbar ist für einen direkten Vergleich mit theoretischen Berechnungen des Emissionsmechanismus. Zusätzlich werden Umgebungsvariablen wie Temperatur, Druck, und elektrisches Feld der Atmosphäre aufgezeichnet, da diese einen Einfluss auf die Signalstärke haben können. Durch diese Maßnahmen wird LOPES-30 Schauerdaten im Radiofrequenzbereich mit sehr hoher Qualität liefern.

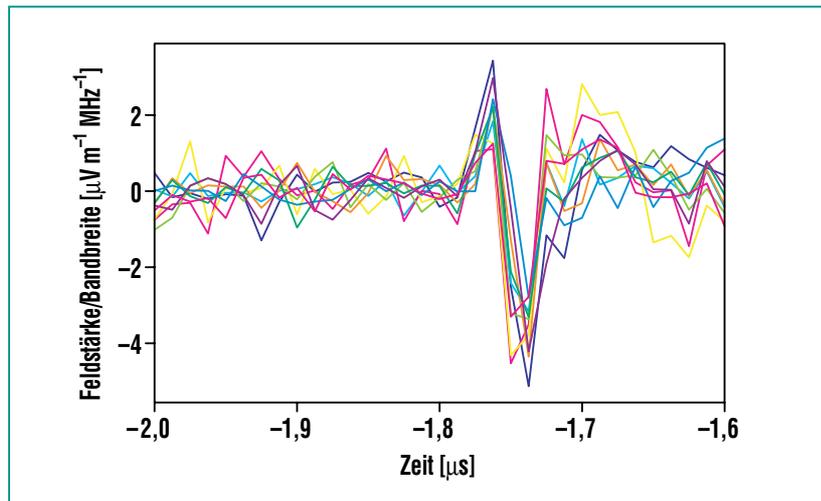


Abb. 4: Von 10 Antennen aufgenommenes Radiosignal eines einzelnen detektierten Luftschauers. Dargestellt ist die elektrische Feldstärke geteilt durch die Beobachtungsbandbreite von LOPES. Das kohärente Signal ist deutlich gegen den Untergrund abgegrenzt.

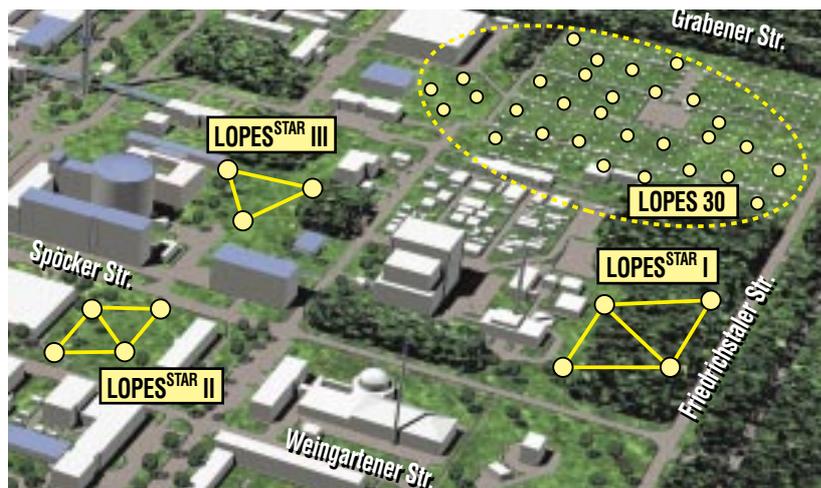


Abb. 5: Anordnung der LOPES-30-Antennen und LOPES^{STAR}-Empfängerstationen auf dem Gelände des Forschungszentrums.

Erste wissenschaftliche Erfolge

Mit LOPES wurden zum ersten Mal zweifelsfrei Radiosignale aus der Schauerentwicklung gemessen. Das große Interesse der Physiker-gemeinschaft an dieser wiederentdeckten Messtechnik hochenergetischer kosmischer Strahlung kommt darin zum Ausdruck, dass

das „Proof-of-Principle“ schon mit den ersten gemessenen Ereignissen 2005 in der Fachzeitschrift Nature veröffentlicht werden konnte [4]. Dass es sich bei den gemessenen Signalen tatsächlich um Emissionen aus der Schauerentwicklung in der Atmosphäre handelt, konnte durch ein unabhängiges Beamforming ohne Nutzung der KASCADE-Richtungsinforma-

tionen gezeigt werden, indem das Summensignal an jedem Punkt des Himmels gebildet und das Maximum gesucht wurde („Skymapping“, Abb. 6): Die gefundenen Radio-Hotspots am Himmel zeigen in dieselben Richtungen wie die von KASCADE-Grande rekonstruierten Schauerachsen.

Ein wichtiges Ergebnis der Analyse der mit LOPES-10 gemessenen, aus Luftschauern emittierten, Radioblitze ist die starke Korrelation der gemessenen Signalstärke mit der von KASCADE-Grande rekonstruierten Energie des kosmischen Teilchens (Abb. 7). Diese Korrelation lässt sich mit einem Potenzgesetz mit einem Index nahe 1 beschreiben, d. h. die emittierte Leistung wächst sogar quadratisch mit der primären Energie an [5, 6]. Diese Eigenschaft ist sehr vielversprechend für eine effiziente Anwendung der Messtechnik auf Schauer ultrahocher Energie. Weiterhin konnten mit den detektierten Ereignissen klare Korrelationen der Signalstärke mit

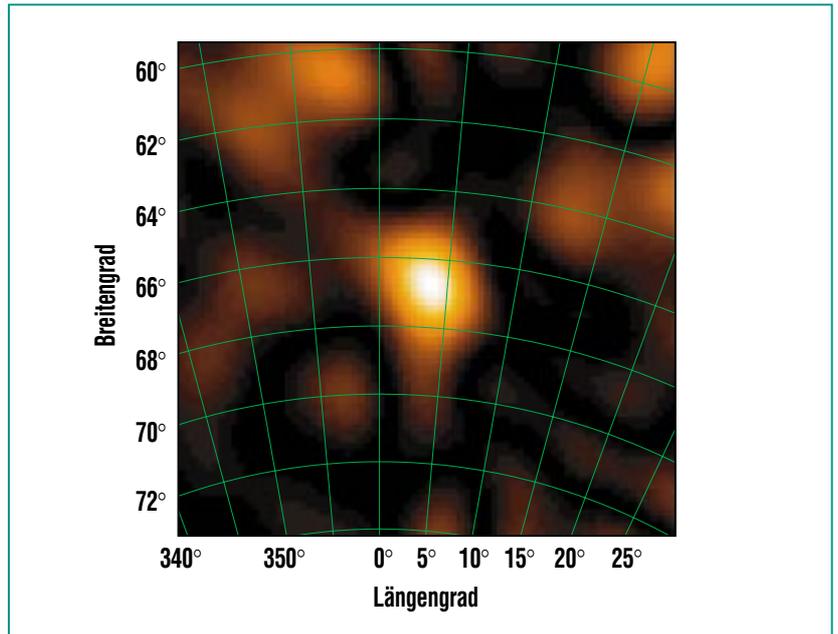


Abb. 6: Mit LOPES rekonstruierte Radiokarte für einen einzelnen Luftschauer. Die Position des Spots zeigt die Richtung des einfallenden Schauers, die Intensität korreliert mit der Energie des Primärteilchens.

dem Abstand der Antennen zur Schauerachse und mit der Einfallrichtung des Schauers gezeigt werden, wobei der Winkel zwischen

der Schauerachse und der Richtung des Erdmagnetfeldes die entscheidende Rolle spielt. Ein weiteres Resultat aus der Analyse der LOPES-10-Daten ist die Erkenntnis, dass während eines Gewitters verstärkte Radioemissionen gemessen werden. Dies kann auf das starke elektrische Feld in der Atmosphäre während solcher extremer Wetterbedingungen zurückgeführt werden [7].

Diese ersten experimentellen Resultate sind im guten Einklang mit dem theoretischen Bild des Geosynchrotron-Effektes. Mit den aus KASCADE-Grande bekannten Schauerobservablen ist es möglich, die Radioemission in Schauern zu kalibrieren und damit den Weg für eine großflächige Anwendung dieser neuen Messtechnik für höchstenergetische Teilchen vorzubereiten.

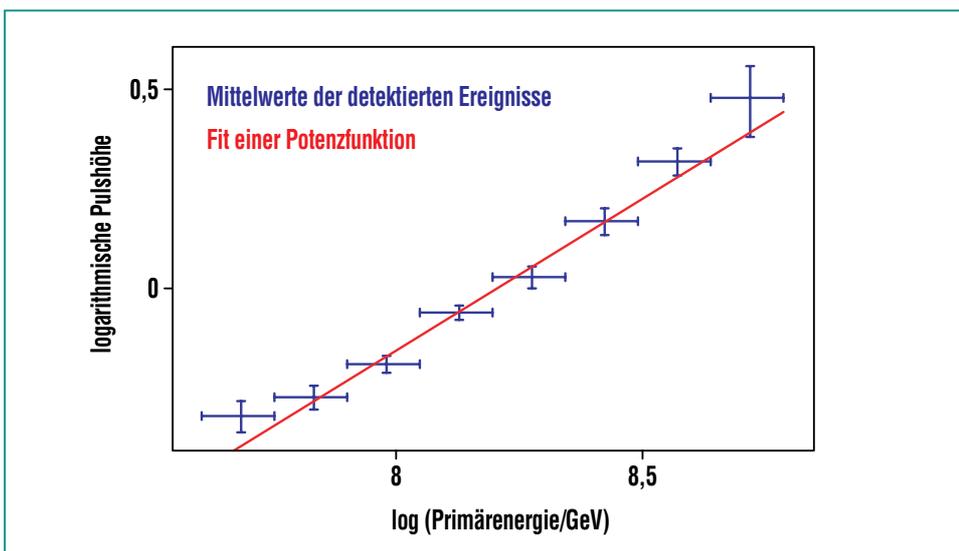


Abb. 7: Mittlere, mit LOPES gemessene Radio-Pulsstärke der detektierten Ereignisse, aufgetragen über der von KASCADE-Grande rekonstruierten Energie der kosmischen Strahlung. Deutlich ist die starke Korrelation zu erkennen.

LOPES^{STAR}

Eine solche großskalige Anwendung der Radiotechnik bei ultrahohen Energien, z. B. im Pierre-Auger-Observatorium, erfordert jedoch ein geändertes Detektor-konzept. Im Hinblick auf diese geänderten Anforderungen wird LOPES^{STAR} entwickelt [8]. LOPES^{STAR} arbeitet ebenfalls im Frequenzbereich von 40 MHz bis 80 MHz und entstand aus der konsequenten Weiterentwicklung der LOPES-Technik. Insbesondere verfügt es über einen Selbsttrigger, mit dem kosmische Schauer allein durch ihre Radioemission, d. h. ohne zusätzliche externe Triggersignale detektiert werden sollen (LOPES^{STAR} = Self Triggered Array of Radiodetectors).

Eine Schlüsselkomponente von LOPES^{STAR} ist die verwendete Antenne. Ihre Eigenschaften sollten möglichst unbeeinflusst durch Wechselwirkungen mit der Umgebung konstant bleiben, so dass die Antenne auch im Feld ihre im Labor vermessenen Eckdaten beibehält. Der Frequenzumfang des Empfängers von einer Oktave erfordert zusätzlich, dass die Antenne sehr gute Breitbandeigenschaften besitzt.

Logarithmisch-periodische Dipolantennen (LPDAs) erfüllen diese Anforderungen in idealer Weise. Sie können nahezu mit beliebiger Bandbreite realisiert werden und weisen innerhalb dieser weitgehend konstante elektrische Eigenschaften auf. Da LPDAs mit den für LOPES^{STAR} notwendigen Eckdaten kommerziell nicht verfügbar waren, wurden diese speziell im Rahmen von LOPES entwickelt. Die Richtcharakteristik der Antennen

zeigt eine breite Hauptkeule, die den vom Erdboden aus sichtbaren Halbraum fast vollständig belegt, so dass Radioemissionen kosmischer Schauer mit beliebiger Einfallsrichtung empfangen werden können. Die weitgehend nebenkeulenfreie Strahlungscharakteristik mit hoher Unterdrückung in horizontaler Richtung eliminiert einen Großteil der vom Menschen verursachten Störungen. Zur Untersuchung des Emissionsmechanismus mit Polarisationsmessungen wurden zwei identische LPDAs orthogonal zu einer kreuzpolarisierten Struktur zusammengefasst (Abb. 8).

Die Realisierung des gewünschten Selbsttriggers für Radiosignale von Luftschauern ist nicht trivial, denn außer dem Nutzsignal gelangen auch äußere Rausch- und Störsignale über die Antenne in den Empfänger. Diese können sowohl Falschtrigger auslösen als auch das Nutzsignal maskieren, so dass die Radioemission eines Schauers nicht erkannt wird. Eine spezielle Signalverarbeitung des

LOPES^{STAR}-Selbsttriggers nutzt gezielt die unterschiedlichen Signaleigenschaften von Radiopulsen und Störungen, um diese zu unterscheiden und den Signal/Störabstand zu erhöhen. Erreicht wird dies durch eine Demodulation der Hochfrequenzsignale zur Bildung der Einhüllenden und anschließende Hochpassfilterung. Das Hochpassfilter unterdrückt langsame Änderungen der Hüllkurve und entfernt so viele industrielle Störungen sowie Rundfunksignale mit niederfrequenter Modulation. Radiopulse kosmischer Schauer haben eine schnelle, transiente Einhüllende und können daher das Hochpassfilter passieren. Eine weitere Steigerung der Triggereffizienz geschieht durch Auswertung der Koinkidenz von jeweils mehreren Antennen, die bei LOPES^{STAR} mit Abständen von ca. 60 Metern im Messfeld angeordnet sind. Nach derzeitigem Kenntnisstand sind damit in ruhigen ländlichen Gebieten kosmische Schauer oberhalb einer Primärenergie von etwa $5 \cdot 10^{17}$ eV selbsttriggernd detektierbar.



Abb. 8: Kreuzpolarisierte logarithmisch-periodische Dipolantennen der LOPES^{STAR}-Empfängerstationen.

Innerhalb des KASCADE-Grande-Detektorfeldes wurden bisher drei LOPES^{STAR}-Stationen errichtet, die im Parallelbetrieb mit LOPES-30 arbeiten (Abb. 5). Die Stationen sind vollständig kalibriert, erfassen beide Polarisationsrichtungen der Radioemission und liefern damit die Grundlage für deren exakte quantitative Analyse. Mit diesem Aufbau konnten mittlerweile erste Radiosignale, die mit kosmischen Schauern koinzidieren, detektiert werden. Zur weiteren Optimierung der Technik wurde im Herbst 2006 eine weitere LOPES^{STAR}-Station in Argentinien auf dem Gelände des Pierre-Auger-Observatoriums aufgebaut.

Ausblick

Mit dem Nachweis der Machbarkeit von Radiomessungen kosmischer Strahlung hat LOPES einen wichtigen Beitrag zur Etablierung der Radiotechnik geleistet. In den kommenden Jahren wird LOPES mit präzisen Messungen und Simulationsrechnungen dazu beitragen, die Emissionsmechanismen in der Atmosphäre im Detail zu verstehen und damit den Weg für eine verbesserte Messung der höchstenergetischen kosmischen Strahlung zu ebnen. Dies könnte helfen, eines der großen Rätsel unseres Universums zu entschlüsseln.

Danksagung

LOPES ist ein europäisches Projekt, das in Koinkidenz mit KASCADE-Grande betrieben wird und an dem 13 Institute aus Deutschland, den Niederlanden, Italien, Polen und Rumänien beteiligt sind. Die Autoren danken allen technisch und wissenschaftlich beteiligten Mitarbeitern in diesen Instituten für ihren motivierten Einsatz und die fruchtbare Zusammenarbeit.

Literatur

- [1] T. Huege, H. Falcke
Astronomy & Astrophysics 412, 2003, 19-34
- [2] T. Huege, H. Falcke
Astropart. Physics 24, 2005, 116-136
- [3] T. Huege, R. Ulrich, R. Engel
Astropart. Physics in press, 2007, astro-ph/0611742
- [4] H. Falcke et al.
(LOPES collaboration)
Nature 435, 2005, 313-316
- [5] A. Horneffer et al.
(LOPES collaboration)
Int. J. Mod. Phys. A 21 S1, 2006, 168-181
- [6] W.D. Apel et al.
(LOPES collaboration)
Astropart. Physics 26, 2006, 332-340
- [7] S. Buitink et al.
(LOPES collaboration)
Astronomy & Astrophysics, 2007, in press, astro-ph/0702432
- [8] H. Gemmeke et al.
(LOPES collaboration)
Int. J. Mod. Phys. A 21 S1, 2006, 242-246

Die kosmische Strahlung bei höchsten Energien

R.Engel, M. Roth, IK

Einleitung

In der kosmischen Strahlung existieren extrem hochenergetische Teilchen. Ihre Entdeckung in den sechziger Jahren des vorigen Jahrhunderts war eine große Überraschung. Sowohl die Art der Teilchen als auch ihre Quellen sind bislang unverstanden. Extragalaktische Objekte wie aktive Galaxien werden ebenso diskutiert wie neue physikalische Erscheinungen. So genannte Top-Down-Szenarien gehen beispielsweise davon aus, dass die beobachteten Teilchen in der Umgebung der Milchstraße bereits mit hoher Energie beim Zerfall unbekannter Teilchen (möglicherweise der Dunklen Materie) entstehen [1,2]. Der Nachweis der Teilchen ist sehr aufwändig, weil sie sehr selten sind: Bei diesen Energien erwartet man ungefähr ein Teilchen pro Quadratkilometer und Jahrhundert. Daher sind riesige Detektorflächen nötig, um ausreichend viele dieser Teilchen zu finden. Dies geschieht indirekt über die von ihnen in der Erdatmosphäre ausgelösten Kaskaden von Sekundärteilchen, den Luftschauern. Höchstenergetische Luftschauer oder abkürzend einfach nur Schauer enthalten viele Milliarden Sekundärteilchen, die am Erdboden eine Fläche von mehr als 50 km² überdecken können. Das Pierre-Auger-Observatorium hat die Untersuchung dieser höchstenergetischen kosmischen Strahlung zum Ziel. Das Observatorium wird daher aus je einer 3000 km² großen Detektoranlage auf der Nord- und Südhalbkugel bestehen. Das gewaltige Ausmaß des Pierre-Auger-Observatoriums ist nötig, um genug der höchstenergetischen Teilchen zu studieren –

denn sie sind so selten, dass sich im Schnitt nur eines pro Jahrhundert auf einer Fläche von einem Quadratkilometer nachweisen lässt. Das Pierre-Auger-Observatorium dürfte also etwa 30 pro Jahr aufspüren – fast doppelt so viele wie die 17, die alle früheren Anlagen seit den Sechzigerjahren zusammen gefunden haben. Wenn die Gelder bewilligt werden, beginnt außerdem 2009 der Bau des Nord-Observatoriums in Colorado, das zusammen mit dem argentinischen Pendant den gesamten Himmel überwachen soll. Erste Resultate wurden bereits veröffentlicht und sollen hier näher beleuchtet werden.

Das Rätsel der höchstenergetischen Strahlung

10²⁰ Elektronvolt (eV) hatten die energiereichsten Teilchen, die im Laufe der letzten 40 Jahre in der kosmischen Strahlung aufgespürt

wurden. Zum Vergleich: 0,03 eV beträgt die Bewegungsenergie von Luftmolekülen bei Raumtemperatur. 10²⁰ eV – das ist eine makroskopische Größenordnung bei einem mikroskopischen Objekt! So etwas dürfte es nach konservativen physikalischen Abschätzungen gar nicht geben, weil man keine überzeugenden Quellen in unserer kosmischen Nachbarschaft kennt, und weil die Teilchen aus allen Richtungen mit ungefähr der gleichen Häufigkeit zu kommen scheinen, was für sehr weit entfernte Quellen spricht. Hierzu gibt es zwar diverse Kandidaten – doch aus so großen Distanzen dürften die Teilchen gar nicht mit den gemessenen 10²⁰ eV zu uns gelangen. Das verbietet eine physikalische Grenze, der GZK-cutoff (Abb. 1).

GZK ist die Abkürzung der Namen dreier Physiker, die 1966 diese Grenze berechneten: K. Greisen (USA) sowie unabhängig G. T. Zatsepin und V. A. Kuz'min (UDSSR). Weil Protonen mit Energien über

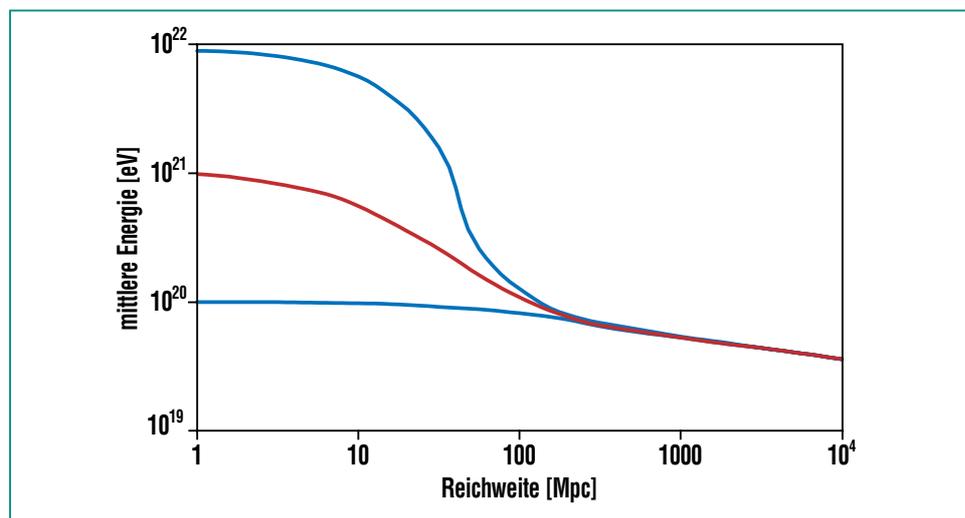
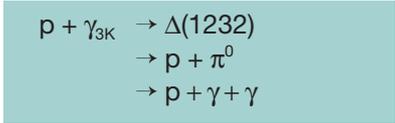
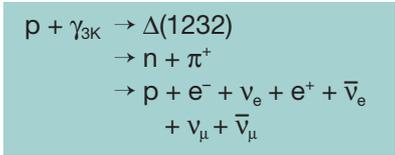


Abb. 1: Der GZK-Effekt als Protonenbremse: Protonen unterschiedlicher Anfangsenergien werden nach etwa 100 Megaparsec (326 Millionen Lichtjahren) durch die Kosmische Hintergrundstrahlung auf Energien unter 10²⁰eV „abgebremst“ [3]. Rätselhafter Weise wurden energiereichere Teilchen beobachtet.

5×10^{19} eV sehr effektiv mit Photonen der Kosmischen Hintergrundstrahlung wechselwirken, dem Restleuchten des Urknalls, verlieren sie einen Teil ihrer Energie. Denn die Hintergrundstrahlung ist zwar niederenergetisch (in unserem Bezugssystem eine Mikrowellenstrahlung mit nur 0,0007 eV), aber auf die nahezu lichtschnellen kosmischen Protonen wirkt sie wie Gammastrahlung. Dadurch wird jedes dieser Protonen angeregt. Man spricht von einer Delta(1232)-Resonanz. Letztlich wird ein neutrales Pion erzeugt, das selbst wieder in hochenergetische Photonen zerfällt:



Dieser Prozess führt ungefähr 20 Prozent der Proton-Energie ab und kann sich mehrfach wiederholen. Gleichwahrscheinlich ist auch eine Umwandlung eines Protons in ein Neutron unter Abstrahlung eines geladenen Pions, wobei das Neutron sich später wieder in ein energieärmeres Proton umwandelt:



Die Energieverluste sind der Grund für die GZK-Grenze: Ein Proton mit 8×10^{19} eV hat nur eine Chance von 10 % weiter als 100 Mpc (Megaparsec) zu kommen, und eines mit 3×10^{20} eV – der bisherige Rekordhalter – gar nur eine von 0,1 %, mehr als 50 Mpc zurückzulegen. Das bedeutet, dass die Hälfte der Teilchen mit 10^{20} eV aus einem Gebiet im Umkreis von

20 Mpc stammen sollte. Wären die Teilchen nicht Protonen sondern Eisenkerne, so läge ihre GZK-Grenze etwas weiter entfernt. Doch auch so sind in dieser – nach kosmologischen Maßstäben beurteilt – relativ geringen Entfernung keine Quellen bekannt. Wenn die Teilchen der Kosmischen Strahlung aber aus allen Richtungen mit der gleichen Häufigkeit eintreffen, stammen sie wahrscheinlich aus extrem großen Distanzen, denn einzelne Quellen in räumlicher Nähe sollten sich durch eine Häufung der Teilchen an bestimmten Stellen des Himmels bemerkbar machen. Allerdings gilt dies nur für Teilchen mit Energien um 10^{20} eV, da niederenergetischere geladene Teilchen durch galaktische und ex-

tragalaktische Magnetfelder stark abgeleitet würden.

Wenn die GZK-Grenze wirklich überschritten wird, dürften revolutionäre Erkenntnisse bevorstehen:

1. Entweder stammen die Teilchen nicht aus kosmologischen Entfernungen, sondern werden in der Nähe erzeugt, etwa im galaktischen Halo, der die Milchstraßenscheibe kugelförmig umschließt. Dort könnten bislang unbekannte Teilchen zerfallen, die vielleicht noch aus der Zeit des Urknalls stammen. Dann müsste das Standardmodell der Elementarteilchenphysik erweitert werden. Aber dagegen spricht die Isotropie der Strahlung.

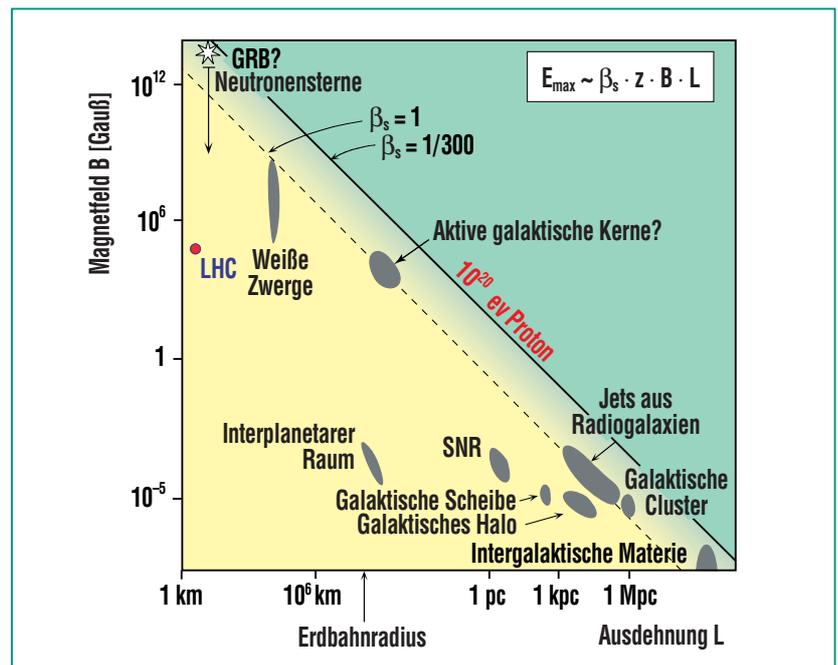


Abb. 2: Das Hillas-Diagramm: Das Diagramm zeigt, wie die Leistungsfähigkeit verschiedener Beschleunigungsquellen im All von der Größe und der dort herrschenden oder vermuteten Magnetfeldstärke abhängt [4]. Als Vergleich dient der LHC – der stärkste Teilchenbeschleuniger auf der Erde. Unterhalb der gestrichelten Linie können keine Protonen ($z = 1$) auf Energien größer 3×10^{20} eV beschleunigt werden. 1 Parsec (pc) entspricht 3,26 Lichtjahren.

2. Oder die GZK-Grenze wird durch einen unbekanntem physikalischen Effekt umgangen – vielleicht durch Verletzung der so genannten Lorentz-Invarianz, eines Grundpfeilers der Speziellen Relativitätstheorie, was letztlich das Dogma einer stets gleich bleibenden Vakuum-Lichtgeschwindigkeit zu Fall bringen würde. Aber dann wäre weiterhin unklar wie die hohe Bewegungsenergie der Teilchen zustande kommt. Kandidaten hierfür sind beispielsweise supermassive schwarze Löcher im Zentrum der Galaxien. Wenn sie Materie verschlingen, werden dabei Teilchen herausgeschleudert. Weil das „große Fressen“ aber überwiegend in der Frühzeit des Alls stattfand, gibt es nur wenige dieser aktiven Galaxien in relativer Nähe – innerhalb der GZK-Grenze. Dasselbe gilt für andere Beschleunigungsmechanismen: Kollisionen von Galaxien, Supernovae und Sternwinde in Starburst-Galaxien, Gammastrahlungsausbrüche sowie hochenergetische Teilchenströme (Jets), die in intergalaktische Gaswolken schießen. Unabhängig von der Entfernung und Art der Quellen ist die maximal erreichbare Energie E_{\max} beschleunigter Teilchen mit einer Ladung z , durch das vorherrschende Magnetfeld B und die Größe der Quelle L bestimmt: $E_{\max} \sim \beta_s \cdot z \cdot B \cdot L$. Der Faktor $\beta_s = v_s/c$ berücksichtigt die Ausbreitungsgeschwindigkeit v_s der beschleunigenden Schockwellen relativ zur Lichtgeschwindigkeit c (siehe das nach M. Hillas benannte Diagramm in Abb. 2). Neben diesen Quellen, die Teilchen beschleunigen können, gibt es weitere Szenarien, so genannte „Nicht-Beschleuniger-Modelle“, bei denen Protonen ihre Energie nicht durch Beschleunigung sondern durch den Zerfall noch höherenergetischer Teilchen erhalten – also als niederenergetische Zerfallsprodukte – etwa durch zerfallende topologische Defekte (Überbleibsel des Urknalls in riesigen Entfernungen) oder unter anderem durch den Zerfall von Z^0 -Bosonen, den Vermittlern der schwachen Kernkraft, die bei der Kollision hochenergetischer Neutrinos mit Relikt-Neutrinos des Urknalls entstehen könnten.

nen Protonen ihre Energie nicht durch Beschleunigung sondern durch den Zerfall noch höherenergetischer Teilchen erhalten – also als niederenergetische Zerfallsprodukte – etwa durch zerfallende topologische Defekte (Überbleibsel des Urknalls in riesigen Entfernungen) oder unter anderem durch den Zerfall von Z^0 -Bosonen, den Vermittlern der schwachen Kernkraft, die bei der Kollision hochenergetischer Neutrinos mit Relikt-Neutrinos des Urknalls entstehen könnten.

Erste Resultate

Die Messungen des Pierre-Auger-Detektors mit seinen insgesamt 1600 Wassertanks werden verwendet, um mit der großen Anzahl nachgewiesener Ereignisse deren Energieverteilung – das Energiespektrum der kosmischen

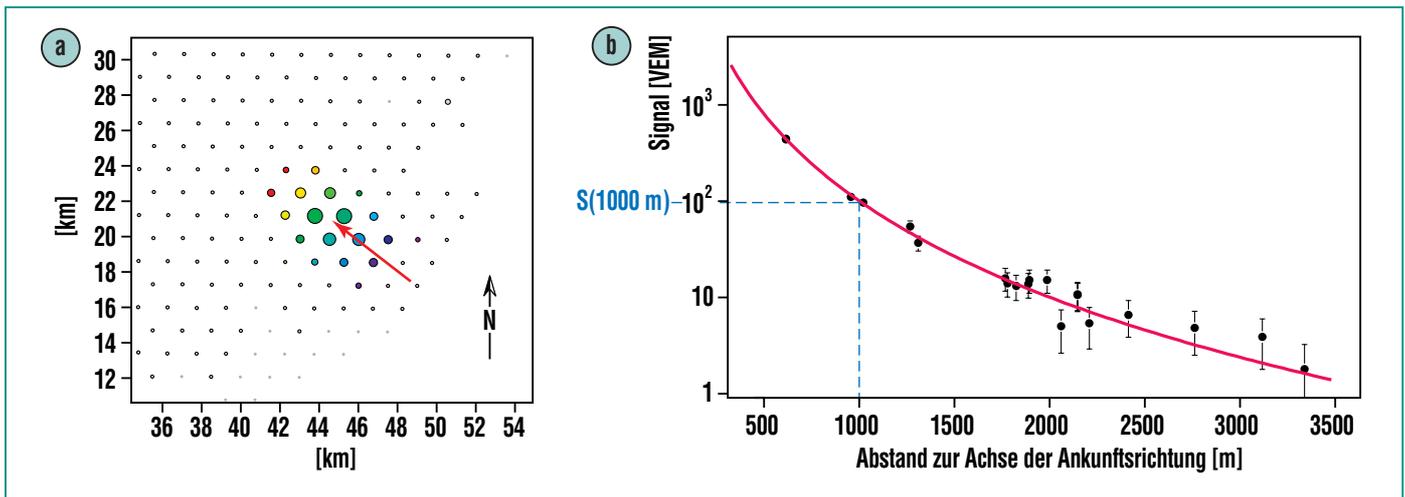


Abb. 3: a) Der Fußabdruck, nämlich das zweidimensionale Abbild des Luftschauers auf dem Erdboden, ist in den Tanks (farbige Kreise) nachweisbar. Der Farbverlauf und der rote Pfeil deuten die Ankunftsrichtung des Luftschauers aus Südosten kommend an. Leere Kreise entsprechen Tanks ohne Signal. Zusätzlich zeigt der rote Pfeil das Zentrum des Luftschauers. b) Die Signale als Funktion des Abstandes zur Achse der Ankunftsrichtung des ursprünglichen Teilchens zeigen eine vom Zentrum abfallende Verteilung. Die Signale in den Wassertanks werden in relativen Einheiten des Signals eines einzelnen Myons angegeben (VEM: vertical equivalent muon).

Strahlung – zu bestimmen. Die Tatsache, dass der Luftschauer nur durch einen zweidimensionalen „Fußabdruck“ (Abb. 3a) des Luftschauers auf dem Erdboden registriert wird, macht es unmöglich ohne Modellierung der physikalischen Prozesse oder durch eine weitere unabhängige Messung die Energie des ursprünglichen Teilchens zu bestimmen. Weitere Details insbesondere zum Luftschauernachweis und zu den zwei unterschiedlichen Detektortypen, nämlich das Detektorfeld aus Wassertanks und den vier am Rande des Detektorfelds installierten Fluoreszenzteleskopstationen, finden sich im Beitrag von H. O. Klages et al. auf S. 43 in diesem Heft.

Die Modellierung eines Luftschauers ist großen Unsicherheiten unterworfen, da die physikalischen Prozesse bei solch hohen Energien nur unzureichend bekannt sind. Hier kommt die große

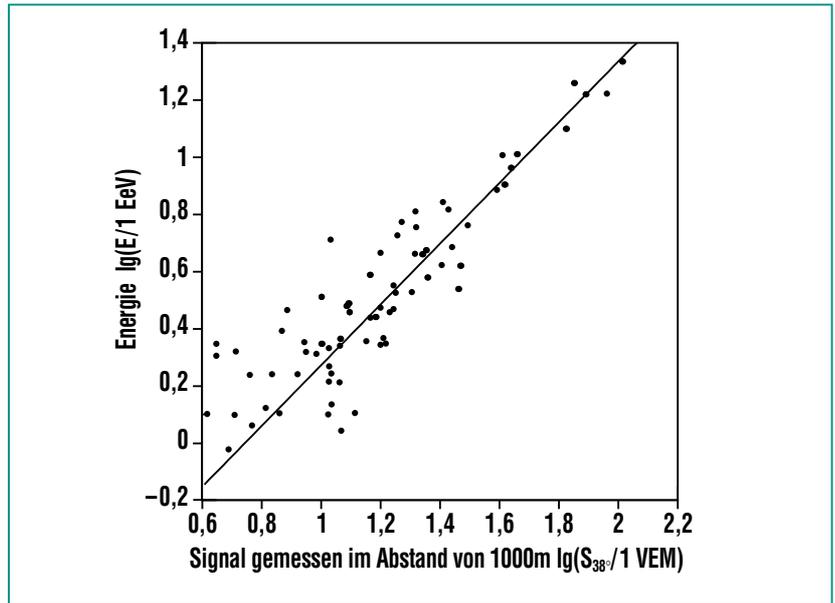


Abb. 4: Korrelation zwischen der kalorimetrischen Energiemessung durch die Fluoreszenzmessung und dem Energieschätzer S_{38° des Detektorfeldes.

Stärke des „Hybridexperiments“ Pierre Auger zum Tragen. Der zeitgleiche Nachweis desselben Luftschauers durch Fluoreszenztele-

skope ermöglicht ein quasi dreidimensionales Abbild des Luftschauers. Der Fluoreszenznachweis ist eine kalorimetrische Messung und gibt direkten Aufschluss über die Energie des Teilchens. Da die Teleskope nur bei klaren mondlosen Nächten Schauer detektieren können, reduziert sich die Messzeit allerdings auf 15 % pro Jahr. Nun macht man sich zunutze, dass die Energie sehr stark mit dem gemessenen Signal in den Wassertanks korreliert ist. Die Messgröße $S(1000m)$, die wie in Abb. 3b zu sehen durch das Detektorfeld bestimmt wird, ist ein geeignetes Maß für die Schätzung der Energie. Sie wird auf einen Einfallswinkel von 38° relativ zum Zenit umgerechnet und so ergibt sich die Größe S_{38° als winkelunabhängige Größe (Abb. 4).

Das sich hieraus ergebende Energiespektrum [5] zeigt Abb. 5. Die Resultate aus 2005 sind mit bisherigen Messungen verglichen.

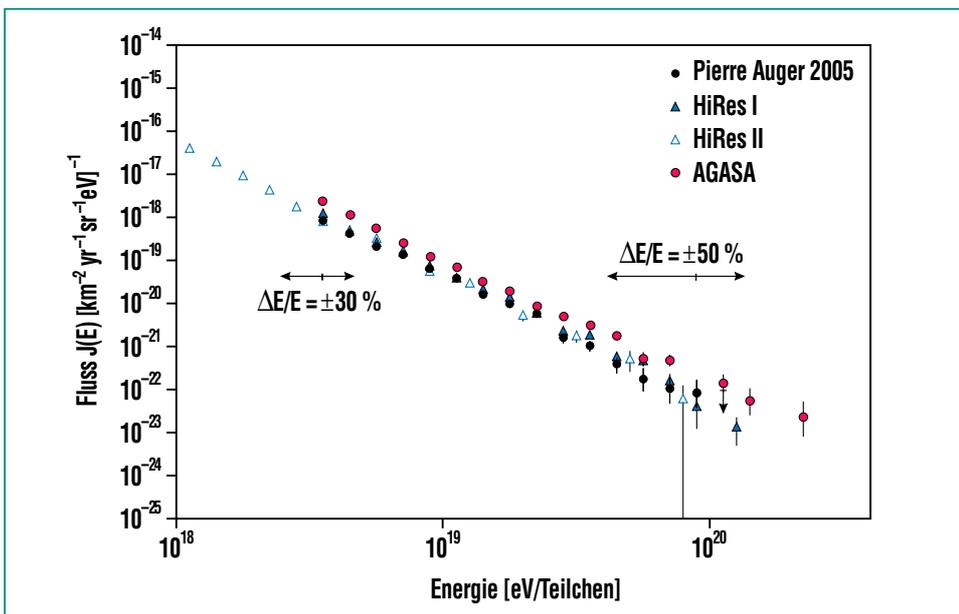


Abb. 5: Das vorläufige Energiespektrum des Pierre-Auger-Observatoriums, wie es auf Konferenzen seit 2005 präsentiert wird, im Vergleich zu weiteren veröffentlichten Daten der Experimente HiRes und AGASA [6].

Während durch das HiRes-Experiment ein GZK-Effekt angedeutet wird, scheinen die Daten des AGASA-Experiments keinen solchen zu unterstützen [6]. Erst durch eine lange Messperiode des Pierre-Auger-Observatoriums bei dem die Messunsicherheiten, z. B. durch noch unzureichende Kalibrierung der Detektoren verursacht, deutlich reduziert werden, kann eine definitive Aussage über die Existenz des Effekts getroffen werden.

Ein wesentliches Resultat stellt auch die gemessene Obergrenze nachweisbarer Photonen dar (gezeigt in Abb. 6). Die Grenze ist insbesondere deshalb interessant, da viele der oben genannten „Nicht-Beschleuniger“-Modelle einen großen Anteil an Photonen in der kosmischen Strahlung vorhersagen. Durch eine Untersuchung des Schauermaximums konnte die Obergrenze vorhandener Photonen bei einer Energie von 10^{19} eV auf weniger als 16 % bestimmt werden [7]. Diese Messung stößt erstmals in Bereiche von Vorhersagen vor. Durch zunehmende Anzahl gemessener Luftschauer kann die Grenze verbessert und somit können Modelle ausgeschlossen werden (siehe Abb. 6). Da beim GZK-Effekt ebenso Photonen entstehen, ist dies auch ein Test für dessen Existenz.

In einer ersten Durchmusterung des Himmels konnte keine Abweichung der Ankunftsrichtung kosmischer Strahlung von einer gleichmäßigen Verteilung beobachtet werden. Exemplarisch zeigt Abb. 7 Abweichungen von der mittleren Anzahl an Teilchen im Zentrum unserer Galaxie (GZ). Die Kreise deuten die Regionen nahe des Zentrums an, innerhalb derer die Ex-

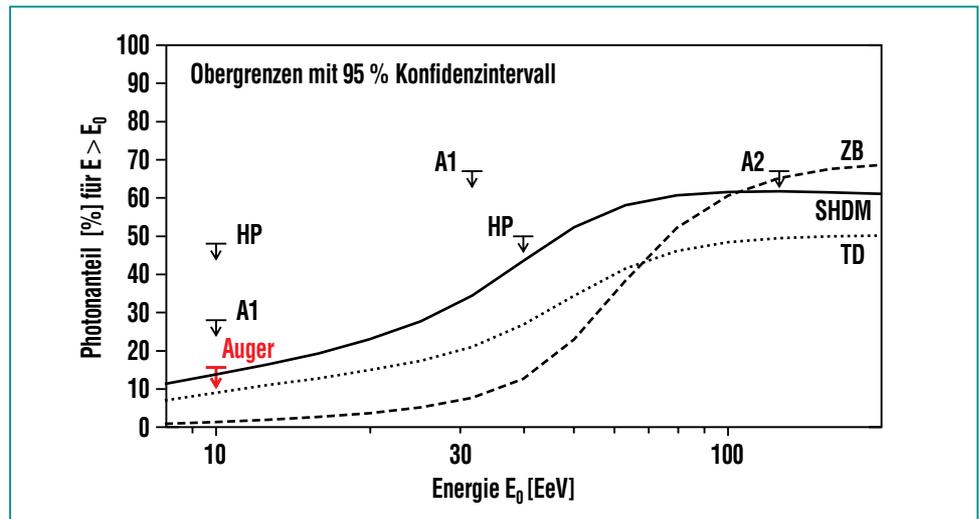


Abb. 6: Gezeigt ist die Obergrenze des Photonanteils in der kosmischen Strahlung bei einer Energie oberhalb von 10^{19} eV im Vergleich mit einer Zusammenstellung bereits gemessener Obergrenzen und Vorhersagen von „Nicht-Beschleuniger“-Modellen (ZB = Z-Burst-Modell; SHDM = Super-Heavy-Dark-Matter-Modell; TD = Topological-Defect-Modell; HP = Obergrenzen des Haverah-Park-Experiments; A1, A2 = Obergrenzen des AGASA-Experiments; vgl. die Zusammenstellung in [6]).

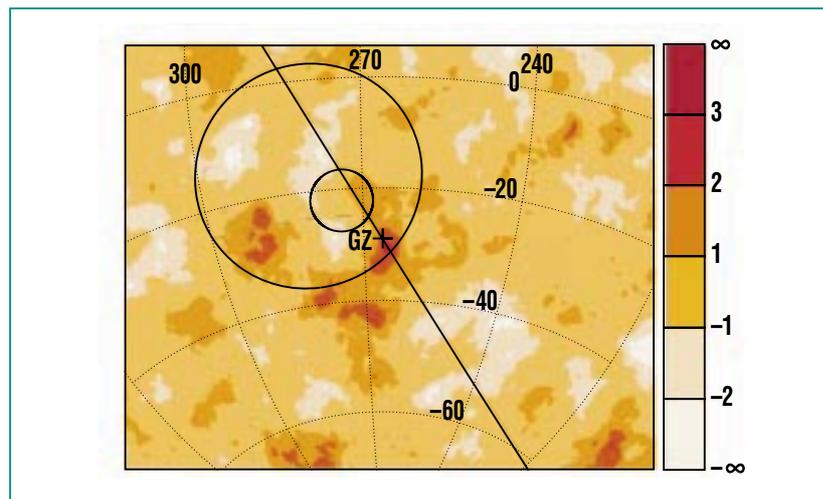


Abb. 7: Farbkodiert ist die Signifikanz der Abweichung des Mittelwertes für Ereignisse im Energiebereich von $1-2,5 \times 10^{18}$ eV dargestellt. Der Himmelsausschnitt zeigt an keiner Stelle eine Abweichung über den zu erwartenden statistischen Schwankungen.

perimente AGASA [8] und SUGAR [9] statistisch signifikante Abweichungen gesehen haben. Untersuchungen der Pierre-Auger-Daten konnten diese Abweichungen nicht

bestätigen, und dadurch konnten einige Modelle, die das galaktische Zentrum als Quelle der Kosmischen Strahlung annehmen, ausgeschlossen werden.

Ausblick

Das Pierre-Auger-Observatorium befindet sich zwar noch im Aufbau, liefert allerdings bereits vielversprechende Ergebnisse die auch schon publiziert wurden. Eine Vielzahl weiterer Untersuchungen, z. B. zur Häufigkeit verschiedener Elemente in der Kosmischen Strahlung,

zum Nachweis von Neutrinos und weitere Analysen zur Anisotropie zur Identifizierung möglicher Quellen, lassen höchst interessante Ergebnisse erwarten. Allerdings wird erst die Komplettierung mit dem Nord-Observatorium eine vollständige Himmelsdurchmusterung ermöglichen. Die spannende Phase des im Aufbau be-

findlichen Pierre-Auger-Projekts bringt schon eine erste reichhaltige Ernte physikalischer Resultate, die Antworten auf die drängendsten Fragen der Astroteilchenphysik liefern.

Literatur

- [1] A.V. Olinto,
Phys. Rep. 333 (2000) 329-348
- [2] P. Bhattacharjee, G. Sigl,
Phys. Rep. 327 (2000) 109
- [3] F.A. Aharonian, J. W. Cronin,
Phys. Rev D 50 (1994) 1892
- [4] M. Hillas,
Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22 (1984) 425
- [5] P. Sommers
for the Pierre Auger collaboration,
Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf.,
Vol. 7 Pune (2005) 387
- [6] M. Nagano, A.A. Watson,
Rev. Mod. Phys. 72 (2000) 689
- [7] M. Risse
for the Pierre Auger collaboration,
Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf.,
Vol. 7 Pune (2005) 147.
- [8] N. Hayashida et al.,
Astropart. Phys. 10 (1999) 303
- [9] J.A. Bellido et al.,
Astropart. Phys. 15 (2001) 167

Das Pierre-Auger-Observatorium in Argentinien

H. O. Klages, IK; M. Kleifges, IPE

Einleitung

Die Pierre-Auger-Kollaboration besteht aus etwa 350 Wissenschaftlern, die 83 Institutionen in 17 Ländern angehören. Sie hat sich die Untersuchung der kosmischen Strahlung zum Ziel gesetzt, die die allerhöchsten Energien im Universum (oberhalb von 10^{19} eV) aufweist. Dazu sind auf Grund des sehr geringen Teilchenflusses von weniger als einem Teilchen pro Jahrhundert und Quadratkilometer sehr großflächige Experimente und lange Messzeiten erforderlich [1].

Zur vollständigen Himmelsdurchmusterung ist je ein Detektorfeld auf der Nord- und auf der Südhalbkugel der Erde geplant. Für das Nordexperiment des Pierre-Auger-Observatoriums (PAO), das ab 2009 installiert werden soll, ist ein Standort in Colorado, USA, vorgesehen.

Das Südexperiment des PAO wird nach extensiven Prototyptests der Detektorkomponenten seit Anfang 2003 in der argentinischen Pampa nahe der Stadt Malargüe aufgebaut, die etwa 1000 km westlich von Buenos Aires direkt am Fuße der Anden liegt [2].

Seit Anfang 2004 werden mit den jeweils fertig gestellten Detektoren und Teleskopen kontinuierlich Daten von hochenergetischen Luftschauern registriert. Erste Ergebnisse dieser Messungen wurden bereits publiziert und diese sowie neuere Resultate sind in einem separaten Beitrag von M. Roth in diesem Heft der „Nachrichten“ erläutert.

Wegen wirtschaftlicher Probleme einiger südamerikanischer Mitgliedsländer und schwieriger Ver-

tragsverhandlungen mit Landeigentümern hat sich der Aufbau in Argentinien verzögert. Die vollständige Inbetriebnahme des Südexperiments wird für das Jahresende 2007 erwartet.

Das PAO Hybridexperiment in Argentinien

Die Messung von höchstenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung erfolgt indirekt durch Nachweis der von ihnen in der Erdatmosphäre ausgelösten Sekundärteilchenlawinen, der „ausgedehnten Luftschauer“. Dabei kommen zwei Methoden zum Einsatz: Erstens die stichprobenartige Messung der Sekundärteilchen durch weitverteilte Detektoren am Erdboden und zweitens die Beob-

achtung des Fluoreszenzlichtes, das die bis zu 100 Milliarden Sekundärteilchen durch Wechselwirkung mit Stickstoffmolekülen im Luftraum über dem Detektorfeld erzeugen. Beide Methoden haben Stärken und Schwächen, ergänzen sich aber vorzüglich. Die Daten, die von den Teilchendetektoren über die Sekundärteilchen in den Schauern geliefert werden, müssen aber noch mit sehr komplexen Ereignis-Simulationen verglichen werden, woraus sich schließlich die gesuchten Parameter des Primärteilchens ergeben. Wesentlich unabhängiger von Modellannahmen sind Ergebnisse, die aus den Daten der Fluoreszenzteleskope ableitbar sind. Allerdings können die Teleskope nur nachts bei klarem Himmel erfolgreich messen.

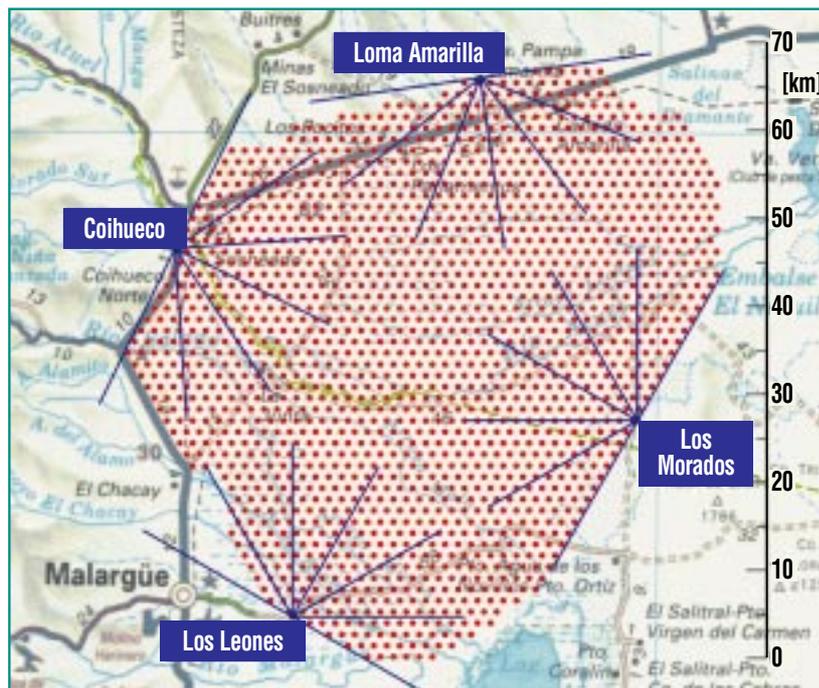


Abb. 1: Das Detektor-Array nahe Malargüe mit den vier Teleskopgebäuden. Die 1600 Punkte zeigen die geplanten Positionen der Wassertanks. Bei den Teleskopgebäuden sind die Gesichtsfelder der einzelnen Fluoreszenzteleskope angedeutet.

Das Detektorfeld des PAO in Argentinien vereint diese beiden Messtechniken in einem Hybridansatz. 1600 Wassertanks mit jeweils 1,5 km Abstand bilden ein dreieckiges Gitter, das eine Fläche von etwa 3000 km² überdeckt, größer als das Gebiet des Saarlands.

24 Fluoreszenzteleskope in vier Gebäuden am Rande des Areals messen nachts die Leuchtspuren der Schauer über dem Detektorfeld. In seinem Endzustand wird das Südexperiment des PAO in Argentinien über 30 mal mehr Akzeptanz haben als das bisher weltweit größte Luftschauerexperiment AGASA [3] in Japan.

Die simultane Beobachtung einerseits der räumlichen und zeitlichen Verteilungen der Sekundärteilchen am Erdboden und andererseits der Schauerentwicklung, die sich als Leuchtspur am Himmel zeigt, erlaubt für einen signifikanten Teil

aller Luftschauer eine Energiekalibrierung. Mit Hilfe der Hybridtechnik werden bei Teilchenenergien, die weit oberhalb derer irdischer Beschleuniger liegen, systematische Unsicherheiten der Messungen erheblich reduziert.

Das Detektorfeld

Das Detektor-Array besteht aus 1600 Wassertanks, die eine Grundfläche von je 10 m² haben. Jeder Tank ist mit 12 Tonnen ultrareinem Wasser gefüllt. Energiereiche Sekundärteilchen, die aus den Luftschauern stammen, lösen im Wasser kurze Lichtblitze aus. Grund dafür ist der sogenannte Cherenkov-Effekt.

Er beruht darauf, dass eine typische elektromagnetische Strahlung entsteht, wenn sich geladene Teilchen durch ein Medium mit einer größeren Geschwindigkeit bewegen, als die Lichtgeschwindigkeit

im betreffenden Medium beträgt (im Wasser: 2/3 der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum). Drei empfindliche Photosensoren pro Tank registrieren die Lichtblitze und die angeschlossene Elektronik digitalisiert die Daten mit einer Abtastrate von 40 MHz.

Die Detektortanks sind vollständig autonome Stationen mit eigener Energieversorgung über Solarzellen und Autobatterien. Die Kommunikation mit der Datenerfassungszentrale im „Central Campus“ in Malargüe erfolgt über Mikrowellen-Funkstrecken.

Die Kalibration der Detektordaten erfolgt über bekannte Werte von Signalen, die durch sehr häufig vorkommende unkorrelierte Myonen der kosmischen Strahlung in den Tanks erzeugt werden. Hochenergetische ausgedehnte Luftschauer werden am räumlich und zeitlich koinzidenten Auftreten in mehreren Tanks erkannt. Die Identifikation erfolgt über eine von GPS-Signalen gesteuerte Uhr in jedem Detektor. Registriert die zentrale Datenerfassung eine Koinzidenz mehrerer benachbarter Detektoren, wird die Auslese der Daten eingeleitet. Die zeitliche Abfolge der Detektorsignale ermöglicht die Rekonstruktion der Ankunftsrichtung der Schauer. Die Berechnung der Position des Schauerzentrums am Erdboden erfolgt aus der Verteilung der gemessenen Teilchendichten.

Durch die gute Zeitauflösung der Detektorsignale kann auch der zeitliche Verlauf des Luftschauers als Funktion des Abstands von der Schauerachse studiert werden. Dies erlaubt bis zu einem gewissen Grade die Identifizierung von My-



Abb. 2: Der Pierre Auger Central Campus in Malargüe enthält die zentrale Datenerfassung sowie Büroräume. Im Hintergrund der Turm für die Kommunikation mit den vier Teleskopgebäuden und den 1600 Wassertanks.

onen, die gleichzeitig mit einer vielfachen Menge von Elektronen im Luftschauer gebildet werden. Das Verhältnis von Myonen zu Elektronen ist ein Indikator für die Masse des Primärteilchens. Da erste Analysen gezeigt haben, dass über 90 % aller Primärteilchen Atomkerne sind, wird zunächst nur sehr grob in leichte Teilchen (Protonen) und schwere Teilchen (Eisenkerne) klassifiziert. Ein von einem Eisenkern als Primärteilchen ausgelöster Schauer enthält am Erdboden mehr Myonen als ein von einem Proton gleicher Energie ausgelöster Schauer.

Das Detektorfeld des Pierre-Auger-Observatoriums in Argentinien registriert Ereignisse für Zenitwinkel von 0 Grad (senkrecht) bis 90 Grad (horizontal). Das führt dazu, dass die Sekundärteilchen der Luftschauer in sehr unterschiedlichen Entwicklungsstadien der Schauer gemessen werden: Bei senkrechtem Einfall muss die Teilchenlawine eine Luftschichtdicke (ausgedrückt als Masse pro Flächeneinheit) von etwa 850 g/cm^2 durchdringen, während bei 60 Grad Zenitwinkel bereits die doppelte Schichtdicke und bei horizontalen Schauern sogar die 30-fache Schichtdicke durchdrungen werden muss. Systematische Unsicherheiten in der Berechnung der Schauerentwicklung wirken sich für Schauer mit großen Zenitwinkeln daher wesentlich stärker aus. Daher werden bei der Rekonstruktion und Datenanalyse nur Ereignisse bis 60 Grad routinemäßig verarbeitet, während die „flachen“ oder gar fast horizontalen Schauer mit speziellen Programmen separat analysiert werden.



Abb. 3: Ein mit zwölf Tonnen ultrareinem Wasser gefüllter Detektor-tank. Im Hintergrund auf dem Hügel das erste Teleskopgebäude „Los Leones“.

Die Fluoreszenz-teleskope

In vier Gebäuden auf Hügeln am Rande des Detektorfeldes beobachten jeweils sechs Fluoreszenz-teleskope in klaren Nächten (10 % bis 15 % der Messzeit) den Himmel über dem gesamten Detektorfeld.

Diese Teleskope haben eine Schmidt-Optik mit einer effektiven Öffnung von ca. 3 m^2 , einer ring-

förmigen Korrekturlinse und einem 14 m^2 großen sphärischen Spiegel mit 3,4 m Radius. Dieses Design zeichnet sich durch ein großes Gesichtsfeld von 30×30 Grad pro Teleskop aus mit einer hinreichend guten optischen Abbildungsqualität.

Ein Pixel-Array mit 440 Photosensoren (PMTs) registriert die Leuchtspuren der Schauer mit einer Bildfolgefrequenz von 10 Millionen Bil-



Abb. 4: Blick auf eine Pixelkamera mit 440 PMTs und die ringförmige Korrekturlinse. Die Rückseite der Kamera spiegelt sich in der UV-Filterscheibe.

der pro Sekunde. Ein Eintrittsfenster aus UV-transparentem Filterglas verbessert das Signal-zu-Rausch-Verhältnis durch Reduzierung des langwelligen Streulichts von Sternen und künstlichen Lichtquellen.

Die Pixelmuster der PMT-Kameras werden mit Hilfe einer schnellen Triggerelektronik online nach typischen Schauerspuren durchsucht und beim Vorliegen von eindeutigen Schauereignissen ausgelesen. Die Daten der Teleskope werden nach schneller (Online-)Vorauswertung an die Zentrale übertragen und dort mit den Daten der Wassertanks korreliert. Dazu ist es notwendig, auch in den Teleskopgebäuden die gleichen GPS-Empfänger wie bei den Wassertanks zu verwenden und den Mess-

daten die entsprechenden Zeitmarken zu geben. Die allermeisten von den Teleskopen aufgenommenen hochenergetischen Schauer werden auch im Detektorfeld registriert (Hybrid-Ereignisse).

Die hohe Empfindlichkeit der Fluoreszenzteleskope ermöglicht die präzise Messung hochenergetischer Luftschauer bis zu einer Entfernung von mehr als 40 km. Dadurch können mit zwei oder mehr Teleskopen in den jeweils ca. 45 km von einander entfernten Fluoreszenz-Stationen diese Schauereignisse im „Stereo-Modus“ beobachtet werden. Dieser ermöglicht eine genauere Festlegung der Schauergeometrie und eine Überprüfung der in der Ereignis-Rekonstruktion angenommenen Transparenz der Atmosphäre.

Zur Kalibration der Fluoreszenzteleskope werden regelmäßig UV-Laserpulse bekannter Intensität von einer zentralen Stelle im Detektorfeld in den Nachthimmel geschossen und das gestreute Laserlicht in den Teleskopen nachgewiesen. Die direkte Messung der Empfindlichkeit der Teleskope erfolgt im Teleskopgebäude selbst durch eine großflächige, homogene und isotrope, absolut geeichte Lichtquelle, die in regelmäßigen Zeitabständen auf die Eintrittsöffnung der Teleskope aufgesetzt wird, wodurch die PMT-Kamera kalibriert wird.

Zwischen diesen Absoluteichungen wird die relative Änderung der Kameraempfindlichkeit täglich mit gepulsten UV-Lichtquellen im Zentrum der Spiegel gemessen. Die Stabilität dieser Lichtquellen wird von kalibrierten Photodioden überwacht.

Wegen der großen Entfernungen zu den vier Teleskopgebäuden und den damit verbundenen sehr langen Anfahrtszeiten von der Zentrale in Malargüe erfolgt der Betrieb der Teleskope nahezu vollautomatisch, mit einer sehr sicheren Methode ferngesteuert und überwacht.

Dazu dient ein Slow-Control-System auf Profibus-Basis, wie es weltweit auch zur Steuerung und Überwachung von Industrieanlagen eingesetzt wird. Es ermöglicht die Zustandsdiagnose und den Betrieb der Teleskope sowie die Überwachung vieler Parameter der gesamten Messanordnungen und ihrer Umgebung wie Wetterdaten, Lichtpegel, etc. über das Internet.

Da in dieser Region Argentiniens Stromausfälle nicht selten sind, muss z. B. sichergestellt sein, dass alle Systeme dabei ordnungsgemäß ihren Betrieb beenden und nach dem Ausfall auch selbstständig wieder in normalen Betrieb übergehen.

Die Atmosphäre über Malargüe

Vergleicht man die Untersuchung der höchstenergetischen kosmischen Strahlung durch den Nachweis von ausgedehnten Luftschauern mit einem Experiment an einem Beschleuniger, so wird deutlich, dass die Atmosphäre ein wichtiger Bestandteil des Experiments ist. Anders als an einem Beschleuniger zeigt dieses „Target“ starke Dichtevariationen zum Beispiel im Tagesgang und im jahreszeitlichen Verlauf. Diese beeinflussen die Entwicklung der Luftschauer sowie die Streuung und räumliche Verteilung der Sekundärteilchen. Auch kurzzeitige Wetterereignisse ver-



Abb. 5: Die PMT-Kameras stehen in der Brennebene der sphärischen Spiegel. An der Rückseite und am Fuß der Kamera ist die Elektronik zur schnellen Bildverarbeitung zu sehen.

ändern sowohl die Dichte der Luft als auch ihre Transparenz für das Fluoreszenzlicht. Um die Eigenschaften der Primärstrahlung mit hoher Genauigkeit rekonstruieren zu können, muss neben den Detektoren auch der Zustand der Atmosphäre vor Ort zu jeder Zeit gut bekannt sein.

Zu diesem Zweck betreibt die Pierre-Auger-Kollaboration eine Vielzahl von Messgeräten. Wolkencameras auf jedem Teleskopgebäude überwachen den Himmel im Infrarotbereich. Sternmonitore (Weitwinkel-CCD-Kameras) messen die Lichtintensität vieler bekannter Sterne und schließen daraus auf die Klarheit der Atmosphäre in vertikaler Richtung. Ähnliche Zwecke verfolgen horizontale Monitore, die über Strecken von etwa 50 km bei mehreren Wellenlängen die Lichtabschwächung messen. Die Dichte und Art von Aerosolen in der bodennahen Atmosphäre werden durch Messung der winkelabhängigen Streuung von UV-Licht bestimmt. Die aufwändigste und leistungsfähigste Methode zur Messung der optischen Eigenschaften der Atmosphäre ist der Einsatz von LIDAR-Systemen bei jedem Teleskopgebäude. Dabei wird ein gepulster Laserstrahl in eine bestimmte Richtung emittiert und das in der Atmosphäre zurückgestreute Licht zeitaufgelöst mit einem kleinen Spiegelteleskop gemessen. Durch die gezielte Winkelsteuerung des LIDAR-Strahls ist es möglich, nach einem von den Fluoreszenzteleskopen aufgenommenen Schauerereignis genau den Bereich der Atmosphäre optisch zu vermessen, in dem der Schauer sich entwickelt hat.

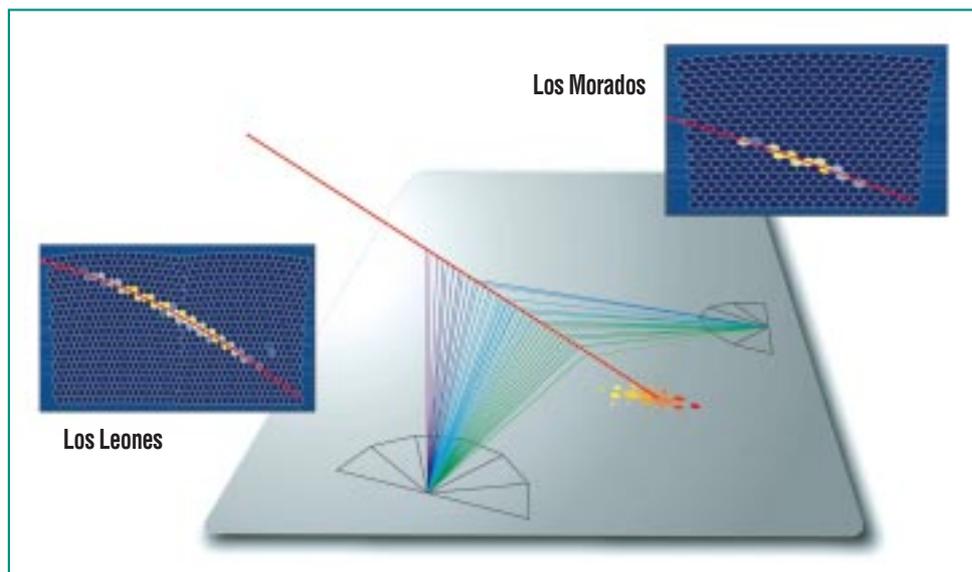


Abb. 6: Ein mit drei Kameras in zwei Teleskopgebäuden und den Detektortanks gemessenes Stereo-Hybrid-Ereignis mit einer Energie von ca. 2×10^{19} eV. Die roten Linien zeigen die rekonstruierten Schauer-Trajektorien.

Alle diese Methoden liefern jedoch die für das Experiment wichtigen Dichte- und Temperaturprofile der lokalen Atmosphäre nur auf indirektem Weg. Daher werden über dem Detektorfeld regelmäßig Aufstiege von Wetterballonen durchgeführt, die mit Radiosonden bestückt sind. Diese messen Druck, Temperatur und Feuchte unmittelbar als Funktion der Höhe; aus der Abdrift der Sonden, die mit GPS gemessen werden kann, lässt sich auch die Windgeschwindigkeit bestimmen. Mit einer Vielzahl solcher gemessener Profile können mittlere monatliche Atmosphärenprofile für den Ort des Experiments konstruiert werden, die näher an der Realität sind als die allgemein verwendete Standardatmosphäre. Die Fluktuationen der realen Atmosphäre sind aber so groß, dass in der Kollaboration erwogen wird, nach jedem der sehr seltenen höchstenergetischen Ereignisse möglichst bald eine Radiosondie-

rung vorzunehmen, um die Rekonstruktion der Luftschaer zu optimieren.

Ausblick

Der weitere Aufbau des Observatoriums wird kontinuierlich fortgesetzt. Anfang März 2007 waren bereits ca. 1300 Wassertanks installiert. Etwa 1100 davon waren in die Datenaufnahme integriert. Diese Zahlen erhöhen sich von Woche zu Woche. Wegen der großen Entfernungen und schwierigen Zufahrten zu den Standorten ist die Anzahl der Detektoren, die installiert und mit hochreinem Wasser gefüllt werden können, auf etwa 10 Tanks pro Woche beschränkt. Daher wird das Detektorfeld erst im Spätjahr 2007 vollständig bestückt und in Betrieb sein.

Drei der Teleskopgebäude mit 18 Teleskopen sind bereits seit mehreren Jahren voll in das Experiment integriert. Das vierte Gebäu-

de wurde im September 2006 fertig gestellt und anschließend mit Teleskopen ausgerüstet. Die Installationsarbeiten zur Experimentkontrolle wurden im Februar 2007 erfolgreich abgeschlossen. Seither nehmen diese 6 Teleskope ebenfalls an der Datenaufnahme teil.

Die Pierre-Auger-Kollaboration hat beschlossen, das PAO-Südexperiment in den nächsten Jahren um ein verdichtetes Detektorfeld (25 km²) auszubauen, das mit weiteren, neuartigen Myonen-Detektoren ausgestattet wird. Drei zusätzliche spezielle Fluoreszenzteleskope sollen dieses Messfeld

beobachten. Mit diesem Ausbau soll im Energiebereich zwischen 10¹⁷ und 10¹⁸ eV ein weiterer Überlapp zum Messbereich des KASCADE-Grande-Experiments [4] erreicht werden, um den Übergang von galaktischer zu extragalaktischer kosmischer Strahlung mit unerreichter Präzision untersuchen zu können.

Im Jahr 2007 wird die Pierre-Auger-Kollaboration einen Design-Report und ein Proposal für das in den USA (Colorado) geplante Nord-Observatorium vorlegen, basierend auf den technischen Erfahrungen und den hervorragenden Daten des Süd-Experiments.

Die ersten wissenschaftlichen Ergebnisse des PAO in Argentinien werden in einem separaten Beitrag von M. Roth in dieser Ausgabe der „Nachrichten“ vorgestellt.

Literatur

[1] J. Blümer,
J. Phys. G 29 (2003) 867

[2] J. Abraham et al.,
Nucl. Instr. Meth. A 523 (2004) 50

[3] M. Nagano, A.A. Watson,
Rev. Mod. Phys. 72 (2000) 689

[4] A. Haungs,
*Forschungszentrum Karlsruhe –
Nachrichten, diese Ausgabe*

Modellierung gigantischer Luftschauer mit CORSIKA und CONEX – Von mikroskopischen Teilchenerzeugungsprozessen zu makroskopischen Teilchenkaskaden

R. Engel, D. Heck, T. Pierog, IK;
S. Ostapchenko, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Einleitung

Wenn hochenergetische Teilchen der Kosmischen Strahlung in die Erdatmosphäre eindringen, kollidieren sie mit den Atomkernen der Luftbestandteile. Die in diesen Kollisionen erzeugten Sekundärteilchen sind meist kurzlebige Hadronen. Ein Teil der Sekundärteilchen hat eine so hohe Energie, dass wiederum neue Teilchen durch Kollisionen mit Luftbestandteilen erzeugt werden, andere zerfallen aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer. Die Prozesse der Teilchenerzeugung führen zu einer Teilchenkaskade, die sich in der Atmosphäre zu größeren Tiefen hin fortsetzt, bis die Teilchen so viel Energie verloren haben, dass Zerfallsprozesse und Energieverluste durch Ionisierung der Atome der Luft gegenüber neuer Teilchenerzeugung dominieren. Die Teilchenkaskade eines typischen Luftschauers ist in Abb.1 gezeigt. Die einzelnen Linien stellen die Teilchenbahnen in einem durch ein Proton mit 10^{16} eV erzeugten, vertikalen Schauer dar.

Die Berechnung hochenergetischer Luftschauer ist sehr aufwändig und die Ergebnisse weisen erhebliche Unsicherheiten auf. Die sehr große Zahl von Teilchen in einem Luftschauer, welche von mehreren Millionen bis über 100 Milliarden reichen kann, macht eine direkte Berechnung der Schauereigenschaften sehr schwierig, da insbesondere der stochastische Charakter der Teilchenerzeugungs- und Zerfallsprozesse zu starken Fluktuationen der Schauereigenschaften bei gleichem Primärteilchen führt. Hinzu kommt, dass die Eigenschaften der Wechselwirkung und

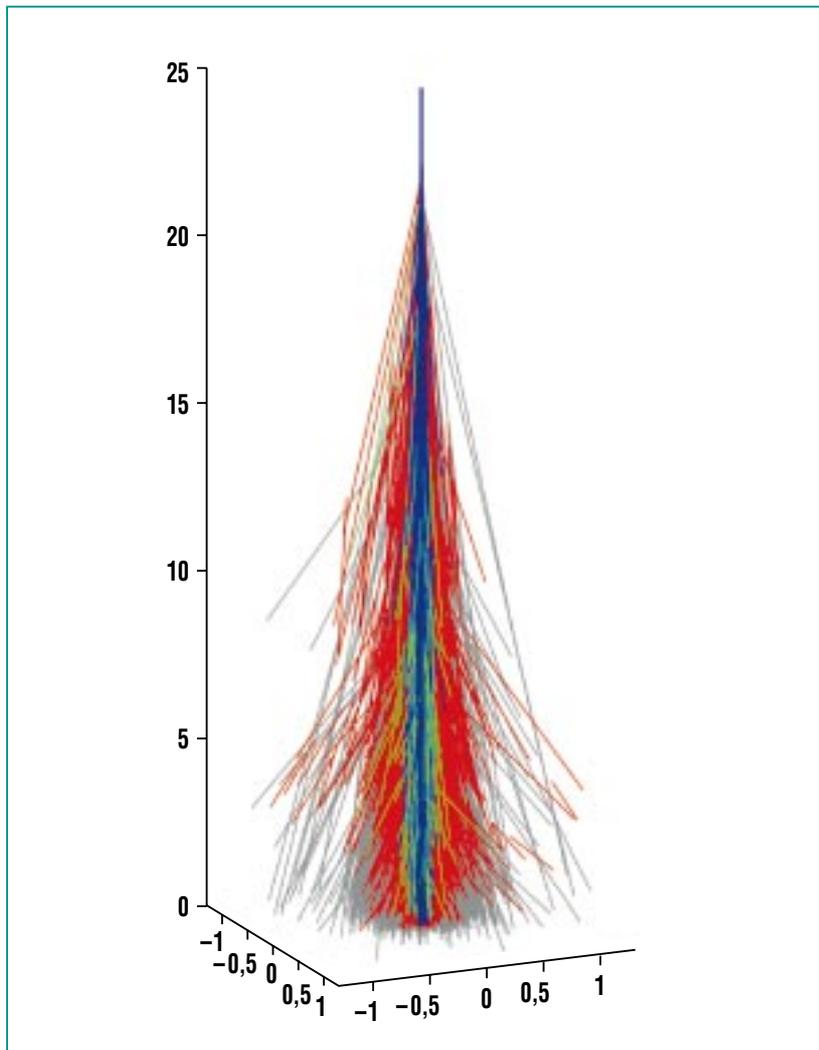


Abb. 1: Teilchenbahnen eines typischen Luftschauers [1] (blau und grün: Hadronen, rot: Elektronen und Positronen, grau: Myonen, Entfernungen in km).

Erzeugung von Teilchen bei den hohen Energien der Kosmischen Strahlung, welche die an Beschleunigern erreichbaren äquivalenten Energien um mehr als einen Faktor 100 übersteigen, gegenwärtig nicht theoretisch berechnet werden können und phänomenologische Modelle zu Hilfe genommen werden müssen.

Moderne Lösungsansätze für die Berechnung von Luftschauern ba-

sieren auf der Monte-Carlo-Methode, die es erlaubt, auch sehr komplexe Vorgänge mit vielen Freiheitsgraden und großen Fluktuationen realistisch zu simulieren. Ein typisches Programmpaket dieser Art ist CORSIKA [2], das seit 1987 am Forschungszentrum Karlsruhe und an der Universität Karlsruhe entwickelt wird und heute weltweit in fast allen Experimenten zur Kosmischen Strahlung für die Interpretation der Daten An-

wendung findet. Einen weiteren Lösungsansatz zur effizienten Berechnung von Luftschauern stellt das Hybridsimulationsverfahren dar, welches seit 2002 in Karlsruhe verfolgt wird und zur Entwicklung des Programms CONEX [3] geführt hat.

Im Folgenden werden die wichtigsten Eigenschaften hochenergetischer Luftschauer vorgestellt und die zwei Verfahren für ihre Berechnung kurz diskutiert. Als Ausgangspunkt dient hierfür die Simulation von Luftschauern mittels CORSIKA.

Teilchenerzeugungsprozesse

Den Kern eines typischen Luftschauers bildet eine hadronische Kaskade. Ein Atomkern der Kosmischen Strahlung, typischerweise mit einer Kernladungszahl zwischen 1 (Wasserstoff) und 26 (Eisen), erzeugt in einer Kollision in der oberen Atmosphäre bis zu mehrere Hundert neue Teilchen. Dies sind hauptsächlich Pionen (80 %) und Kaonen (15 %), aber auch Proton-Antiproton- oder andere Baryon-Antibaryon-Paare können entstehen. Neutrale Pionen haben eine sehr kurze Lebensdauer und zerfallen unmittelbar nach ihrer Erzeugung in zwei Photonen. Die Lebensdauer von geladenen Pionen hingegen ist lang genug, sodass sie bei Energien oberhalb von ca. 10^{11} eV erneut in Kollisionen neue Teilchen erzeugen. Unterhalb dieser Energieschwelle zerfallen geladene Pionen meist in Myonen und Myonneutrinos. Die Situation ist ähnlich für Kaonen mit einer typischen Energieschwelle von 6×10^{11} eV.

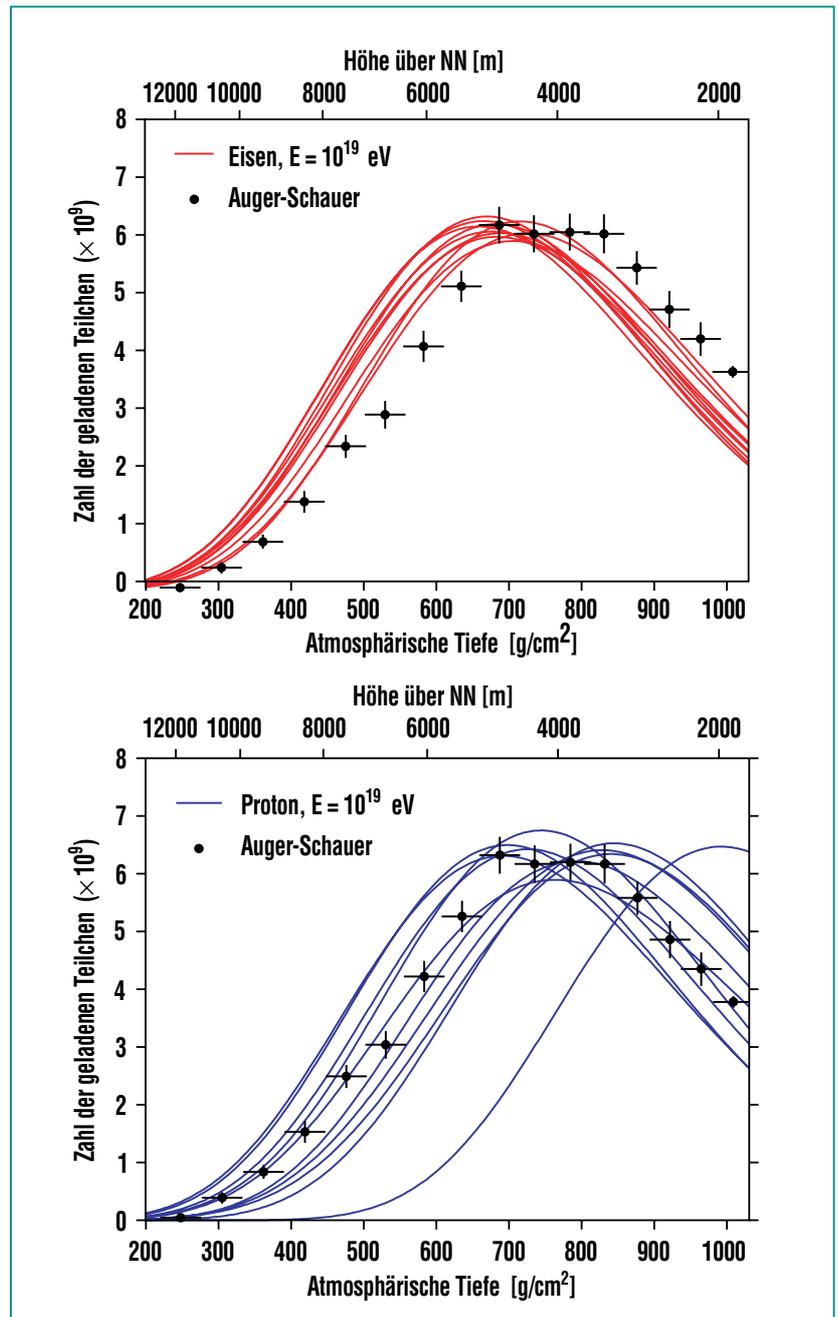


Abb. 2: Longitudinale Schauerprofile für simulierte Proton- und Eisenschauer. Die Messpunkte zeigen einen mit dem Pierre-Auger-Experiment gemessenen Schauer [4].

Der hadronische Kern eines Luftschauers erzeugt hochenergetische Photonen, Myonen und Neutrinos. Durch ihre große Masse und geringe Wechselwirkungswahr-

scheinlichkeit durchqueren die meisten der hochenergetischen Myonen die Atmosphäre und erreichen die Erdoberfläche. Hochenergetische Photonen erzeugen

in den elektrischen Feldern der Elektronenhüllen und Kerne der Luft Elektron-Positron-Paare. Diese emittieren ihrerseits Photonen durch Bremsstrahlungsprozesse und verlieren Energie durch Ionisation der Atome entlang ihrer Teilchenbahn. Schon nach den ersten Wechselwirkungen bilden Photonen, Elektronen und Positronen die Mehrzahl der Schauerteilchen.

Aus den Wechselwirkungseigenschaften des Primärteilchens ergeben sich unterschiedliche Schauercharakteristiken. Abb. 2 zeigt jeweils zehn mit CONEX berechnete Schauerprofile für Proton und Eisen als Primärteilchen und ein mit den Auger-Fluoreszenzteleskopen gemessenes Schauerprofil. Proton-induzierte Schauer weisen deutlich größere Fluktuationen als die von Eisenkernen auf und erreichen ihre maximale Teilchenzahl tiefer in der Atmosphäre.

Schauersimulation mit CORSIKA

Das in Karlsruhe entwickelte Simulationsprogramm CORSIKA (Cosmic Ray Simulation for KASCADE) ist das derzeit am weitesten entwickelte Programmpaket zur Berechnung von ausgedehnten Luftschauern. Es berechnet die Trajektorien der Luftschauerteilchen unter Berücksichtigung von Energieverlusten und der Ablenkung durch das Erdmagnetfeld und bestimmt die Orte für Wechselwirkungen bzw. simuliert den Teilchenzerfall mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode. Die Wechselwirkung von Hadronen und Kernen wird mit Hilfe von externen Monte-Carlo-Simulationsprogrammen berechnet.

Für die Simulation der Teilchenerzeugung in Kollision mit hoher Energie (typischerweise mehr als 2×10^{11} eV) stehen die Programme DPMJET [5], EPOS [6], QGSJET [7] und SIBYLL [8] zur Verfügung. Die Grundlage dieser Programme bilden Annahmen zur Analytizität von Streuamplituden, die zur so genannten Gribov-Regge-Theorie führen, und die störungstheoretische Berechnung der Erzeugung von Hadronen innerhalb der Quantenchromodynamik (QCD). Da nur ein kleiner Teil der für Luftschauer

wichtigen Hadronerzeugungsprozesse im Rahmen der QCD berechnet werden kann, müssen Vereinfachungen und phänomenologische Modellannahmen gemacht werden, um eine möglichst vollständige Simulation der Kollisionen von Hadronen zu ermöglichen. Jedes der oben genannten Modelle hat eine gewisse Zahl freier Parameter, die durch Vergleich mit Messungen der Teilchenerzeugung an Beschleunigern bestimmt werden. Allerdings ist die Extrapolation der Vorhersagen zu hohen Energien

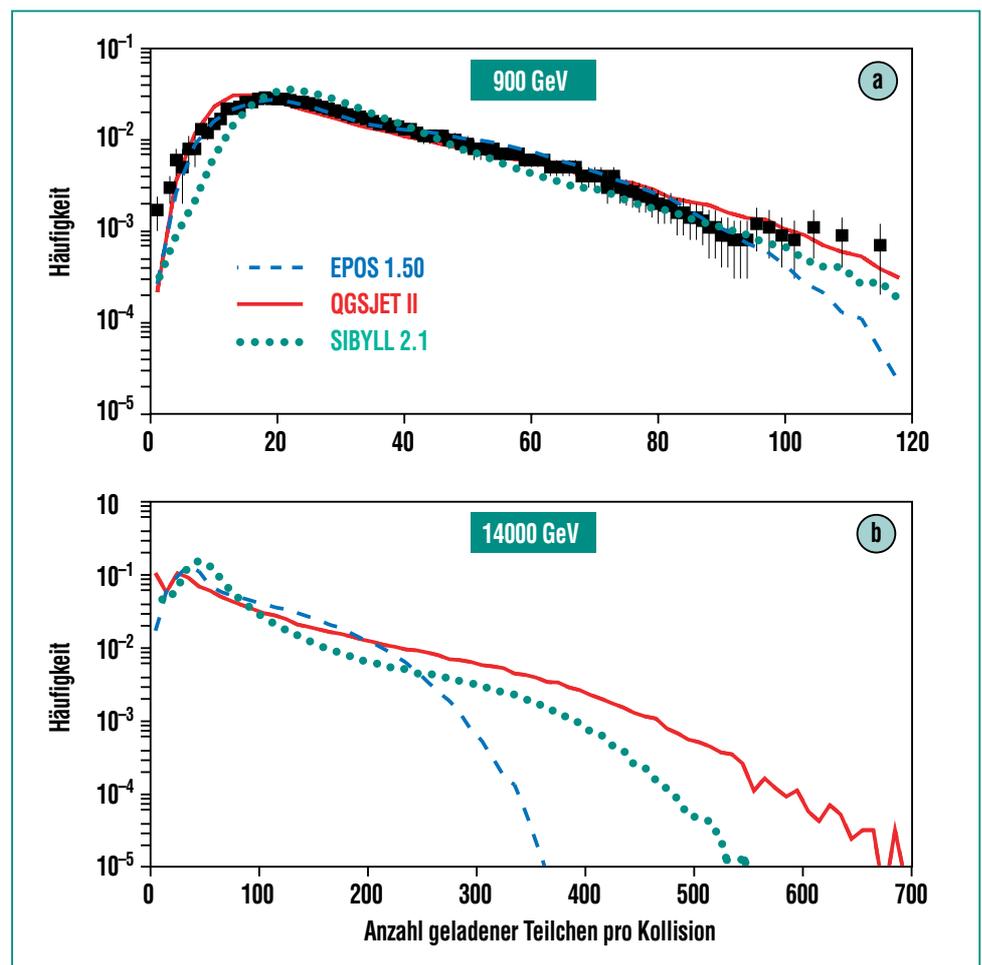


Abb. 3: Verteilung der Anzahl geladener Teilchen, die in Proton-Antiproton-Kollisionen erzeugt werden. Modellrechnungen werden mit Messpunkten vom SPS-Beschleuniger am CERN verglichen [9] (a). Vorhersagen für den Large Hadron Collider (LHC) sind im unteren Teil (b) gezeigt.

und in unvermessene Phasenraumbereiche der Sekundärteilchen dementsprechend modellabhängig. Zur Illustration ist in Abb. 3 (a) die Verteilung der Zahl von geladenen Sekundärteilchen gezeigt, wie sie in Proton-Antiproton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 900 GeV am CERN SPS Speicherring in Genf gemessen wurde. Diese Schwerpunktsenergie entspricht der in einer Kollision von einem Proton der Kosmischen Strahlung von 4×10^{14} eV mit einem Kern der Luft freigesetzten Energie. Die große Modellunsicherheit der Extrapolation zu höheren Energien ist exemplarisch in Abb. 3 (b) gezeigt, in der die Modellvorhersagen für die Schwerpunktsenergie des sich im Bau befindlichen LHC-Beschleunigers des CERN, welche etwa Protonen der Kosmischen Strahlung mit 10^{17} eV entspricht, gegenübergestellt sind.

Aufgrund der größeren Zahl von Beschleunigungsmessungen sind die Unsicherheiten bei der Simulation niederenergetischer Wechselwirkungen deutlich geringer. In CORSIKA stehen hierfür die Programme FLUKA [10], GHEISHA [11] und UrQMD [12] zur Verfügung.

Für die Beschreibung der Wechselwirkung von Photonen, Elektronen und Positronen wird die Quantenelektrodynamik genutzt, die es erlaubt, die für Luftschauer relevanten Prozesse störungstheoretisch zu berechnen. In CORSIKA werden elektromagnetische Wechselwirkungen mit Hilfe des Programms EGS 4 [13] simuliert, welches zu höheren Energien erweitert und um weitere Wechselwirkungsprozesse ergänzt wurde.

Simulation sehr großer Teilchenzahlen

Ein wesentliches Problem bei der Simulation von Schauern ist die sehr große Zahl von Teilchen, die für jeden Schauer berechnet werden muss. Derzeit werden weltweit zwei Lösungsansätze verfolgt. Zum einen kann die Zahl der zu verfolgenden Teilchen reduziert werden, indem nur ein kleiner, repräsentativer Teil aller Schauerteilchen explizit simuliert wird und dann von dieser Untermenge auf die Schauereigenschaften geschlossen wird. Dieses auf der Methode des statistischen Ausdünnens basierende Verfahren ist in CORSIKA implementiert. Es erlaubt die Simulation von Schauern mit einer Energie von 10^{20} eV mit vertretbarem Zeitaufwand (ca. 20 Stunden pro Schauer). Allerdings werden durch diese Methode die Fluktuationen der Schauer nicht realistisch beschrieben, da einzelne Teilchen in der Simulation typischer Weise 10^3 bis 10^4 echte Teilchen repräsentieren.

Einen anderen Lösungsansatz stellt die Hybridsimulation dar, welche z.B. im Programm CONEX implementiert ist. In CONEX wird ausgenutzt, dass Fluktuationen in ultra-hochenergetischen Luftschauern hauptsächlich durch die Fluktuationen der ersten, hochenergetischen Wechselwirkungen verursacht werden. Es ist also ausreichend, nur die ersten Wechselwirkungen in einem Luftschauer explizit mit dem Monte-Carlo-Verfahren zu simulieren. Die Sekundärteilchen dieser Wechselwirkungen bilden eine Anfangsverteilung von Schauerteilchen, deren weitere Entwicklung mit Hilfe eines

Integro-Differentialgleichungssystems berechnet werden kann. Dieses Verfahren bietet sich besonders an, wenn nur das longitudinale Schauerprofil oder totale Teilchenzahlen berechnet werden sollen und somit die Simulation der Teilchen entlang der Schauerachse ausreichend ist. Auf diese Weise kann die Schauersimulation bei 10^{20} eV um den Faktor 100 beschleunigt werden. Detaillierte Vergleiche der mit CORSIKA und CONEX gewonnenen Vorhersagen für Luftschauer bestätigen die Anwendbarkeit von Hybridsimulationen.

Schauereigenschaften

Im Folgenden werden zwei typische Schauercharakteristiken diskutiert, die für die Bestimmung der Elementzusammensetzung in den Experimenten KASCADE-Grande und Pierre Auger ausgenutzt werden.

Die mittlere Tiefe des Teilchenzahlmaximums von Proton- und Eisenschauern ist in Abb. 4 in Abhängigkeit von der Energie des Primärteilchens dargestellt. Die Modellvorhersagen wurden mit CORSIKA und CONEX berechnet. Die bisher verfügbaren Luftschauermessungen der mittleren Tiefe des Schauermaximums sind als Datenpunkte eingetragen. Obwohl die Interpretation der Daten vom zugrunde gelegten Wechselwirkungsmodell abhängt, kann festgestellt werden, dass die Elementzusammensetzung der Kosmischen Strahlung im Bereich unmittelbar oberhalb des Knies (3×10^{15} eV) sich zu schwereren Kernen verschiebt und bei höherer Energie wieder leichtere Elemente dominieren.

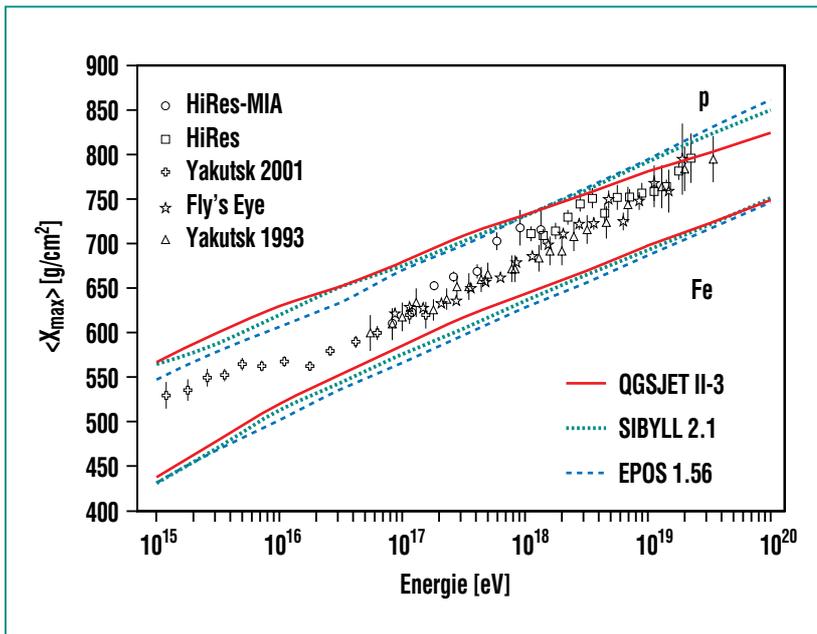


Abb. 4: Mittlere atmosphärische Tiefe des Schauermaximums. Die mit verschiedenen Wechselwirkungsmodellen berechneten Vorhersagen für Proton- und Eisenschauer sind zusammen mit Messpunkten verschiedener Experimente gezeigt [14].

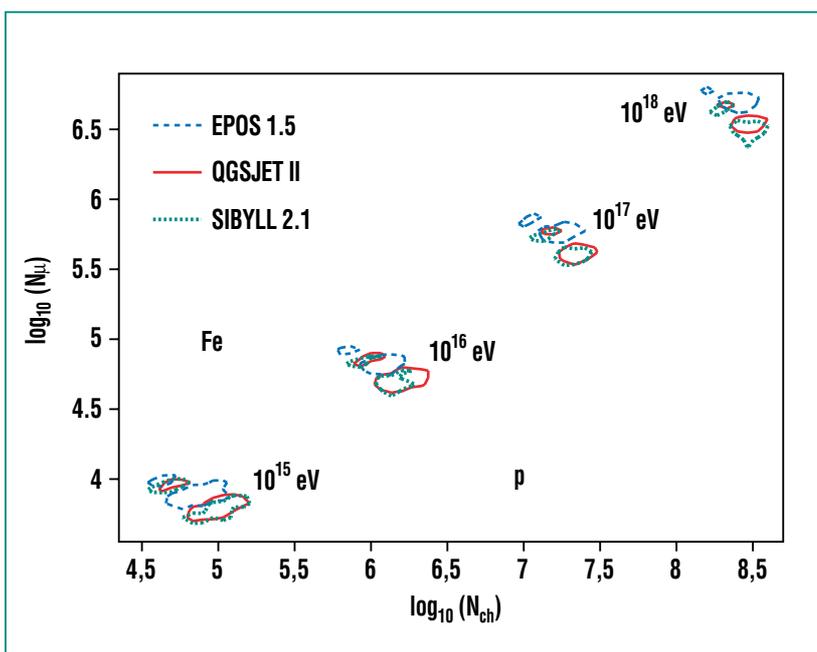


Abb. 5: Korrelation zwischen der erwarteten Anzahl von geladenen Teilchen und Myonen in einem senkrechten Luftschauder auf Meeresniveau. Für jedes Modell sind jeweils die Vorhersagen für Eisen- (obere Ellipsen) und Protonschauder (untere Ellipsen) eingezeichnet.

Die Korrelation zwischen der Zahl der Elektronen/Positronen und Myonen in Luftschaudern ist eine weitere Größe, aus der sich Erkenntnisse über die Elementzusammensetzung der Kosmischen Strahlen gewinnen lassen. Die theoretischen Vorhersagen für diese Korrelation sind in Abb. 5 für drei Wechselwirkungsmodelle zusammengestellt. Die Zahl der Myonen in Eisenschauern ist etwa 1,4-mal größer als in Protonschaudern. Sie steht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Modellierung der hadronischen Vielteilchenproduktion, weshalb die Vorhersagen eine sehr starke Modellabhängigkeit zeigen.

Ausblick

Gegenwärtig wird CORSIKA durch die Implementierung von Teilchen mit Charm-Quarks, die z. B. für die Simulation von neutrino-induzierten Luftschaudern benötigt werden, weiterentwickelt. Das Hybridsimulationsprogramm CONEX, das bisher auf die eindimensionale Berechnung der Teilchenzahlen entlang der Schauerachse beschränkt ist, wird für dreidimensionale Schauersimulationen erweitert und längerfristig mit CORSIKA verbunden werden. Ein weiterer Schwerpunkt der Arbeiten am Forschungszentrum und der Universität Karlsruhe ist die kontinuierliche Weiterentwicklung und Überprüfung von Wechselwirkungsmodellen. Dies erfolgt im Rahmen einer Reihe von Aktivitäten, die von der engen Zusammenarbeit mit anderen Arbeitsgruppen bis zur direkten Beteiligung an Beschleunigerexperimenten reichen.

Literatur

- [1] J. Oehlschläger,
persönliche Mitteilung (2007)
- [2] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdeville,
G. Schatz, T. Thouw,
*Forschungszentrum Karlsruhe
FZKA Bericht 6019 (1998)*
- [3] T. Bergmann et al.,
Astropart. Phys. 26 (2007) 420
- [4] J. Blümer et al.
(*Pierre Auger Kollab.*), *Proc. of the
28th International Cosmic Ray
Conference (Tsukuba)* p. 415 (2003)
- [5] J. Ranft,
Phys. Rev. D 51 (1994) 64
- [6] K. Werner, F.M. Liu, T. Pierog,
Phys. Rev. C 74 (2006) 044902;
T. Pierog, K. Werner,
astro-ph/0611311 (2006)
- [7] S. Ostapchenko,
Phys. Lett. B 636 (2006) 40; *Phys.
Rev. D* 74 (2006) 014026
- [8] R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari,
T. Stanev,
Phys. Rev. D 50 (1994) 5710;
R. Engel, T.K. Gaisser, P. Lipari,
T. Stanev,
*Proc. of the 26th International
Cosmic Ray Conference (Salt Lake
City)* vol. 1, p. 415 (1999)
- [9] R.E. Ansorge et al.
(*UA5 Kollab.*), *Z. Phys.* C43 (1989)
357
- [10] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft,
P.R. Sala,
*Proc. of Int. Conf. on Advanced
Monte Carlo for Radiation Physics,
Particle Transport Simulation and
Applications (MC 2000)*, p. 955
(2000)
- [11] H. Fesefeldt,
RWTH Aachen PITHA-85/02 (1985)
- [12] M. Bleicher et al.,
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 25
(1999) 1859
- [13] W.R. Nelson, H. Hirayama,
D.W.O. Rogers,
*Stanford Linear Accelerator Center
SLAC 265 (1985)*
- [14] J. Knapp, D. Heck, S.J. Sciutto,
M.T. Dova, M. Risse,
Astropart. Phys. 19 (2003) 77

Suche nach Dunkler Materie in unserer Galaxie

K. Eitel, IK; W. de Boer, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Dunkle Materie, was ist das?

Die Masse unseres Zentralgestirns, der Sonne, können wir nach Newton einfach aus der Umlaufgeschwindigkeit der Erde und ihres Abstandes zur Sonne bestimmen. Dieses Prinzip lässt sich auch auf große astronomische Objekte anwenden, um die Masse innerhalb der Umlaufbahn von Sternen oder selbst ganzen Galaxien zu bestimmen. Aus solchen Bewegungen von Galaxien stellte der schweizer-amerikanische Physiker und Astronom Fritz Zwicky bereits in den 1930er Jahren fest, dass es viel mehr gravitativ wirkende Masse als die uns sichtbare Masse geben muss. Dies gilt ebenso für unsere Galaxie, die Milchstraße, bei der Sterne so schnell um das galaktische Zentrum rotieren, dass sich mehr als nur sichtbare Materie in unserer Galaxie befinden muss.

Auch aus Beobachtungen des frühen Universums können wir auf Dunkle Materie (DM) schließen: So zeigen Messungen der Temperaturschwankungen in der kosmischen Hintergrundstrahlung (für die es 2006 den Physik-Nobelpreis gab), dass nur 5 % der Energie des Universums aus uns bekannter Materie wie Protonen, Neutronen und Elektronen besteht, der Rest aus einer uns unbekanntem Energieform [1]. Diese nicht direkt sichtbare Energie macht sich bemerkbar durch Gravitationseffekte. Erstaunlicherweise zeigen

die genannten Messungen, dass die unbekannt Energie in zwei Formen existiert: einer mit der uns bekannten anziehenden Gravitation wie bei gewöhnlicher Materie, die daher Dunkle Materie genannt wird, und aus einer Form, die eine abstoßende Gravitationskraft erzeugt, wie man es z. B. bei Vakuumenergie – oder allgemeiner einer kosmologischen Konstante – erwartet. Diese „Dunkle Energie“ macht dabei 72 %, die DM 23 %, die uns bekannte Materie aber nur 5 % der Gesamtenergie des Universums aus. Die Natur der DM und der Dunklen Energie zu entschlüsseln ist eine der zentralen Aufgaben in der Kosmologie, der Teilchen- und Astroteilchenphysik.

Aus der Verteilung der Galaxien und Galaxienhaufen, der so genannten Strukturbildung im Universum, folgert man, dass diese DM aus nicht-relativistischen, also schweren Teilchen besteht. Die DM ist dabei großräumiger als die sichtbare Materie, in so genannten Galaxien-Halos, verteilt, d. h. DM-Teilchen können höchstens die schwache Wechselwirkung spüren, da sie sich andernfalls durch die starke oder elektromagnetische Wechselwirkung genauso im Zentrum einer Galaxie ansammeln würden wie normale Materie. Folglich werden diese Teilchen „Weakly Interacting Massive Particles“, WIMPs, genannt, was im englischen für schwach wechselwirkende massive Teilchen, aber auch für Schwächlinge steht.¹⁾

Obwohl die Natur eines WIMPs unbekannt ist, kennen wir doch einige Eigenschaften: Diese Teilchen sind neutral (sonst würden wir sie sofort beobachten) und schwach wechselwirkend (wie oben erwähnt). In der bevorzugten Erweiterung des Standardmodells der Elementarteilchenphysik, der Supersymmetrie²⁾, ist das WIMP das leichteste supersymmetrische Teilchen [2], das ähnliche Eigenschaften wie ein Photon besitzt: es ist sein eigenes Antiteilchen und kann bei Kollision mit sich selbst vernichtet oder „annihiliert“ werden [3]. Aus dem genannten DM-Anteil an der Gesamt-Dichte von 23 % findet man eine thermisch gemittelte Annihilations-Rate, die in der Tat einer Rate oder physikalisch präziser einem Wirkungsquerschnitt der schwachen Wechselwirkung entspricht.

Bei der WIMP-Annihilation entstehen u. a. Gammastrahlen, Antiprotonen und Positronen. Die Gammastrahlen spielen eine entscheidende Rolle, da sie im Gegensatz zu den geladenen Teilchen nicht durch die interstellaren Magnetfelder abgelenkt werden und daher zur Quelle zeigen. Deshalb können sogar Gammastrahlen der gegenüberliegenden Seite unserer Galaxie beobachtet werden, allerdings mit Satelliten im Weltraum, da die Gammastrahlen in der Erdatmosphäre absorbiert werden.

Darüber hinaus sollte über die schwache Wechselwirkung, wenn auch sehr selten, ein Stoß eines

¹⁾ Neutrinos gehören auch zur Dunklen Materie. Sie können trotz ihrer geringen Masse aufgrund ihrer großen Häufigkeit – es gibt mehr als 1 Milliarde Neutrinos pro Proton im Universum – deutlich mehr zur Gesamtmasse des Universums beitragen als alle normale Materie. Die Bestimmung ihrer Masse mit dem KATRIN-Experiment ist deshalb von großer Bedeutung für die Kosmologie. Sie sind allerdings als Elementarteilchen viel zu leicht, um die beobachtete Strukturbildung im Universum zu erklären.

²⁾ Supersymmetrie ist eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen, d. h. zwischen Teilchen mit halbzahligen und ganzzahligen Eigendrehimpuls (Spin). WIMPs sind in dieser Theorie praktisch die supersymmetrischen Partner der Photonen der kosmischen Hintergrundstrahlung.

WIMPs aus der galaktischen DM-Wolke mit einem irdischen Detektor zu beobachten sein. Dabei gehen wir davon aus, dass die Sonne (und somit auch unsere Erde) mit einer mittleren Geschwindigkeit von 232 km/s um das galaktische Zentrum rotiert. Jeder Detektor auf der Erde bewegt sich dementsprechend gegen eine Wolke aus WIMPs, deren Eigenbewegung keine Vorzugsrichtung hat. Es gibt also grundsätzlich zwei Methoden zur Suche nach DM: die Suche nach den Zerfallsprodukten der WIMPs, die als indirekte Suche bekannt ist, da die WIMPs nicht direkt beobachtet werden, sowie die direkte Suche, bei der die WIMPs durch elastische Stöße in einem Detektor direkt beobachtet werden. Die direkten Suchen müssen tief unterirdisch durchgeführt werden, um den Untergrund der kosmischen Strahlung zu reduzieren, während die indirekten Suchen im Weltall durchgeführt werden, um die Absorption der Sekundärteilchen durch die Erdatmosphäre zu verhindern.

Im Weiteren werden wir zunächst auf die indirekte Suche eingehen und danach die direkte Suche diskutieren. An der indirekten Suche ist das KIT unter Leitung von W. de Boer mit einer Auswertung der EGRET-(Energetic Gamma Ray Emission Telescope)-Satellitendaten und mit dem AMS-(Alpha Magnetic Spectrometer)-Detektor beteiligt, der 2008 auf der Internationalen Raumstation ISS installiert werden soll. Unter Leitung von K. Eitel sucht das KIT mit dem EDELWEISS-(Expérience pour Detector Les Wimps en Site Souterrain)-Experiment auch direkt

nach DM. Dieses Experiment nimmt seit 2006 Daten auf.

Indirekte Suche nach Dunkler Materie

Wie oben erwähnt erlauben Gammastrahlen, den Halo aus DM unserer Galaxie zu rekonstruieren. DM-Annihilation (DMA) zeichnet sich aus durch einen diffusen Fluss von Gammastrahlen, die in allen Himmelsrichtungen das gleiche Spektrum, jedoch mit unterschiedlichen Intensitäten, aufweisen. Eine erste ausführliche Beobachtung der Gammastrahlen in allen Himmelsrichtungen wurde von EGRET durchgeführt, einem der vier Instrumente auf dem Satelliten Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) der NASA, der von 1991 bis 2000 Daten sammelte. Bereits 1997 war ein Überschuss an hochenergetischen (>1 GeV) Gammastrahlen gegenüber der

Erwartung herkömmlicher Hintergrundquellen beobachtet worden [4]. Die meisten Gammastrahlen im Bereich von einigen GeV werden durch inelastische Streuung der kosmischen Strahlung an der interstellaren Materie erzeugt. Dies sind vornehmlich Proton-Proton-Kollisionen, deren Gammaskpektren an Teilchen-Beschleunigern gut vermessen wurde. Für Elektronen sind die Energieverluste durch Bremsstrahlung und Ionisation sehr viel höher und unsicherer, aber diese liefern nur einen relativ geringen Beitrag zum Gammafluss. Dies ist dargestellt in Abb. 1 für den Fluss zum galaktischen Zentrum hin [5]. Der Gesamtfluss des Untergrundes wird durch die gelbe Fläche dargestellt mit den einzelnen Komponenten als gestrichelte Linien. Man sieht, dass die Daten oberhalb 1 GeV einen weiteren Beitrag brauchen, der sehr gut beschrieben werden kann

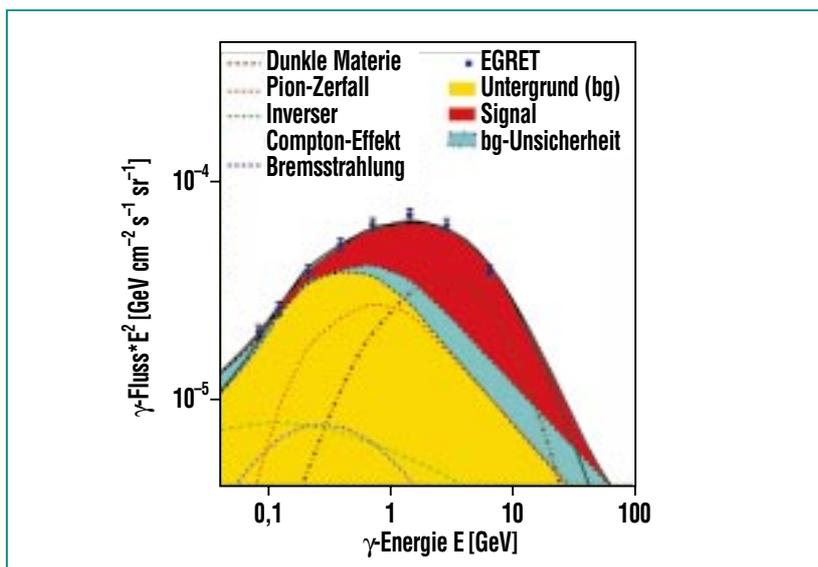


Abb. 1: Die diffuse Gammastrahlung in Richtung des Galaktischen Zentrums mit dem Beitrag des Untergrundes (gelb) und der Anihilation der Dunklen Materie (rot). Der blaue Streifen entspricht der Unsicherheit der Untergrund-Vorhersage, deren einzelne Beiträge gestrichelt eingezeichnet sind.

mit einem Beitrag der Annihilation eines WIMPs mit einer Masse von $60 \text{ GeV}/c^2$ (rote Fläche nach Addition der gestrichelten Beitrag zum Untergrund). Die Normierung von Untergrund und Signal wurde aus einem 2-Parameter-Fit der spektralen Formen von Untergrund und DMA bestimmt, wobei die Form des DMA-Spektrums aus Experimenten zur Elektron-Positron-Anihilation wohl bekannt, der Beitrag der DM a priori aber unbekannt ist. Daher gibt es zwei wesentliche Messungen: die mittlere Energie des Gammastrahlungs-Überschusses und die Intensität des Überschusses in den unterschiedlichen Himmelsrichtungen. Aus der Energie kann man die WIMP-Masse abschätzen, die dann in allen Himmelsrichtungen gleich sein muss, während aus der Intensitätsverteilung die Verteilung der DM in der Galaxie bestimmt werden kann. Wenn man sowohl die Verteilung

der sichtbaren als auch die der Dunklen Materie kennt, kann man das Graviationspotential bestimmen und damit die Umlaufgeschwindigkeiten der Sterne, d. h. die Rotationskurve bestimmen.

Der Überschuss an Gammastrahlung wurde in 180 verschiedenen Himmelsrichtungen beobachtet. In jeder Richtung ließen sich die Daten mit einer WIMP-Masse von $60 \text{ GeV}/c^2$ ausgezeichnet – mit ähnlicher Qualität wie in Abb. 1 – reproduzieren. Die Verteilung des Überschusses in den unterschiedlichen Himmelsrichtungen stimmt tatsächlich mit der Rotationskurve überein, wie in Abb. 2 gezeigt wird. Sogar der negative Beitrag zur Rotationskurve, der durch eine Art Torus von Dunkler Materie verursacht wird, wird von den EGRET-Daten korrekt beschrieben. Es wird vermutet, dass diese Substruktur der DM durch das Auseinander-

reißen der Zwerggalaxie Canis Major mittels Gezeitenkräfte entstanden ist [6]. Unsere Interpretation des EGRET-Gamma-Überschusses legt den Schluss nahe, dass die Dunkle Materie zumindest im Gammalicht wesentlich besser „sichtbar“ ist als noch vor kurzem vermutet. Es bleibt zu hoffen, dass sich das WIMP auch in der direkten Suche manifestiert und in den neuen teilchenphysikalischen Experimenten am CERN nachweisen lässt [7].

Das AMS-Experiment

Die indirekte Suche nach der DM wird energisch fortgesetzt, weil es die einzige Methode ist, unmittelbar etwas über die erwarteten Annihilationseigenschaften der WIMPs zu erfahren und gleichzeitig ihre Verteilung in der Galaxie zu bestimmen. Das geplante AMS-Experiment auf der ISS wird sowohl geladene als auch neutrale Teilchen vermessen [8]. Um die erwartete Antimaterie aus der DMA von den vielen Protonen und Elektronen der kosmischen Strahlung zu trennen, braucht man eine gewaltige Unterdrückung des galaktischen Untergrunds. Als Beispiel werden in Abb. 3 die Detektoren des AMS-02-Detektors gezeigt. Tatsächlich ist die Anzahl der Detektoren für die Teilchenidentifikation größer als für jeden bisher gebauten oder geplanten Detektor an einem Beschleuniger: Der Detektor besteht aus einem Silizium-Tracker, einem Flugzeit-Detektor (TOF), einem Ring-abbildenden Cerenkov-Zähler (RICH), einem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL), einem Amica Star Tracker (AST), Antikoinzidenz-Zählern (ACC) und einem Übergangs-Strah-

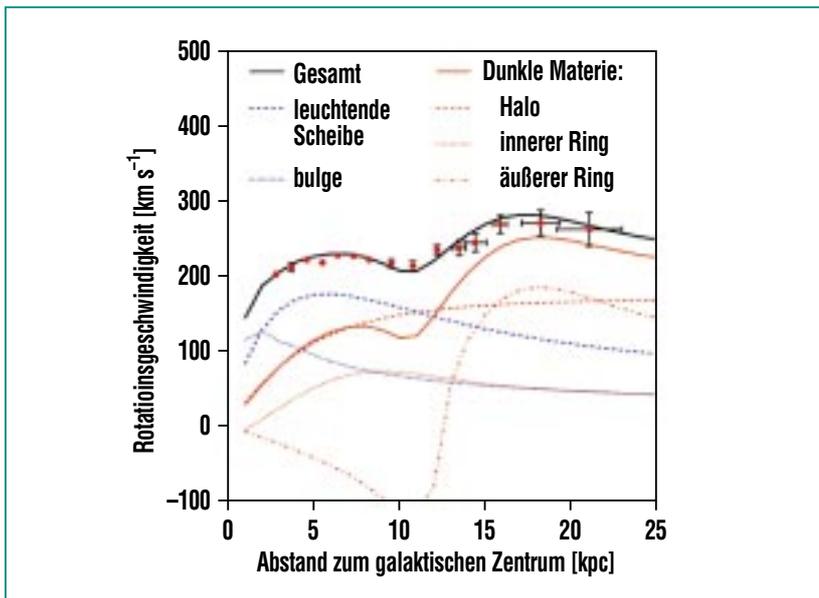


Abb. 2: Die Rotationskurve unserer Galaxie mit den Beiträgen der sichtbaren und Dunklen Materie (Halo plus Ringe) als gestrichelte Linien. Die Form der Beiträge der DM wurde aus der diffusen Gammastrahlung ermittelt.

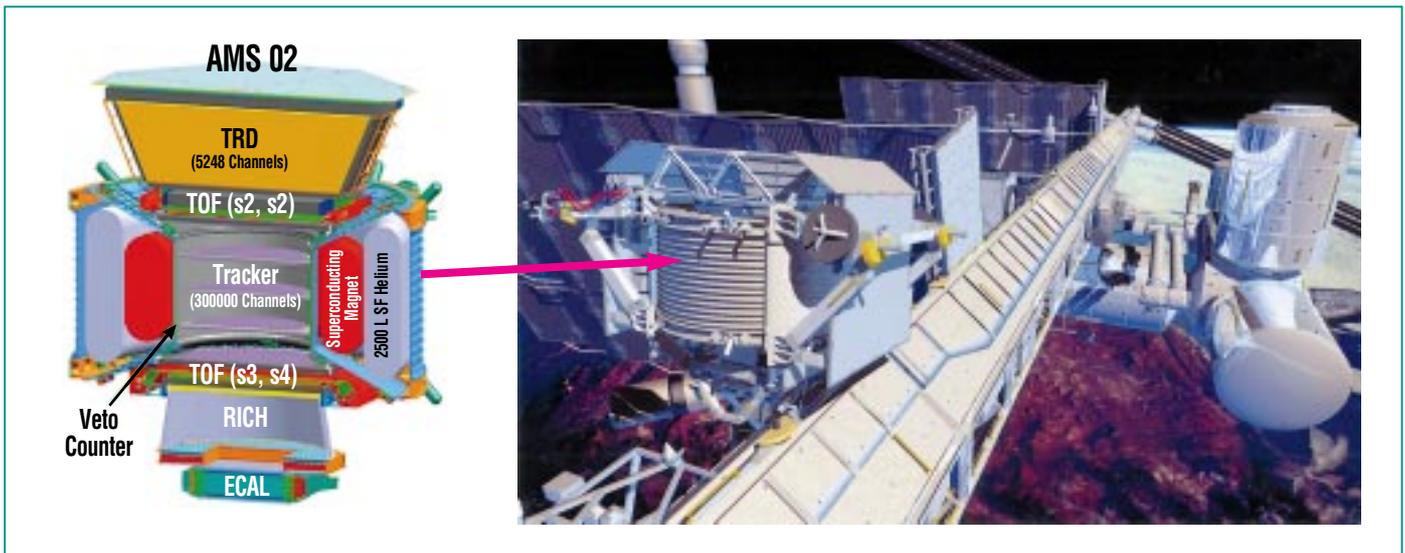


Abb. 3: Das AMS-02-Experiment: links schematisch, rechts Modellzeichnung nach Integration auf der ISS. Der Detektor ist ca. drei Meter hoch.

lungsdetektor (TRD). AMS-02 wird dann in der Lage sein, individuelle Elemente im Spektrum der kosmischen Strahlung bis zu einer Ladungszahl von $Z = 26$ (Eisen) aufzulösen. Die Universität Karlsruhe hat dabei die Verantwortung für die raumfahrtqualifizierte Auslese-Elektronik des Übergangs-Strahlungsdetektors übernommen.

partikelmodell lassen Werte von $\sigma = 10^{-43} \text{ cm}^2$ oder noch kleiner vermuten, was einer erwarteten Ereignisrate von nur einem Rückstoß pro Jahr und kg Detektormaterial entspricht! Um dennoch nach diesen seltenen, niederenergetischen Ereignissen zu suchen, werden hochreine kryogene Detektoren eingesetzt [9]. Dabei handelt es

sich z. B. um Germanium-Kristalle, die bei Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt, bei 0,017 Kelvin, betrieben werden. Abb. 4 beschreibt das Messprinzip für den Nachweis eines WIMP-Stoßes. Ein 320 g schwerer Germanium-Kristall ist mit 100 nm dicken Aluminium-Elektroden zur Auslese von Ionisationssignalen bedampft, an einer

Direkte Suche nach Dunkler Materie

Wie in der Einleitung erwähnt, kann man WIMPs aus der galaktischen Wolke nachweisen durch die elastische Streuung eines WIMPs an einem Atomkern, ähnlich dem Stoß zweier Billardkugeln. Während die Kinematik des Stoßes vollständig durch die Massen und Impulse der Stoßpartner beschrieben werden kann, ist die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Prozess, der so genannte Wirkungsquerschnitt σ , noch unbekannt. Vorhersagen aus dem supersymmetrischen Element-

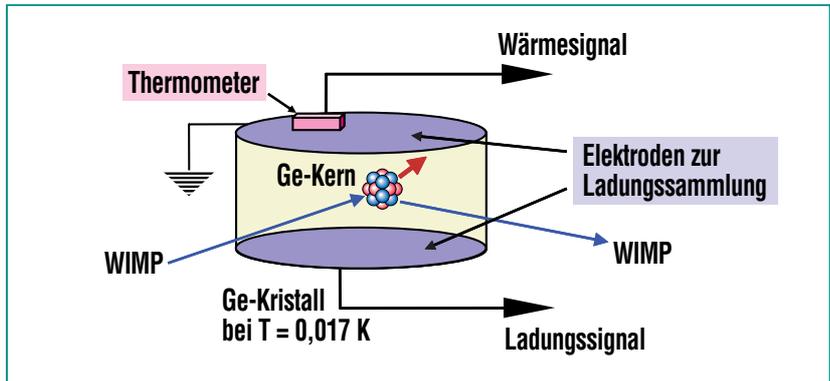


Abb. 4: Messprinzip eines Halbleiter-Bolometers. Kommt es zu einem elastischen Stoß eines WIMP-Teilchens mit einem Atomkern des Kristalls, führt der Kern-Rückstoß zu einer Temperaturerhöhung, die über ein Thermometer registriert wird. Gleichzeitig ionisiert der Ge-Kern seine Umgebung, was zu einem Ladungssignal führt, das an den Elektroden ausgelesen wird.

Oberfläche ist ein Spezial-Sensor aufgeklebt, der die Temperatur des Kristalls misst. Kommt es zu einem Kern-Rückstoß, so führt dies zu einem Temperaturanstieg, der der freigesetzten Energie entspricht. Gleichzeitig ionisiert der Ge-Kern das Material in seiner Umgebung, was zu einem Ladungssignal führt, das an den Oberflächenelektroden ausgelesen wird.

Durch das charakteristische Verhältnis von Ionisations- und Wärme-Signal kann ein Kern-Rückstoß von Rückstößen eines Elektrons, die bei radioaktiven Prozessen entstehen, separiert und somit radioaktiver Untergrund massiv unterdrückt werden. Abb. 5 zeigt Messdaten einer Kalibration eines Ge-Kristalls [10]. Dabei wurde der Detektor einer ^{252}Cf -Quelle ausgesetzt, die sowohl γ -Quanten als auch Neutronen emittiert. Während erstere an Elektronen des Kristalls streuen, stoßen Neutronen an den Atomkernen. Deutlich sind die getrennten Ereignistypen zu erkennen: Kern-Rückstöße zeichnen sich durch deutlich weniger Ionisation im Vergleich zur Gesamt-Rückstoßenergie aus (Q-Werte von ca. 0,3 oder 30 % des Wertes für Elektronen). Das rot markierte Band ist somit die Region, in der bei der Suche nach Dunkler Materie WIMP-Ereignisse zu erwarten sind.

Um weiteren Untergrund durch Reaktionen der kosmischen Strahlung in der Erdatmosphäre zu verhindern, wird die direkte Suche nach DM in Untergrundlabors durchgeführt, in denen dicke Gesteinsschichten vor kosmischer Strahlung schützen.

Das EDELWEISS-Experiment im Untergrundlabor von Modane

Das Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Karlsruhe sowie das Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe (TH) sind seit 2003 am EDELWEISS-Experiment [11] beteiligt. Es befindet sich im Laboratoire Souterrain de Modane im französisch-italienischen Fréjus-Tunnel. Dort schirmt die 1780 Meter mächtige Gesteinsschicht der Alpen das Experiment gegen störende kosmische Strahlung ab. Abb. 6 zeigt ein Schema des experimentellen Aufbaus, wie er im Jahre 2005 als komplett neue Konfiguration (EDELWEISS-2) realisiert wurde. Bis zu 110 Detektoren können im Kryostaten bei 0,017 Kelvin betrieben wer-

den (Abb. 7). Umgeben ist der zentrale Kryostat von mehreren Lagen von Abschirmmaterialien gegen Umgebungs-Radioaktivität.

Diese passive Abschirmung wird nahezu hermetisch von einem 100 m² großen System aus Szintillator-Modulen umschlossen, das die Karlsruher Gruppe entworfen und aufgebaut hat. Dessen Aufgabe ist es, Myonen der kosmischen Strahlung in der Umgebung der Detektoren zu erkennen. Diese hochenergetischen Myonen produzieren in tief-inelastischen Stößen mit Materie hochenergetische Neutronen, die in die Germanium-Detektoren eindringen können. Dort stoßen sie dann an Atomkernen und erzeugen analog zur Kalibration wie in Abb. 5 Ereignisse im WIMP-Signalband. Un-

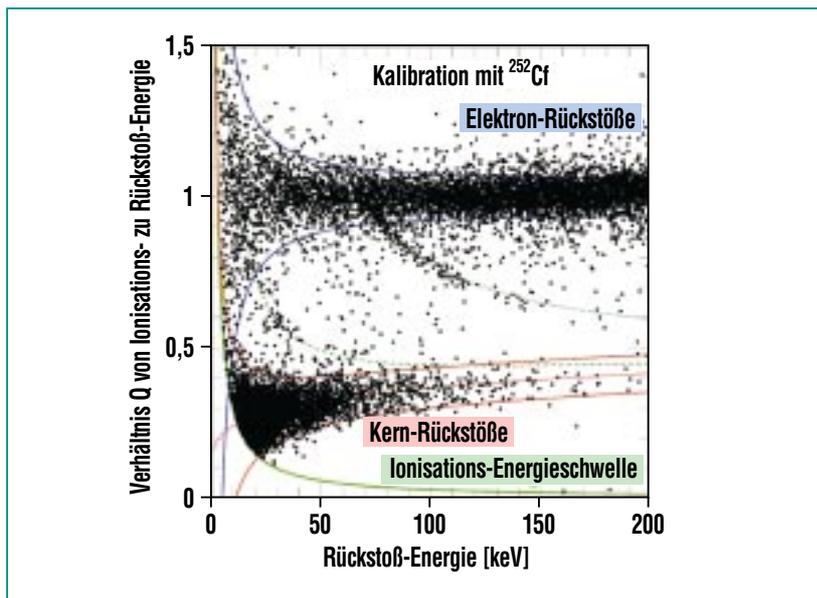


Abb. 5: Kalibration eines Ge-Bolometers durch Bestrahlung mit einer ^{252}Cf -Neutronenquelle: Deutlich erkennbar sind zwei Ereignispopulationen, die durch das Verhältnis von Ionisations- zu Rückstoß-Energie separiert werden können. Die auf das Ionisationssignal angelegte Energieschwelle (grüne Kurve) entspricht einer Rückstoßenergie von 3,5 keV. Die Bänder beschreiben die Bereiche, in denen 90 % der Elektron- bzw. Kern-Rückstöße liegen.

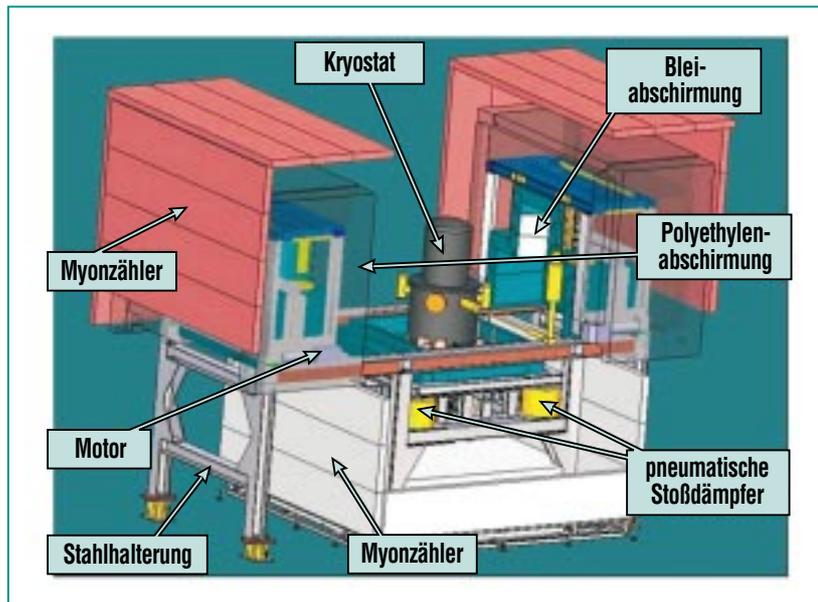


Abb. 6: Schema des Experiment-Aufbaus von EDELWEISS. Die Germanium-Bolometer befinden sich im Kryostaten, der gegen mechanische Vibrationen gesichert auf pneumatischen Stoßdämpfern ruht. Die Abschirmung aus Blei und Polyethylen sowie die Myonzähler sind im oberen Bereich mobil, um Zugang zum Kryostaten zu gewährleisten. Die gesamte Abschirmung ist von einem Myon-Vetosystem aus Plastiksintillatoren umgeben.



Abb.7: Der EDELWEISS-Kryostat mit der inneren Bleiabschirmung, Kabeldurchführung, der Halterung für die Einzelkristalle sowie einigen Detektoren in ihrer Kupfer-Halterung.

erkannte Myonen wären damit in der Lage, einen Neutronenfluss zu erzeugen, der die Sensitivität des Experiments für WIMPs massiv reduzieren würde. Die Signale der Myon-Vetozähler werden in einem autarken Datenaufnahmesystem registriert und über eine zentrale Experiment-Uhr mit den Germanium-Detektordaten synchronisiert. Vorläufige Analysen der Veto-Daten ergeben einen Myonenfluss im Untergrundlabor von Modane von $\Phi(\mu) = 3,7 \pm 0,5$ Myonen pro Tag und m^2 , der mit dem erwarteten Fluss von ca. 4 Myonen pro Tag und m^2 gut übereinstimmt.

In Abb. 8 sind die aktuellen experimentellen Resultate und zukünftigen Erwartungen der Suche nach Dunkler Materie als physikalische Parameter zusammengefasst. Gibt

es in einem Experiment keinen Hinweis auf ein WIMP-Signal, so kann eine bestimmte Ereignisrate pro Expositionszeit (typischerweise kg-Tage) ausgeschlossen werden. Da diese Rate aufgrund der Stoß-Kinematik und der experimentellen Energieschwelle von der WIMP-Masse und dem Wirkungsquerschnitt abhängt, ergibt sich somit eine Kurve, oberhalb derer diese Parameter ausgeschlossen sind. Gibt es dagegen Indizien für ein WIMP-Signal, so führt dies zu geschlossenen Parameterbereichen. Das EDELWEISS-Experiment in seiner ersten Ausbaustufe in einer Messphase von 2000 bis 2003 hat keine Hinweise auf WIMPs gemessen, was zu der braunen Ausschusskurve in Abb. 8 führt [12, 13]. Somit schließt EDELWEISS wie auch andere Experimente das Resultat eines älteren italienischen Experiments, DAMA [14], aus. Mit der nun anvisierten Expositionszeit von einigen kg-Jahren (gestrichelte Linie) wird EDELWEISS wie auch CDMS [15] und CRESST [16] in Parameterbereiche vorstoßen, die in supersymmetrischen Modellen der Elementarteilchenphysik als favorisiert gelten. Außerdem kann der Hinweis aus der indirekten WIMP-Suche der EGRET-Satelliten-Daten überprüft werden. Parallel zum Ausbau der bestehenden Experimente wird momentan in der gemeinsamen europäischen Studie EURECA (European Underground Rare Event Calorimeter Array) untersucht, wie auf der Basis der bewährten Detektortechnologie die Sensitivität für Dunkle Materie um einen weiteren Faktor 100 erhöht werden kann [17]. Dazu wären dann Detektoren mit einer Gesamtmasse von 1 Tonne erforderlich.

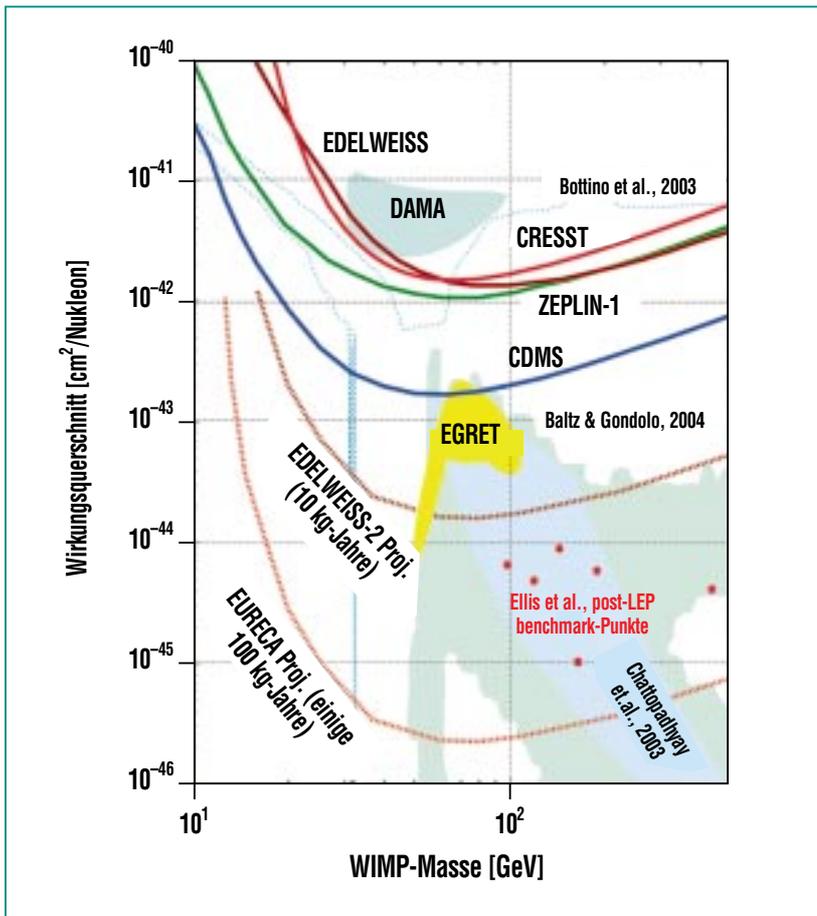


Abb. 8: Parameterbereich für die WIMP-Masse und die Stärke der Wechselwirkung von Dunkler Materie mit normaler Materie, des so genannten spin-unabhängigen Wirkungsquerschnitt eines WIMPs mit einem Atomkern, bezogen auf einen Kernbaustein (Nukleon). Parameterbereiche oberhalb der experimentellen Kurven sind ausgeschlossen, Hinweise von DAMA und EGRET führen zu den farbigen Parameterbereichen, von supersymmetrischen Modellen favorisierte Parameter sind ebenfalls als Farbbereiche bzw. benchmark-Punkte eingezeichnet.

Zusammenfassung

Die indirekte Suche nach DM mit Gammastrahlen hat einen interessanten Hinweis auf die Natur der DM gegeben. Der von EGRET beobachtete Überschuss an Gammastrahlen entspricht einer WIMP-Masse von ca. $60 \text{ GeV}/c^2$, wobei mit der Verteilung des Überschusses die Rotationskurve in unserer

Galaxis rekonstruiert werden konnte. Diese spannenden Ergebnisse werden bald durch neue detaillierte Satellitenexperimente überprüft. Parallel dazu erzielen wir mit der neuen Generation an Experimenten zur direkten Suche nach Dunkler Materie in den nächsten Jahren eine bisher unerreichte Empfindlichkeit und stoßen erstmalig deutlich in Bereiche vor, in

denen supersymmetrische Theorie-Modelle WIMPs vorhersagen. Im Weltraum wie auch tief unter der Erde könnten wir damit einem der großen Rätsel der Kosmologie auf die Spur kommen und die Natur der Dunklen Materie aufdecken. Wenn gleichzeitig an Beschleunigeranlagen neue Elementarteilchen gefunden werden, vor allem am Large Hadron Collider (LHC) am CERN in Genf, und man durch das Studium ihrer Eigenschaften feststellen würde, dass auch die beobachteten WIMPs zur Familie dieser neuen Teilchen gehören, wäre nicht nur das Rätsel der Dunklen Materie gelöst. Darüber hinaus wäre einmal mehr eine Verbindung zwischen der Physik des Allerkleinsten und der Astrophysik und Kosmologie aufgezeigt.

Unser Dank gilt dem HGF Impuls- und Vernetzungsfonds für die Förderung des EDELWEISS-Experiments im Rahmen des Virtuellen Instituts für Dunkle Materie und Neutrinos, VIDMAN. Wir danken außerdem dem Centrum für Elementarteilchenphysik und Astroteilchenphysik, CETA, der Universität Karlsruhe für die Unterstützung während der Aufbauarbeiten im Untergrundlabor von Modane und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) für die Unterstützung beim Bau des AMS-Detektors.

Literatur

- [1] D.N. Spergel et al.,
arXiv:astro-ph/0603449
- [2] W. de Boer,
Progress in Particle and Nuclear Physics 33 (1994) 201
- [3] G. Jungman et al.,
Phys. Rep. 267 (1996) 195
- [4] S.D. Hunter et al.,
Astroph. Journal 481 (1997) 205
- [5] W. de Boer et al.,
Astron. Astrophys. 444 (2005) 51
- [6] D.I. Dinescu et al.,
Astrophys. J. 631 (2005) L49
- [7] W. de Boer et al.,
Phys. Lett. B 636 (2006) 13
- [8] AMS homepage:
<http://ams.cern.ch/>
- [9] K. Eitel,
Progress in Particle and Nuclear Physics 57 (2006) 366
- [10] O. Martineau et al.,
Nucl. Instr. and Meth. A 530 (2004) 426
- [11] EDELWEISS homepage:
<http://edelweiss.in2p3.fr/>
- [12] V. Sanglard et al.,
Phys. Rev D 71, 122002 (2005)
- [13] A. Benoit et al.,
Phys. Lett. B 616 (2005) 25
- [14] R. Bernabei et al.,
Riv. N. Cim. 26n.1 (2003) 1
- [15] D.S. Akerib et al.,
Phys. Rev. Lett. 96, 011302 (2006)
- [16] G. Angloher et al.,
Astropart. Phys. 23 (2005) 325
- [17] H. Kraus et al.,
Journal of Physics: Conference Series 39 (2006) 139

KATRIN – ein Schlüsselexperiment der Astroteilchenphysik

G. Drexlin, IK und Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe;
C. Weinheimer, Institut für Kernphysik, Universität Münster

Einleitung

Die Zielsetzung des Karlsruhe Tritium Neutrino (KATRIN) Experimentes ist die modellunabhängige Messung der Neutrinomasse mit einer Sensitivität von 200 meV. Die Motivation für KATRIN ergibt sich aus der Schlüsselrolle von Neutrinos in der Astroteilchenphysik: zum einen spielen massebehaftete Neutrinos eine spezifische Rolle als heiße Dunkle Materie bei der Evolution von großräumigen Strukturen im Universum, zum anderen kommt der Neutrinomasse eine Schlüsselrolle beim offenen Problem der Entstehung von Masse zu. Das experimentelle Prinzip von KATRIN basiert auf der präzisen Vermessung des Spektrums von Elektronen nahe am kinematischen Endpunkt des β -Zerfalls von molekularem Tritium. Hierzu werden Elektronen aus einer fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle höchster Intensität durch starke Magnetfelder von supraleitenden Magneten adiabatisch durch die 70 m lange Experimentiereinrichtung geführt. Ein System aus zwei elektrostatischen Retardierungsspektrometern erlaubt eine präzise Bestimmung der Elektronenergien mit $\Delta E = 0,93$ eV. Die durch dieses System transmittierten Elektronen werden in einem Fokalebene-detektor nachgewiesen.

Die erfolgreiche Durchführung von KATRIN stellt höchste Anforderungen an die Prozesstechnik, insbesondere bei der Tritiumhandhabung, Ultrahochvakuum- und Kryotechnik sowie der Hochspannungsstabilisierung. Eine weltweite Kollaboration aus mehr als 125 Wissenschaftlern und Ingenieuren unter Federführung des

Forschungszentrums ist dabei, dieses Schlüsselexperiment der Astroteilchenphysik am Tritiumlabor Karlsruhe aufzubauen. Die ersten Messungen mit dem Gesamtexperiment sind für 2010 geplant. Dieser Artikel gibt einen einführenden Überblick über das Gesamtexperiment und seine astroteilchenphysikalische Motivation.

Motivation

Neutrinos sind faszinierende Elementarteilchen: sie spielen sowohl bei der Untersuchung der inneren Struktur der Materie wie auch bei der Erforschung des großräumigen Aufbaus des Universums eine spezielle Rolle. Ihre Masse ist um viele Größenordnungen kleiner als die aller anderen Elementarteilchen und ihre Wechselwirkung mit normaler Materie ist extrem klein, da sie nur der schwachen Wechselwirkung unterliegen. Während der ersten Sekunde nach dem Urknall wurden so viele von ihnen produziert, dass sie neben den Photonen die häufigsten Teilchen im Universum sind: jeder cm^3 des Kosmos enthält heute 336 Neutrinos. Darüber hinaus dienen uns Neutrinos als Sonden für sonst unzugängliche Regionen wie das Innere unserer Erde oder einer Supernova. Experimente mit Neutrinos sind außerordentlich schwierig, eröffnen aber einzigartige Fenster zur Beantwortung fundamentaler Fragen der Astroteilchenphysik [1]:

- was ist der Ursprung der Masse von Elementarteilchen, insbesondere von Neutrinos?
- welche Rolle hat die heiße dunkle Materie bei der Evolution von großräumigen Strukturen im Universum gespielt?

Kosmologie

Seit ihrer Entkopplung von der normalen Materie beeinflussen die primordialen Neutrinos die Evolution von großräumigen Strukturen im Universum. Da sie sich im frühen Universum aufgrund ihrer kleinen Ruhemasse im sub-eV-Bereich ($1 \text{ eV} = 1,8 \times 10^{-36} \text{ kg}$) mit relativistischen Geschwindigkeiten ($v \sim c$) bewegen, bezeichnet man sie als heiße Dunkle Materie (HDM). Neutrinos sind die Gegenspieler aller anderen Materieformen auf der Bühne der kosmischen Evolution. Während diese zu einer gravitativen Selbstkontraktion von Materiekumpen führen, verhindert die heiße dunkle Materie durch Diffusion die Bildung von Protogalaxien. Ein genaues Verständnis dieser gegenläufigen Prozesse ist von fundamentaler Bedeutung, entsprechend groß ist das Interesse an der Absolutskala der ν -Masse. Dabei gilt: je größer die ν -Ruhemasse $m(\nu)$, desto stärker ist der Einfluss von Neutrinos auf die Strukturentstehung. In einem Universum mit ν -Massen $m(\nu) \sim 10$ eV wäre die Anzahl von Galaxien deutlich kleiner als in unserem Universum.

Abb. 1 gibt einen Überblick über die derzeit erlaubten Parameterbereiche von $m(\nu)$ und Ω_ν , dem Anteil von Neutrinos an der gesamten Energie- und Materiedichte Ω_{tot} im Universum. Die heutige Obergrenze $m(\nu) < 2,3$ eV entspricht einem maximalen Anteil $\Omega_\nu \sim 15$ %, die untere Grenze $\Omega_\nu > 0,1$ % mit $m(\nu) > 50$ meV folgt aus Resultaten von ν -Oszillationsexperimenten. Mit KATRIN können noch ν -Massen von 200 meV nachgewiesen werden, dies entspricht $\Omega_\nu \sim 1$ %. Kleinere Neutri-

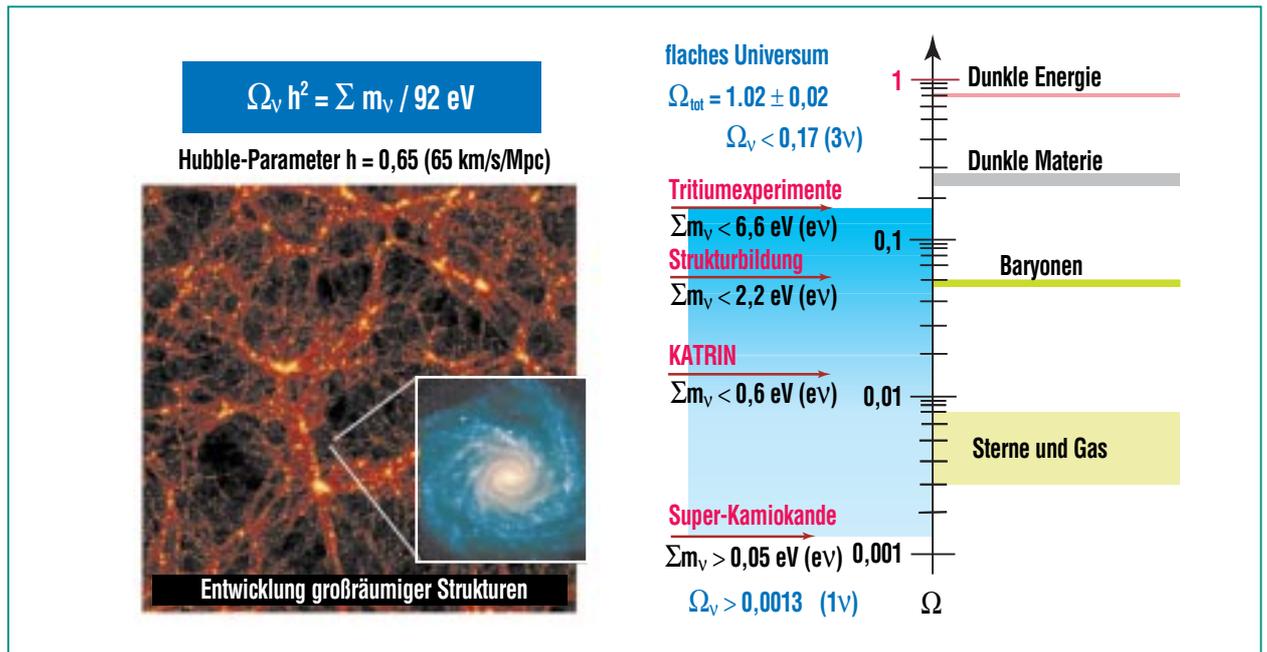


Abb. 1: Erlaubter Parameterbereich des Anteils Ω_ν der heißen dunklen Materie am Energie- und Materiegehalt des Universums. Mit KATRIN kann eine Neutrinomasse von 0,2 eV nachgewiesen werden, dies entspricht einem ν -Massenanteil von $\Omega_\nu \sim 1\%$.

nomassen im Bereich $\Omega_\nu < 1\%$ sind kosmologisch uninteressant, da in diesem Bereich der Einfluss von Neutrinos auf die Strukturevolution vernachlässigbar ist.

Teilchenphysik

Im Mikrokosmos der Teilchenphysik spielen Neutrinos eine ebenso große Rolle. Aufgrund der Kleinheit der ν -Masse (Neutrinos sind mehr als 10^5 -mal leichter als alle anderen Elementarteilchen) eröffnet eine Messung von $m(\nu)$ über den See-saw-Mechanismus möglicherweise einen Zugang zur Physik in einem Energiebereich nahe an der GUT-Skala bei $\sim 10^{16}$ GeV. Andere Modelle zur Generierung kleiner Neutrinomassen verknüpfen diese mit verborgenen Strukturen der Raumzeit (extra Dimensionen). Alle theoretischen Modelle lassen sich jedoch in zwei ge-

nerische Klassen zusammenfassen: in hierarchische Szenarios, bei denen die drei ν -Massenzustände der Relation $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ genügen, bzw. in quasi-degenerierte Massenszenarios mit $m_1 \approx m_2 \approx m_3$. KATRIN mit seiner Sensitivität von 200 meV überdeckt den Bereich quasi-degenerierter Massenszenarios. Eine experimentelle Verifikation dieses Schemas hätte fundamentale Auswirkungen auf unser theoretisches Verständnis der Generierung von Teilchenmassen.

Methoden und Resultate

Neutrinomassen lassen sich durch drei Methoden bestimmen: die Untersuchung großräumiger Strukturen im Kosmos, die Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetaerfall ($0\nu\beta\beta$) sowie durch die Analyse der Kinematik von Betazer-

fällen. Kosmologische Strukturuntersuchungen kombinieren die Daten von Galaxiendurchmusterungen (2dFGRS, SDSS) mit den Ergebnissen von Experimenten zur Hintergrundstrahlung (WMAP) auf der theoretischen Basis des kosmologischen Konkordanzmodells (λ CDM). Die hierbei erzielten Resultate mit Sensitivitäten im sub-eV-Bereich sind aber stark modellabhängig und nicht geeignet, eine endliche Neutrinomasse zweifelsfrei nachzuweisen. In den nächsten Jahren sind durch neue Satellitenmissionen (Planck) und Großteleskope (LSST) mit neuen Methoden genauere Messungen zu erwarten. Mit der Suche nach $0\nu\beta\beta$ -Ereignissen lassen sich die inneren Symmetrie-Eigenschaften der Neutrinos untersuchen sowie die Majoranamasse von Neutrinos bestimmen. Vor wenigen Jahren wurde eine erste Evidenz für der-

artige Ereignisse publiziert, die Interpretation dieses Ergebnisses als Hinweis für $m(\nu) \sim 0,4 \text{ eV}$ ist allerdings stark umstritten. Neue experimentelle Anstrengungen (GERDA, EXO, CUORE) sollen hier eine Klärung herbeiführen. Die Extraktion einer präzisen ν -Masse über die Suche nach $0\nu\beta\beta$ -Ereignissen wird durch die erheblichen Unsicherheiten bei Kernmatrixelementen weiter erschwert.

Tritium- β -Zerfall und ν -Masse

Die einzige modellunabhängige Methode zur Bestimmung der ν -Ruhemasse basiert auf der genauen Messung des Energiespektrums von Elektronen aus β -Zerfällen von Kernen. Bei einem β -Zerfall wandelt sich ein Neutron in ein Proton um, dabei wird entsprechend Pauli's Postulat ein Elektron zusammen mit einem Elektron-Antineutrino emittiert. Da sich die beiden emittierten Teilchen die verfügbare Energie E_0 teilen, beobachtet man ein kontinuierliches Spektrum von Elektronen bis zur Maximalenergie. Der β -Emitter mit den besten Eigenschaften zur Messung der ν -Masse ist Tritium mit seiner kleinen Übergangsenergie $E_0=18,6 \text{ keV}$ und seiner kurzen Halbwertszeit $T_{1/2}=12,3 \text{ Jahren}$, die eine hohe Zerfallsaktivität garantiert. Das mit der Fermi-Theorie berechnete Energiespektrum des Tritium- β -Zerfalles ist in Abb. 2a dargestellt. Eine Information über die Masse des Elektronantineutrinos tragen nur diejenigen Zerfallsprozesse, bei denen ein nichtrelativistisches Neutrino emittiert wird. Dies bedeutet, dass nur die Elektronen nahe am kinematischen Endpunkt bei E_0

von Interesse für die β -Spektroskopie sind. Nur in diesem wenige eV schmalen Bereich nahe an E_0 wird das Spektrum für massebehaftete Neutrinos signifikant von einem Referenzspektrum ohne Neutrinomasse abweichen (s. Abb. 2b). Der Anteil dieser Ereignisse am Gesamtspektrum ist extrem klein: so liegt bei Tritium in einem 1 eV breiten Intervall unterhalb von E_0 nur ein Anteil von 2×10^{-13} des Gesamtspektrums.

Messprinzip

In den letzten 25 Jahren wurde weltweit in einer Reihe von Tritiumzerfallsexperimenten nach der Signatur einer Neutrinomasse gesucht. Nachdem anfänglich magnetische Spektrometer zur Energieanalyse der Elektronen eingesetzt wurden, konnte Anfang der neunziger Jahre durch den Einsatz der MAC-E-Filtertechnik (magnetische adiabatische Kollimation mit Energiefilter) ein deutlicher Sensitivitätssprung erreicht wer-

den. Dabei werden die Elektronen aus einer Tritiumquelle durch starke Magnetfelder adiabatisch zu einem Spektrometer geleitet, das durch Anlegen einer negativen Gegenspannung als integrales Energiefilter arbeitet. Die durch dieses System transmittierten Elektronen werden in einem Detektor gezählt. Mit dieser Messmethode konnten die vor wenigen Jahren beendeten Experimente in Mainz und Troitsk die bisher beste Obergrenze $m(\nu) < 2,3 \text{ eV}$ erzielen.

Eine weitere Steigerung der Sensitivität erfordert zum einen eine Tritiumquelle höchster Luminosität zum Erreichen einer ausreichenden Messstatistik am Endpunkt [2]. Zum anderen wird ein hochauflösendes Spektrometer zur präzisen Spektroskopie der höchstenergetischen β -Zerfallselektronen benötigt. Diese experimentellen Anforderungen werden durch das Referenzdesign des KATRIN-Experimentes [3] erfüllt.

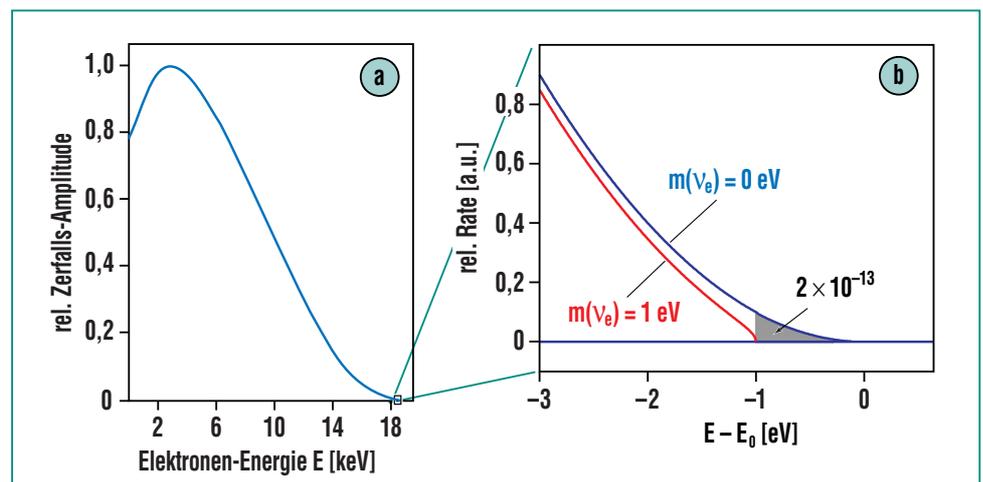


Abb. 2: Beim β -Zerfall von Tritium in das Isotop Helium-3 werden ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino emittiert, die sich die beim Zerfall freigesetzte Energie von 18,6 keV teilen. a) Kontinuierliches Energiespektrum der Elektronen. b) Nahe am Endpunkt wird das β -Energiespektrum durch eine endliche Neutrinomasse (hier dargestellt für $m(\nu) = 1 \text{ eV}$) modifiziert.

Das KATRIN-Experiment

Das KATRIN-Experiment vereint mit über 110 Wissenschaftlern, Ingenieuren und Technikern aus fünf Ländern (Deutschland, USA, Russ. Föderation, England und Tschechische Republik) und 16 Institutionen die Weltexpertise der direkten Neutrinomassen-community. KATRIN ist als ultimatives Tritiumzerfallsexperiment konzipiert, das die MAC-E-Filtertechnik an das technologische Limit heranhöhrt. Von ausschlaggebender Bedeutung bei der Standortwahl von KATRIN war die Tatsache, dass das Forschungszentrum mit dem Tritiumlabor Karlsruhe (TLK) über das europaweit einzige Labor mit langjähriger Erfahrung in der Tritiumprozessertechnik verfügt, an dem

eine derart intensive Quelle betrieben werden. Aus diesem Grund kann das Experiment nur am Forschungszentrum durchgeführt werden.

Abb. 3 zeigt einen Überblick über das insgesamt 70 m lange Experiment mit seinen Hauptkomponenten a) der fensterlosen hochintensiven molekularen Tritiumquelle, die 10^{11} β -Zerfälle pro Sekunde liefert, b) der Tritiumpumpstrecke bestehend aus aktiven und passiven Elementen, in der die T_2 -Moleküle aus der Strahlführung eliminiert werden, c) das Tandemsystem aus zwei elektrostatischen Spektrometern zur Energieanalyse sowie d) dem Halbleiterdetektor zum Zählen der transmittierten Elektronen. Auf ihrem Weg von der Tritiumquelle zum Detektor wer-

den die β -Zerfallselektronen durch ein System aus mehr als 20 supraleitenden Solenoiden [6] mit Feldstärken im Bereich von 3-6 T adiabatisch geführt.

Tritiumquelle

Die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS, windowless gaseous tritium source) von KATRIN [3,4] besteht aus einem 16 m langen Edelstahlrohr, in das mittig molekulares Tritium mit einer Rate von 2 Ci/s eingespeist wird (s. Abb. 4). Wesentliche technologische Herausforderungen ergeben sich aus der erforderlichen Temperaturstabilität der Quelle von kleiner als ± 30 mK bei der Betriebstemperatur $T = 27$ K. Dies wird erreicht durch ein neuartiges Kühlkonzept auf der Basis von 2-Phasen-Neon, bei dem druckstabilisiertes siedendes Neon unter Normaldruck entlang des WGTS-Strahlrohres geführt wird. Ebenfalls wird eine hohe Isotopenreinheit ($\sim 95\%$ T_2) des Tritium benötigt, die durch die aufwändige Tritiuminfrastruktur des TLK sichergestellt wird. Die Isotopenzusammensetzung wird dabei permanent über Laser-Ramanspektroskopie gemessen. Der Quellkryostat ist derzeit in der Fertigung bei einem industriellen Partner und wird Ende 2008 am TLK in Betrieb genommen. Die aus der Quelle diffundierenden Tritiummoleküle werden zunächst in einer differenziellen Pumpstrecke DPS aktiv durch Turbomolekularpumpen abgepumpt und in den geschlossenen KATRIN-Kreislauf zurückgeführt. Im Rahmen des Testexperimentes TILO konnten bereits wichtige Erfahrungen für die Optimierung dieses Kreislaufs gewonnen werden.

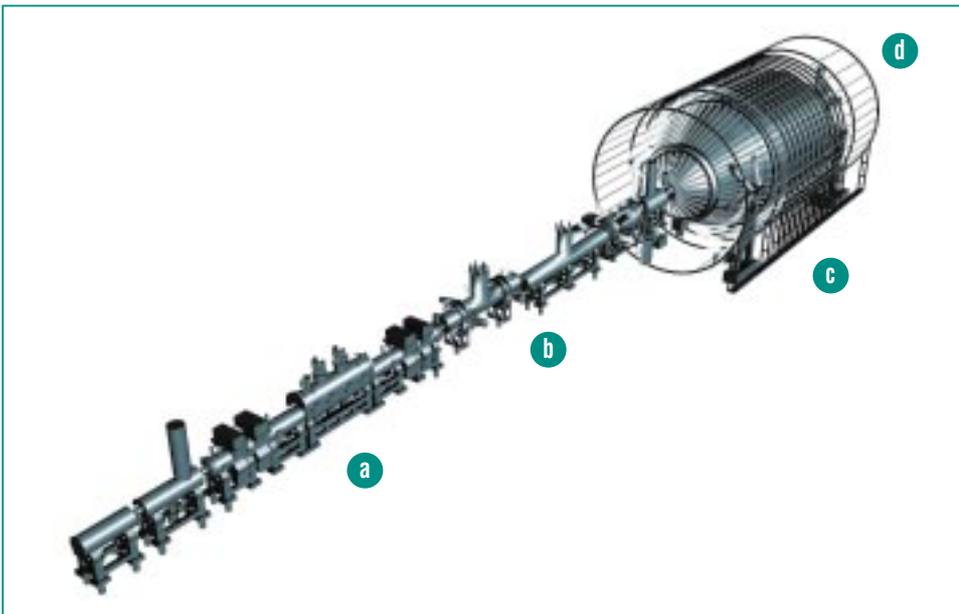


Abb. 3: Im KATRIN-Experiment werden Elektronen durch ein System von mehr als 20 supraleitenden Solenoiden über eine 70 m lange Strecke adiabatisch geführt. Die bei β -Zerfällen in einer hochintensiven molekularen Tritiumquelle (a) entstehenden Elektronen werden über eine Tritiumpumpstrecke mit aktiven und passiven Elementen (b) zu einem System (c) aus zwei elektrostatischen Spektrometern (Vor- und Hauptspektrometer) geführt. Die durch das System transmittierten Elektronen werden in einem Halbleiterdetektor (d) nachgewiesen.



Abb. 4: Die fensterlose gasförmige Tritiumquelle WGTS ist eine der beiden Schlüsselkomponenten von KATRIN und liefert 100 Milliarden β -Zerfälle pro Sekunde. Die technologischen Anforderungen an den 16 m langen Kryostat sind herausfordernd. Entsprechend komplex ist sein innerer Aufbau mit insgesamt sechs verschiedenen kryogenen Fluiden (Helium, Neon, Stickstoff, Argon, Tritium, Krypton), 12 Kryokreisläufen und mehr als 500 Sensoren.

Eine anschließende kryogene Kaltfallenstrecke CPS ($T = 3\text{ K}$) mit einer inneren Schicht aus Argonfrost garantiert, dass die im Strahlrohr verbliebenen T_2 -Moleküle zuverlässig über Kryosorptionsprozesse gebunden werden. Auch hier konnte mit einem Testexperiment (TRAP) das Pumpkonzept erfolgreich verifiziert werden. Durch die Kombination der aktiven und passiven Pumpstrecke wird der Tritiumfluss um mehr als 14 Größenordnungen reduziert, sodass der nachfolgende Spektrometerbereich tritiumfrei bleibt.

Spektrometer und Detektor

Die Energieanalyse der β -Zerfallselektronen erfolgt bei KATRIN in zwei Schritten: zunächst werden in einem kleineren Vorspektrometer alle niederenergetischen Elektronen mit $E < 18,4\text{ keV}$ ausselekt-

tiert, da sie keine Information über die Neutrinomasse tragen. Das Vorspektrometer ist seit 2004 in Betrieb und hat die neuartigen Ansätze beim Messprinzip von KATRIN erfolgreich verifiziert. Im Rahmen von vakuumtechnischen Untersuchungen konnte durch eine Kombination von Turbomolekularpumpen mit Getterpumpen routinemäßig ein Ultrahochvakuum (UHV) von besser als 10^{-11} mbar erreicht werden und damit das UHV-Konzept von KATRIN erfolgreich verifiziert werden [5]. In einem großen hochauflösenden Hauptspektrometer mit einem Durchmesser von 10 m und einer Länge von 23,3 m wird die Energie der Elektronen nahe am Endpunkt präzise bestimmt (Abb. 5). Besonders herausfordernd ist auch hier die Aufrechterhaltung eines Ultrahochvakuums von besser als 10^{-11} mbar in einem Volumen von

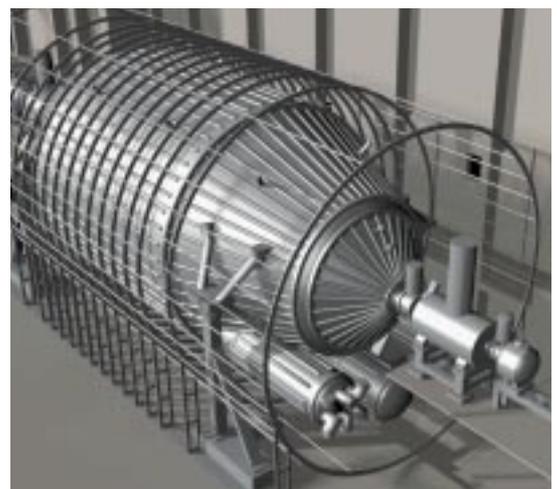


Abb. 5: Die zweite Schlüsselkomponente von KATRIN ist das elektrostatische Hauptspektrometer mit seinem Durchmesser von 10 m und seiner Länge von 23,3 m, das eine präzise Bestimmung der Energie der β -Zerfallselektronen ermöglicht. Ein System von Helmholtz-Spulen optimiert hierbei die Strahlführung. Das am Ende der Strahlführungstrecke gelegene Siliziumdetektorarray zählt die transmittierten Elektronen.

1250 m³ sowie die geforderte Stabilität der Gegenspannung von besser als 1 ppm bei 18,6 keV.

Das Hauptspektrometer hat nach Abschluss der Fertigung bei einem industriellen Partner im August 2006 seinen ersten integralen Vakuumtest mit einem Endvakuum von 6×10^{-9} mbar hervorragend bestanden. Anschließend wurde das Spektrometer in einer 8800 km langen Seereise von Deggendorf ans Forschungszentrum gebracht. Die letzten 7 km des Transports per Schwerlastler Ende November 2006 gestalteten sich besonders spektakulär. Seit dem Einhub in die KATRIN-Experimentierhallen wird das Spektrometer für den UHV-Betrieb vorbereitet.

Nach Abschluss dieser Arbeiten wird ein großflächiges inneres Elek-

trodensystem in das Spektrometer eingebaut. Erste Prototypen dieses für die Spannungsstabilisation und Untergrundunterdrückung essentiellen Systems werden derzeit an der Universität Münster gefertigt.

Die durch das Spektrometersystem transmittierten Elektronen werden schließlich in einem segmentierten untergrundarmen Si-Zähler nachgewiesen [5]. Dieses Detektorsystem befindet sich derzeit in der Designphase.

Ausblick

Der Beginn der mehrjährigen Messungen mit dem KATRIN-Experiment ist für 2010 geplant. Nach Inbetriebnahme der Gesamtanlage wird das Experiment mehrere Jah-

re das Spektrum von Tritium am Endpunkt untersuchen um mit einer Designsensitivität von 0,2 eV die absolute Massenskala von Neutrinos zu bestimmen und damit den Anteil der heißen dunklen Materie im Universum modellunabhängig bestimmen. KATRIN als Schlüsselexperiment der Astroteilchenphysik verdeutlicht exemplarisch die heutige Mission der HGF-Zentren: die Durchführung von technisch herausfordernden und international sichtbaren Großexperimenten zur Aufdeckung von fundamentalen Fragestellungen.

Literatur

- [1] R.G.H. Robertson et al., *The Neutrino Matrix, APS Neutrino Studie*
- [2] G. Drexlin, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 145 (2005) 263*
- [3] J. Angrik et al., (KATRIN Kollab.), *KATRIN Design Report, Forschungszentrum Karlsruhe, Wiss. Berichte, FZKA 7090*
- [4] B. Bornschein et al., *Die KATRIN Tritiumquelle im TLK, Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten, diese Ausgabe*
- [5] J. Bonn et al., *Elektrostatistische Spektrometer und Detektoren für KATRIN, Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten, diese Ausgabe*
- [6] R. Gehring et al., *Magnet- und Kryotechnologie für KATRIN, Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten, diese Ausgabe*

Die KATRIN-Tritiumquelle im Tritiumlabor Karlsruhe (TLK)

B. Bornschein, L. Dörr, M. Glugla, O. Kazachenko, ITP

Einleitung

Eine der Schlüsselkomponenten von KATRIN ist die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS). Sie wird im Tritiumlabor Karlsruhe (TLK) aufgebaut und muss hohen Anforderungen bezüglich Quellstärke, Quellstabilität und Tritiumisotopenreinheit genügen. Der vorliegende Beitrag erklärt die wesentlichen Komponenten der Tritiumquelle und ihre Einbettung in die geschlossenen Tritiumkreisläufe von KATRIN, die einerseits die stabilisierte Tritiumgaseinspeisung ermöglichen („Inner Loop“) und andererseits die Bereitstellung von Tritium hoher Reinheit garantieren soll („Outer Loop“). Abb. 1 zeigt die im Beitrag diskutierten Teilbereiche in ihrem funktionalen Zusammenhang inklusive der Schnittstellen

zur Infrastruktur des TLK. Eine Gesamtübersicht über KATRIN ist in [1] gegeben.

Das Prinzip der gasförmigen Tritiumquelle

KATRIN benötigt eine Tritiumquelle hoher isotoner Reinheit, hoher Stärke und großer Stabilität. Eine zusätzliche Bedingung ist, dass das Betaspektrum des Tritiums nur wenig durch Wechselwirkungen der Zerfallselektronen mit anderer Materie innerhalb der Quelle gestört wird. KATRIN wird aus diesem Grund eine fensterlose gasförmige Quelle aus molekularem Tritium verwendet.

Abb. 2 zeigt das Prinzip der gasförmigen Tritiumquelle, die im Wesentlichen aus einem an beiden

Enden offenen Rohr besteht, in das molekulares Tritium eingespeist wird. Die im Inneren des Rohres durch den Zerfall des Tritiums freiwerdenden Elektronen werden dann mit Hilfe von starken Magnetfeldern (3,6 T) ins Spektrometer geleitet, wo ihre kinetische Energie analysiert wird. Da das Rohr an seinen Enden offen ist, um einen Energieverlust der Elektronen beim Austritt aus dem Quellrohr zu vermeiden, kann auch das Tritium aus dem Rohr strömen. Mit Hilfe von differentiellen Pumpstrecken wird es abgepumpt (= Abfolge aus Pumpe – Rohrstück – Pumpe – Rohrstück usw.) und so verhindert, dass es ins Spektrometer gelangt. Durch das gleichzeitige Einspeisen und Abpumpen des Tritiumgases erhält man im Endeffekt eine stationäre Gassäu-

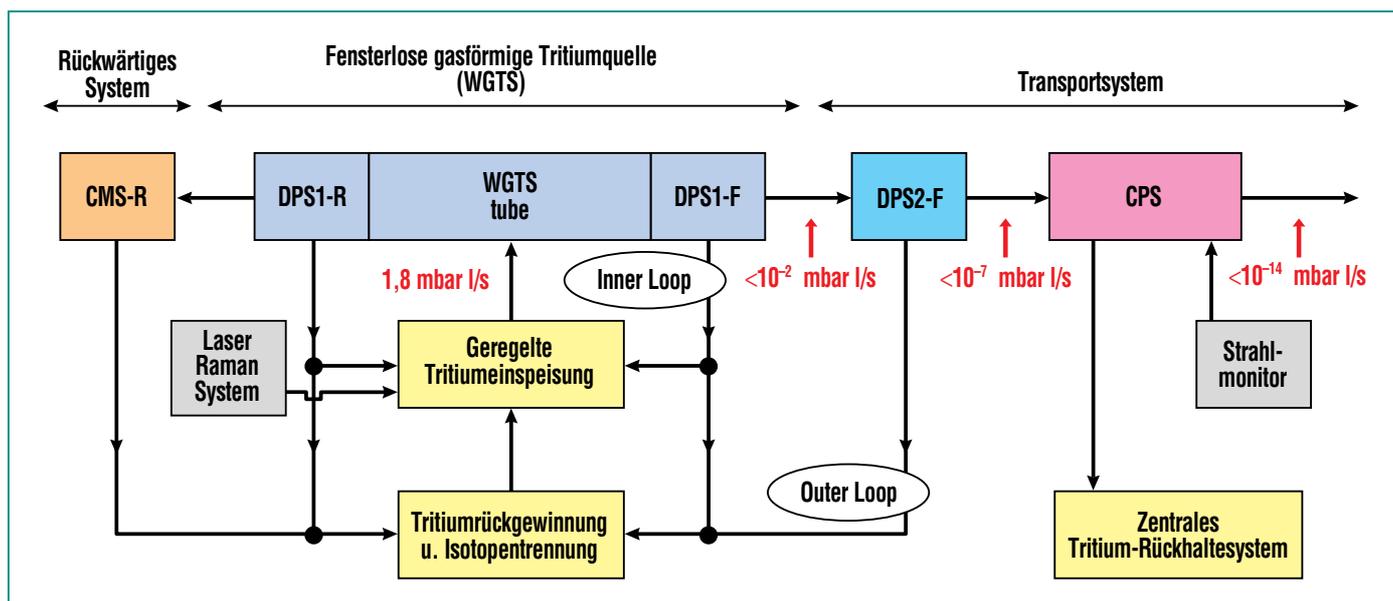


Abb. 1: Blockbild der KATRIN-Tritiumquelle und ihrer Schnittstellen zur Infrastruktur des Tritiumlabors Karlsruhe. Neben der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle befinden sich auf der Strahlachse des KATRIN-Experimentes noch das so genannte Kalibrations- und Monitoringsystem (CMS-R) im rückwärtigen Teil und das Transportsystem im vorderen Teil (Richtung Spektrometer). Das Transportsystem hat die Aufgabe, die Tritiumzerfallselektronen ins Spektrometer zu leiten und gleichzeitig über Pumpen den Tritiumgasfluss ins Vorspektrometer um mehr als 14 Größenordnungen zu reduzieren. Zusätzlich dargestellt sind die Tritiumkreisläufe (Inner Loop, Outer Loop), die für eine geregelte Tritiumgaseinspeisung sorgen und die Tritiumreinheit über dem gewünschten Wert von 95 % halten.

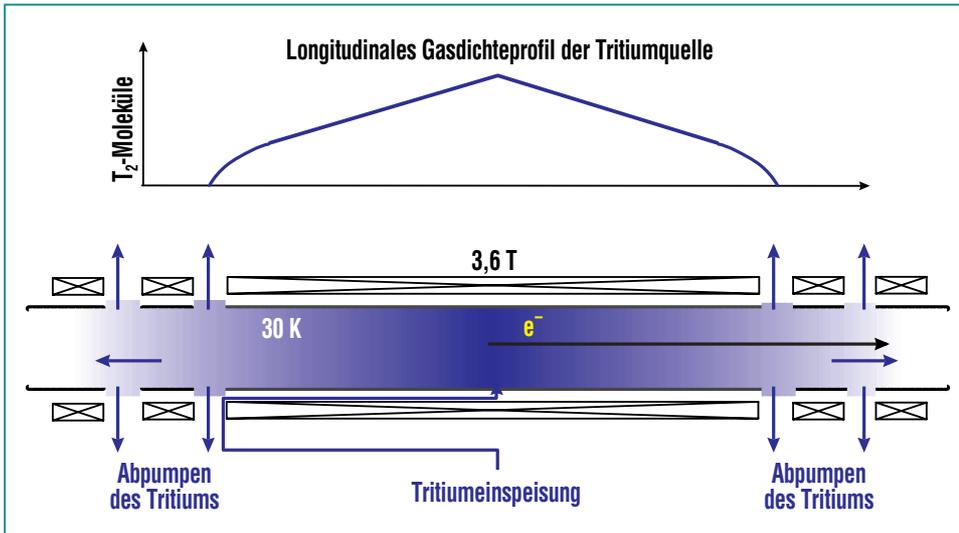


Abb. 2: Prinzip der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle. Tritiumgas wird auf halber Länge eines zu beiden Seiten offenen Rohres eingespeist und an den Enden des Rohres wieder abgepumpt. Dadurch entsteht ein longitudinales Gasdichteprofil (oben), das an den Enden des Rohres minimal ist. Das Rohr ist von supraleitenden Magneten umgeben, deren Magnetfeld die Elektronen des im Rohr zerfallenden Tritiums führen, und zwar ins Transportsystem (Richtung Spektrometer) und ins Kalibrationssystem.

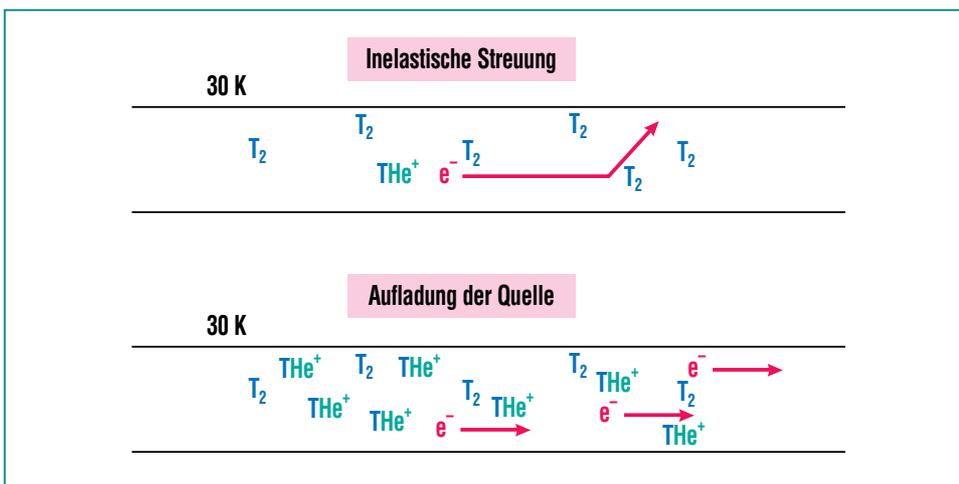


Abb. 3: Beispiele für systematische Effekte in der Quelle. Bei der inelastischen Streuung der Elektronen an den Tritiummolekülen verlieren diese Elektronen Energie. Dieser Energieverlust muss möglichst genau bekannt sein, da er in den systematischen Fehler für die Bestimmung der Neutrinomasse eingeht. Das Gleiche gilt für den Aufladeeffekt, der dadurch zustande kommt, dass die negativ geladenen leichten Elektronen mit großer Geschwindigkeit das Rohr verlassen (weniger als 1 Mikrosekunde), während die positiv geladenen Ionen deutlich länger brauchen (im Bereich von Sekunden). Das Ergebnis ist eine positive Aufladung der Quelle, die zu einer Potenzialverschiebung der startenden Elektronen führt.

lencichte im Rohr und damit eine definierte Tritiumquellstärke für KATRIN. Die Betriebstemperatur der Quelle liegt bei 30 K, um einerseits den Gasleitwert des Rohres so gering wie möglich zu halten und andererseits eine Kondensation von Tritium auf den Rohrwänden zu verhindern (bei noch tieferen Temperaturen wäre das der Fall).

Die Anzahl der Tritiummoleküle in der WGTS ist gegeben durch das Produkt aus Quellfläche, Säulendichte (Moleküle/cm²) und Tritiumreinheit (dimensionslose Größe) und sollte prinzipiell so groß wie möglich sein. Das kann durch Verwendung von reinem Tritium erreicht werden, und indem sowohl der Durchmesser des Quellrohres als auch die Gassäulendichte groß gewählt wird. Hier gibt es jedoch technische und physikalische Grenzen:

Der Durchmesser des Quellrohres (und damit die Quellfläche) ist wegen der magnetischen Führung der Elektronen ins Spektrometer limitiert: Bei einem vorgegebenen Spektrometerdurchmesser von 10 m und einer angestrebten Energieauflösung von 1 eV erhält man einen Quelldurchmesser von knapp 9 cm.

Elektronen aus dem Tritiumbeta-zerfall können inelastisch an Tritiummolekülen im Quellrohr gestreut werden und dabei Energie verlieren (siehe Abb. 3). Dies ist ein zu systematischen Fehlern führender, unerwünschter Prozess, um den das gemessene Betaspektrum korrigiert werden muss; die Korrektur, ist nicht beliebig perfekt und umso größer, je höher der Anteil der gestreuten Elektronen ist – letzterer ist

wiederum abhängig von der Gassäulendichte: je größer die Dichte, um so größer der Anteil der gestreuten Elektronen. Es gibt also einen Kompromiss zwischen erwünschter hoher Gassäulendichte und einem möglichst niedrigen Anteil an gestreuten Elektronen. Die für KATRIN optimale Gassäulendichte beträgt 5×10^{17} Moleküle/cm². Damit ergibt sich ein Tritiuminventar von ca. $1,1 \times 10^{11}$ Bq (3 Ci) im Rohr.

Etwa 90 % der systematischen Unsicherheiten des KATRIN-Experimentes haben ihren Ursprung entweder in physikalischen Effekten in der Tritiumquelle oder in der technischen Realisierung der Tritiumquelle. Um die projektierte Sensitivität von $0,2 \text{ eV}/c^2$ für die Neutrinomasse erreichen zu können [1], müssen sowohl die Tritiumreinheit als auch die Gassäulendichte mit einer Genauigkeit von 0,2 % bekannt sein. Da eine permanente Messung dieser Größen technisch kaum machbar ist, wird ein anderer Weg der Realisierung beschritten: Tritiumreinheit und Gassäulendichte werden auf einem Niveau von 0,1 % stabilisiert und lediglich periodisch gemessen. Die geforderte Stabilität von 0,1 % ist die größte Herausforderung an die KATRIN-Tritiumquelle und hat ihr Design und das der angeschlossenen Tritiumkreisläufe wesentlich beeinflusst.

Die KATRIN-WGTS wird mit zwei differenziellen Pumpstrecken bei 30 K betrieben. Das gesamte Magnetkryostatsystem hat eine Länge von 16 m und wird momentan bei einem industriellen Partner gefertigt. Die Quellrohrtemperatur und ihre geforderte Stabilität von 0,1 % kann nur durch ein speziel-

les Kühlsystem erreicht werden, das auf Ankopplung an ein mit siedendem Neon gefülltes Kühlrohr beruht (siehe auch [2] in diesem Heft).

Die stabilisierte Tritiumgaseinspeisung („Inner Loop“)

Um die von KATRIN geforderte Gassäulendichte im Quellrohr aufrechterhalten zu können, benötigt man eine Tritiumeinspeiserate von 1,8 mbar l/s (Bezugstemperatur 273 K). Dies entspricht einem Durchsatz von $1,7 \times 10^{11}$ Bq/s oder 40 g Tritium pro Tag. KATRIN beabsichtigt pro Jahr 3 bis 5 Messphasen mit zu jeweils 60 Tagen durchzuführen (Durchsatz bis zu 12 kg Tritium pro Jahr!), um insgesamt 3 Jahre reine Messzeit zu akkumulieren. Das TLK mit einem derzeitigen Inventar von 20 g Tritium ist das einzige wissenschaftliche Labor, das sowohl die behördliche Genehmigung als auch die Infrastruktur besitzt, um die Anforderungen von KATRIN zu erfüllen.

Abb. 4 zeigt das Prinzipfließbild der gasförmigen Tritiumquelle und des dazugehörigen Inneren Tritiumkreislaufes, der dafür sorgt, dass das an den Enden des Quellrohres austretende Tritium geregelt wieder eingespeist wird.

Die Stabilisierung der Gassäulendichte auf 0,1% in einem dynamischen System, wie es die WGTS darstellt, verlangt neben der Stabilisierung der Quellrohrtemperatur auch die Stabilisierung des Tritiumgasdurchsatzes auf 0,1%. Da eine direkte Kontrolle des Gasflusses mittels eines Gasflussreglers in dem gewünschten Bereich

technisch nicht machbar ist, wird die Stabilisierung über eine Kapillare mit festem Leitwert und einem druckgeregelten Tritiumpufferbehälter realisiert. Das entspricht dem Einstellen eines elektrischen Stromes mit Hilfe eines Widerstandes und einer Spannungsquelle. Das Konzept ist im Rahmen des Testexperimentes TILO (Test of Inner Loop) erfolgreich mit Protium (= leichtestes Wasserstoffisotop) und Deuterium erprobt worden [3].

Bereitstellung von Tritium hoher Reinheit („Outer Loop“)

Die KATRIN-Quelle soll bei einer Tritiumreinheit von 95 % (stabilisiert auf 0,1 %, Rest Protium und Deuterium) mit weniger als 1 ppm Verunreinigungen in Form von Nichtwasserstoffisotopen, wie z. B. Methan, Stickstoff und Helium betrieben werden. Dieses Ziel soll durch zwei Maßnahmen erreicht werden:

Im Inneren Tritiumkreislauf wird ein Palladium-Silber-Membranfilter („Permeator“,) installiert, der nur für Wasserstoffisotope durchlässig ist (Abb. 4).

Um die hohe Tritiumkonzentration von 95 % in der WGTS sicherzustellen, wird ein bestimmter Anteil des zirkulierenden Gases (ca. 1 %) aus dem Inneren Tritiumkreislauf entnommen und zur Aufarbeitung in den sogenannten Äußeren Tritiumkreislauf von KATRIN geschickt. Der innere Kreislauf wird parallel durch Tritiumgas der gewünschten Reinheit aus einem Vorratsbehälter wieder aufgefüllt. Das Gesamtinventar der KATRIN-Triti-

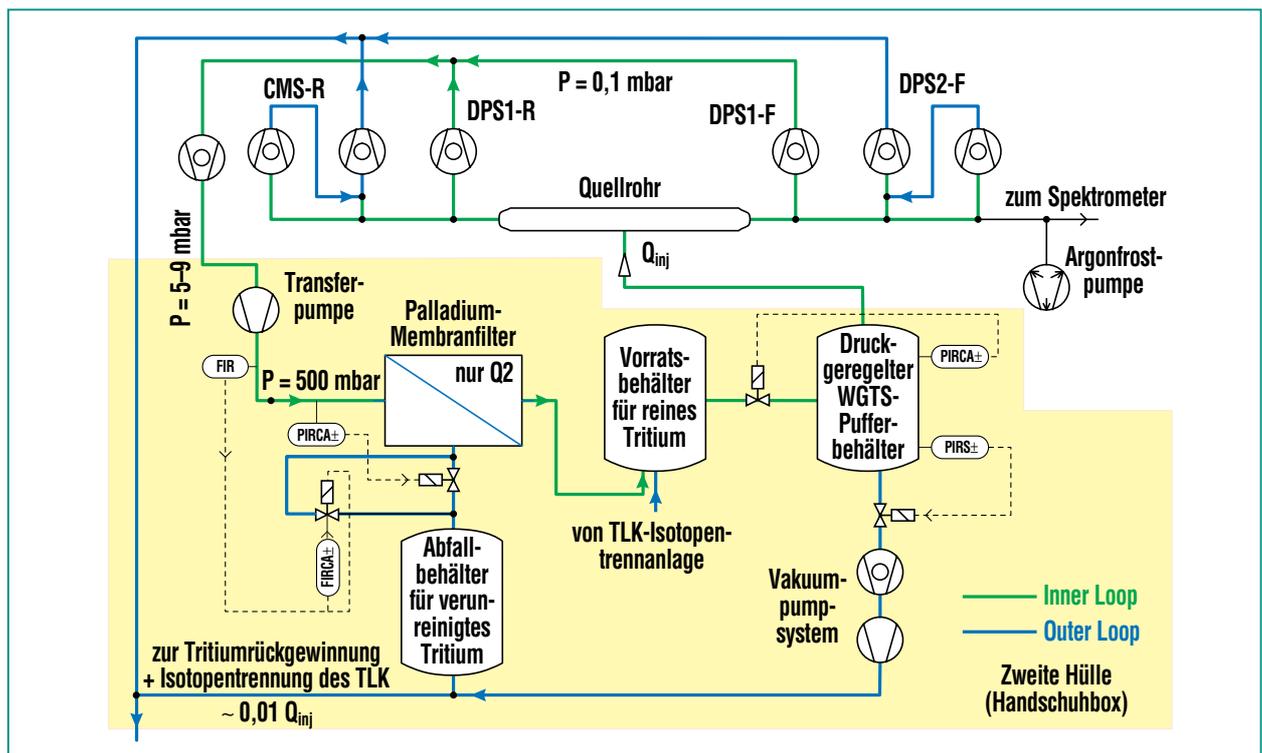


Abb.4: Prinzipfließbild der gasförmigen Tritiumquelle und des dazugehörigen Inneren Tritiumkreislaufes. Der Innere Tritiumkreislauf ist für die geregelte Tritiumgaseinspeisung in die WGTS zuständig. Zusätzlich zu sehen sind Teile des sogenannten Äußeren Tritiumkreislaufes, der die Reinigung des Tritiums ermöglicht und fast die gesamte Infrastruktur des TLK involviert (siehe auch Abb. 5).

umkreisläufe beträgt bis zu zehn Gramm Tritium.

Der Äußere Tritiumkreislauf gewährleistet eine stationäre Reinheit des Tritiums in der WGTS und umfasst nahezu die gesamte Infrastruktur des TLK. Abb. 5 zeigt in einer vereinfachten Darstellung wie KATRIN in den schon vorhandenen geschlossenen Tritiumkreislauf des TLK [4] inkorporiert wird. KATRIN profitiert hier von den Ergebnissen im Programm FUSION – der Gründungsauftrag des TLK (Inbetriebnahme 1994) war die Entwicklung eines geschlossenen Brennstoffkreislaufes für die Kernfusion. Dieser Kreislauf ist in den Hauptkomponenten in den letzten 20 Jahren entwickelt, aufgebaut und betrie-

ben worden und umfasst mit sieben Handschuhboxen und den dazugehörigen Tritiumrückhaltesystemen mehr als 70 % des Tritiumlabors.

Im Folgenden werden die einzelnen Stationen (siehe Abb. 5 und 6) kurz beschrieben:

Tritiumlager:

Tritium wird chemisch gebunden gespeichert. Der zugrunde liegende Prozess ist die Bildung von Metallhydriden durch reversible Reaktion der Wasserstoffisotope mit Metallen: Im TLK wird aus abgereichertem Uran und Tritium unter Freisetzung von Wärme ein festes Metallhydrid gebildet; zur Freisetzung des Gases muss das Uran lediglich erwärmt werden. Diese Art

der Wasserstoffspeicherung bietet den Vorteil, dass das Gas drucklos gelagert wird. Die maximale Speicherkapazität des Tritiumlagers im TLK beträgt 30 g Tritium.

Tritiumrückgewinnung:

In einem 3-Stufenprozess (CAPER-Prozess), der im TLK entwickelt und realisiert worden ist, werden zunächst die molekularen Wasserstoffisotope (H_2 , D_2 , T_2 , HD, HT, DT) über einen Palladium/Silber-Membranfilter zu mehr als 95 % abgetrennt. In der zweiten Stufe werden tritiierte Kohlenwasserstoffe und Wasser durch eine Kombination von katalytischen Reaktionen mit der Permeation durch Palladium/Silber-Membranen detritiiert und so auch chemisch gebunde-

nes Tritium zurückgewonnen. In einem letzten Schritt werden unter Verwendung einer PERMCAT genannten Komponente über Isoto-

penaustausch mit Protium im Gegenstrom auch geringste Restmengen an Tritium zurück gewonnen [5].

Wasserstoffisotopentrennung:

Das TLK ist mit einer gaschromatografischen Isotopentrennanlage (ISS) ausgerüstet. Der Hauptbestandteil dieser Anlage ist eine Aluminium und Palladium (20 %) enthaltende Säule, welche bei Raumtemperatur und Atmosphärendruck betrieben und nach dem Prinzip der Verdrängungschromatographie funktioniert. Reine Wasserstoffisotope werden in die ISS eingespeist und in H₂, D₂ und T₂ separiert. Eine Tritiumreinheit von bis zu 99 % kann erreicht werden und wird später bei KATRIN mittels der Laser-Ramanspektroskopie überwacht.

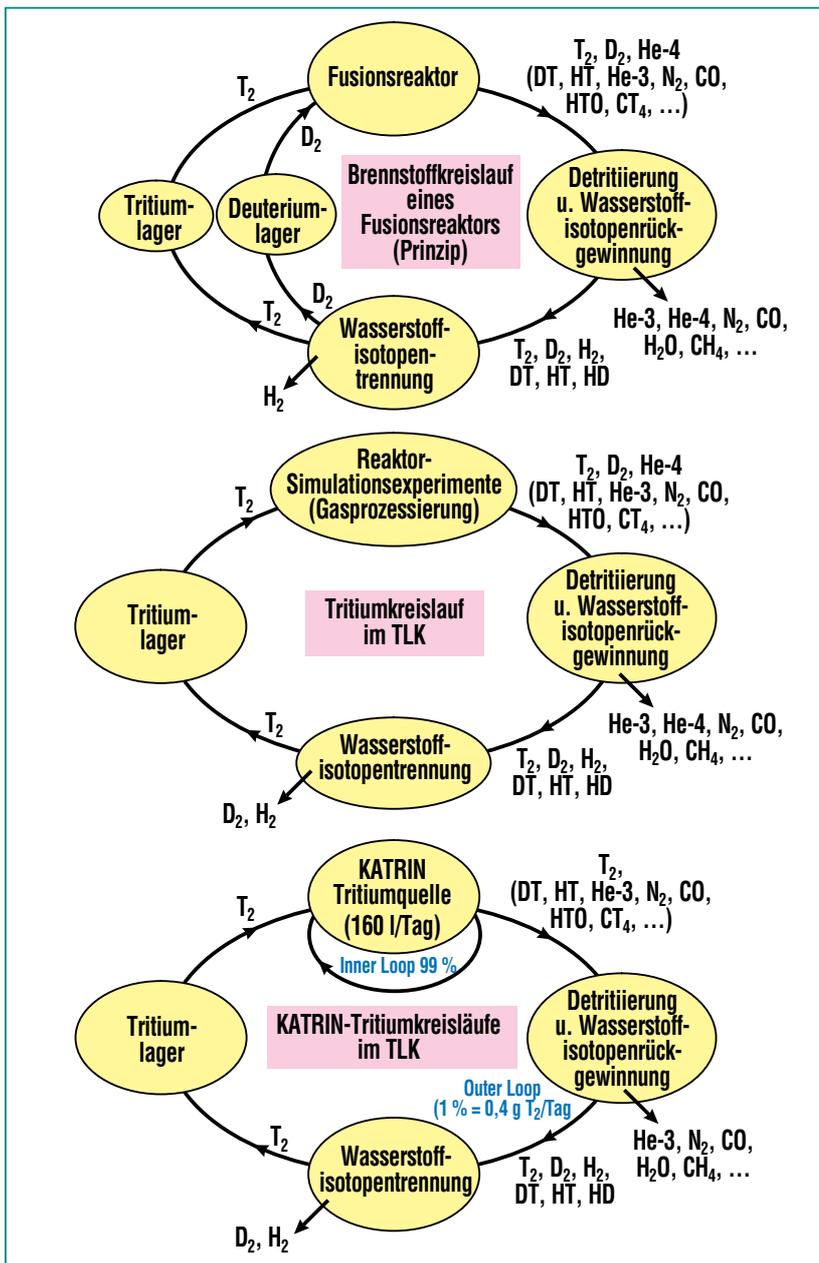


Abb. 5: Geschlossene Tritiumkreisläufe in der Kernfusion, im TLK und bei KATRIN. Dargestellt sind die vier Hauptstationen eines solchen Kreislaufes, der im TLK seit mehr als zehn Jahren realisiert ist und der eine notwendige Voraussetzung für den Betrieb von KATRIN ist. Das TLK ist weltweit das einzige Tritiumlabor, das einen solchen Kreislauf besitzt.

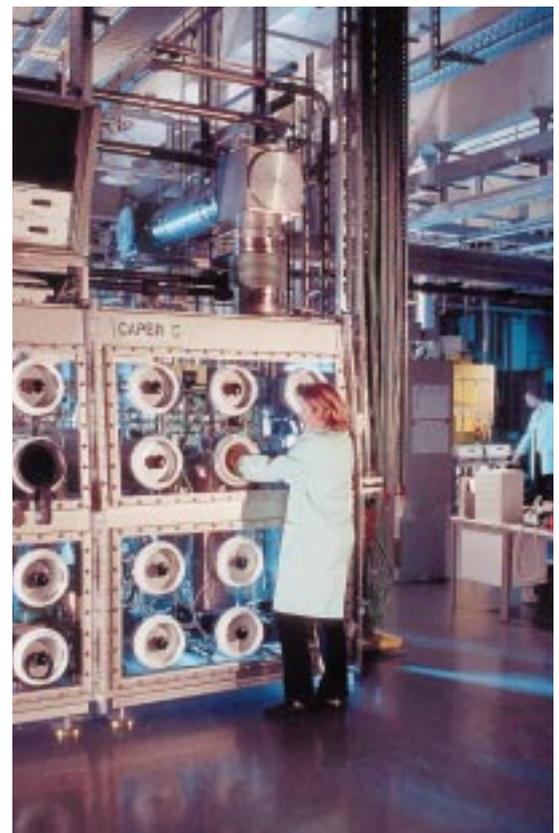


Abb. 6: Tritiumrückgewinnung. Zu sehen ist die CAPER-Anlage im TLK, die in einem 3-Stufen-Prozess die anfallenden Gase detritiiert und die Wasserstoffisotope zurückgewinnt.

Zusammenfassung

Die Tritiumquelle ist eine der Schlüsselkomponenten des KATRIN-Experiments, die sehr hohen Anforderungen genügen muss. Im Vergleich mit bisher verwendeten Quellen in kleineren Experimenten hat die fensterlose gasförmige Tritiumquelle (WGTS) von KATRIN eine um zwei Größenordnungen höhere Intensität. Nur die am Tritiumlabor Karlsruhe (TLK) verfügbare, weltweit einzigartige Infrastruktur erlaubt den Betrieb einer solchen Quelle mit der geforderten Stabilität von 0,1 % und bei Tritiumkonzentrationen >95%. Eine Sensitivität von 0,2 eV/c² für die Neutrinomasse verlangt bei gegebener WGTS-Geometrie eine Einspeiserate von 40 g Tritium pro Tag. Auf der Basis der Anforderungen wird im TLK ein geschlossener Tritiumkreislauf für KATRIN konzipiert und aufgebaut.

Danksagung

Die KATRIN-Tritiumquelle mitsamt der dazugehörigen Tritiumkreisläufe ist hochkomplex und erfordert das Spezialwissen vieler Mitarbeiter aus dem Forschungszentrum Karlsruhe. Ohne die Unterstützung der Kollegen vom ITP, IK, IPE, BTI und HAP wäre die Quelle nicht zu realisieren. Die Autoren danken ebenfalls den externen Kollaborationspartnern für ihre Unterstützung.

Literatur

- [1] G. Drexlin, Ch. Weinheimer, *Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten, diese Ausgabe*
- [2] M. Noe, R. Gehring, F. Glueck, S. Grohmann, H. Neumann, *Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten, diese Ausgabe*
- [3] B. Borschein, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 57 (2006) 38
- [4] L. Dörr, U. Besserer, M. Glugla, G. Hellriegel, P. Schäfer, J. Wendel, *Fusion Sci. Technol.*, 48 (2005) 262
- [5] B. Borschein, M. Glugla, K. Günther, T.L. Le, K.H. Simon, S. Welte, *Fusion Sci. Technol.* 48 (2005) 11

Elektrostatische Spektrometer und Detektoren für KATRIN

R. Gumbsheimer, M. Steidl, IK; S. Wüstling, IPE; C. Day, ITP;
J. Wolf, L. Bornschein, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe;
J. Bonn, Institut für Physik, Universität Mainz; Ch. Weinheimer, Institut für Kernphysik, Universität Münster

Einleitung

Im KATRIN-Experiment soll die Neutrinomasse aus der präzisen Vermessung des Energiespektrums der β -Elektronen aus dem Tritiumzerfall bestimmt werden. Von der gasförmigen Tritiumquelle werden die Elektronen magnetisch in das Spektrometersystem geführt [1,2,3].

Die Energieanalyse erfolgt mit einem elektrostatischen Gegenfeld, das die Elektronen abbremst. Nur Elektronen mit einer kinetischen Energie, die größer ist als das Analysierpotenzial, können das Spektrometer passieren. Alle anderen Elektronen werden reflektiert. Die Spektrometertanks selbst liegen auf Hochspannung. Drahtelektroden im Inneren sind für die Feinformung des Feldes verantwortlich. Die Energiemessung geschieht in zwei Stufen. Zunächst wird in dem kleineren Vorspektrometer mit begrenzter Auflösung und fester Retardierungsspannung der niederenergetische Anteil des β -Spektrums abgetrennt. Nur jedes 10-millionste Elektron erreicht das große Hauptspektrometer, das mit einer variablen Retardierungsspannung die Feinanalyse durchführt. Elektronen, die das Hauptspektrometer passieren, werden in einem segmentierten Siliziumdetektor gezählt.

Neben anderen Faktoren beeinflusst der Restgasdruck im Spektrometer wesentlich die Untergrundrate. Für den angestrebten Enddruck von weniger als 10^{-11} mbar stellt der 1250 m³ große Ultrahochvakuum-(UHV)-Tank des Hauptspektrometers eine technische Herausforderung dar, deren Umsetzung am Vorspektrometer

erfolgreich getestet wurde. Auch an Stabilität und absolute Genauigkeit der elektrostatischen Felder werden sehr hohe Anforderungen gestellt.

Vorspektrometer

Das Vorspektrometer filtert β -Elektronen heraus, die keine verwertbare Information über die Neutrinomasse tragen, um die Untergrundrate im Hauptspektrometer zu reduzieren. Dazu reicht eine vergleichsweise moderate Energieauflösung von 70 eV aus. Ebenso wichtig ist der „kleine Bruder“ des Hauptspektrometers als Prototyp für das Vakuumkonzept und das elektromagnetische Design des Hauptspektrometers.

Das Vorspektrometer ist ein zylindrischer Edeltank mit einem Durchmesser von 170 cm und einer Länge von 338 cm (Abb.1), der

2003 von der französischen Firma SDMS gebaut wurde. Das innere Elektrodensystem kann über einen großen metallgedichteten Flansch an einem Ende des Tanks eingebracht werden. Das Vakuumsystem, das an den beiden seitlich wegführenden Stützen montiert ist, besteht aus einer Kombination von Getterpumpen (25000 l/s) für Wasserstoff und kaskadierten Turbomolekularpumpen (1000 l/s) für andere Gase.

Der angestrebte Enddruck von weniger als 10^{-11} mbar erfordert hohe Dichtheit der Flanschverbindungen, eine große Saugleistung der Vakuumpumpen, extreme Sauberkeit der Oberfläche und niedrige Ausgasraten der Tankwand ($<10^{-12}$ mbar l/s cm²). Darum wurden die Innenflächen des Edeltankstanks in mehreren Schritten geschliffen, gebeizt, elektropoliert und gereinigt. Zusätzlich kann der

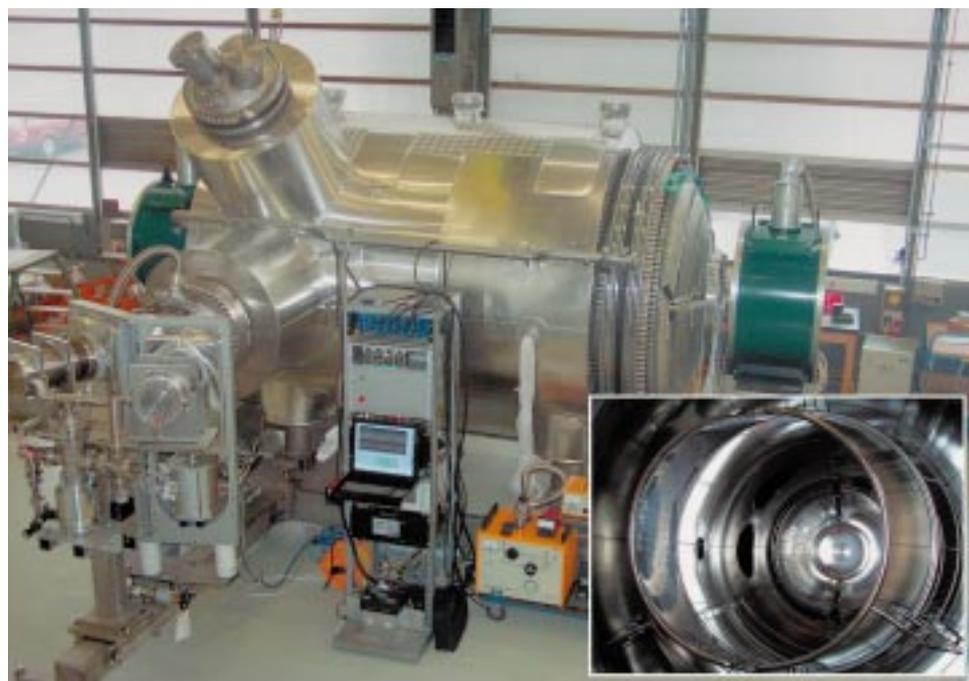


Abb. 1: Vorspektrometer mit Vakuumsystem und supraleitenden Magneten im März 2004. Unten rechts: inneres Elektrodensystem.

gesamten Tank unter Vakuum bei 350 °C ausgeheizt werden. Während des Messbetriebes kann er auf -20 °C abgekühlt werden, wodurch sich die Ausgasrate um nahezu eine Größenordnung gegenüber +20 °C senken lässt.

Ende 2004 wurden die Vakuumtests erfolgreich abgeschlossen. Der Enddruck von $<10^{-11}$ mbar wurde ebenso wie die erforderliche Ausgasrate von $<10^{-12}$ mbar l/s cm^2 bereits bei Raumtemperatur nach dem Ausheizen auf 230 °C erreicht [4]. Durch den Vergleich dieser Ergebnisse mit detaillierten Simulationsrechnungen konnte die Gettermenge für das Hauptspektrometer gegenüber ersten Schätzungen halbiert werden. Ebenso wurde auf die aufwändige Kühlung verzichtet.

Das Vorspektrometer wurde 2005 als Prototyp für das elektroma-

agnetische Design umgebaut. Die verschiedenen Teile wurden in enger Zusammenarbeit mit internationalen Kollaborationspartnern aufgebaut. Als Quelle dient eine Elektronenkanone für quasi monoenergetische Elektronen bis 30 keV Energie des INR in Troitsk/Russland. Das innere Elektroden-system (Abb. 1) wurde von der University of Washington in Seattle/USA gefertigt und im Frühjahr 2005 installiert. Eine präzise Hochspannungsversorgung der Universität Münster und zwei supraleitende 4,5-T-Magnete komplettieren das System.

Das seit Sommer 2006 laufende umfangreiche Messprogramm wird im Wesentlichen von Studenten der Universitäten Karlsruhe, Münster und Seattle im Rahmen ihrer Diplom- und Doktorarbeiten durchgeführt. Abb. 2 zeigt eine Messung der Transmissionseigenschaf-

ten des Vorspektrometers für Elektronen niedriger Energie, sowie das Ergebnis der entsprechenden Simulationen [5]. Das Messprogramm wird im Jahr 2007 fortgesetzt um insbesondere Fragen zur Hochspannungsstabilisierung und zum Untergrund der Spektrometer zu klären.

Hauptspektrometer

Das Hauptspektrometer ist das Kernstück der „Neutrino Waage KATRIN“. Es misst die kinetische Energie der β -Elektronen mit einer Auflösung von 0,93 eV. Der UHV-Tank besteht aus bis zu 32 mm dicken Edelstahlblechen, die mit 650 m Schweißnähten verbunden sind. Er hat einen inneren Durchmesser von 9,8 m und eine Länge von 23,3 m. Die magnetischen Führungsfelder für die Elektronen werden von zwei supraleitenden Solenoiden erzeugt. Große Korrekturspulen mit 12 m Durchmesser dienen der Feinjustierung und kompensieren den Einfluss des Erdmagnetfeldes. Die Drahtelektrode für das Retardierungsfeld liegt auf einem Potenzial von -18,6 kV. Die Tankwand selbst liegt ebenfalls auf Hochspannung (-18,5 kV) und dient als Schirmelektrode, die äußere Störungen auf das Feld im Innern des Tanks stark unterdrückt.

Durch die kleine negative Gegen-spannung zwischen Tankwand und Drahtelektrode werden außerdem niederenergetische Elektronen reflektiert, die z. B. durch Myonen der kosmischen Strahlung aus der massiven Tankwand herausgeschlagen werden. Aufgrund des Verlaufs der magnetischen Feldlinien sollten Elektronen, die trotz-

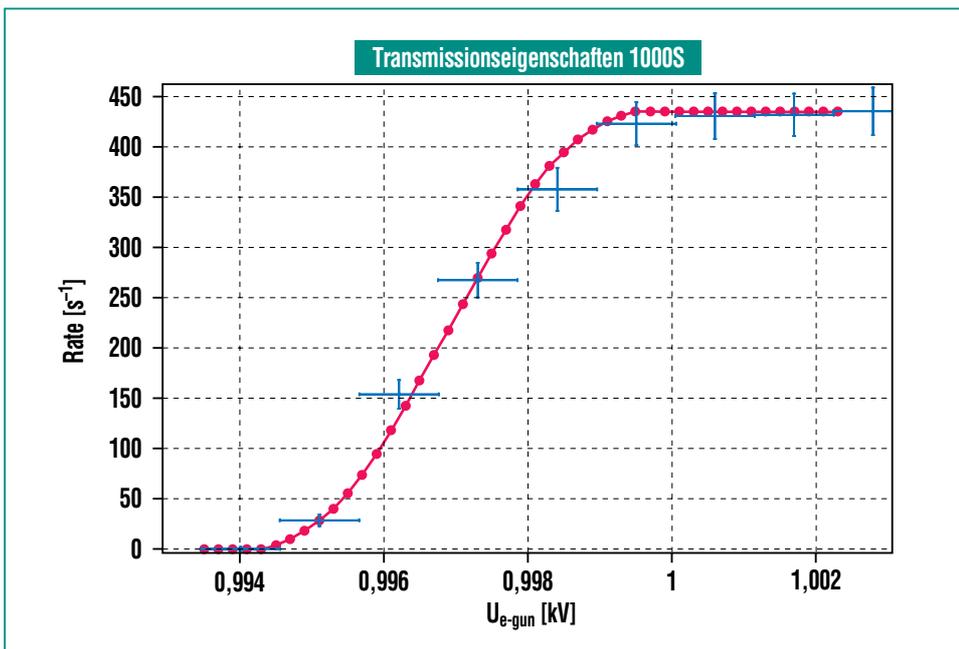


Abb. 2: Transmissionseigenschaft des Vorspektrometers für Elektronen der Energie 993–1003 eV bei einer Retardierungsspannung von 1000 V. In blau sind die Messwerte dargestellt, in rot die entsprechende Simulation [5].

dem in das Spektrometervolumen eindringen, den Detektor nicht erreichen. Stößt jedoch ein Elektron im Vakuum mit einem Gasmolekül zusammen, kann es vorkommen, dass es doch in Richtung des Detektors abgelenkt wird. Da nicht mehr als ein Elektron in 1000 s zum Detektor abgelenkt werden soll, muss der Druck bei Neutronenmessungen unter 10^{-11} mbar liegen. Dies entspricht etwa einem Nanogramm Wasserstoff in einem Volumen von 1250 m^3 .

Die am Vorspektrometer erfolgreich getestete Kombination von Getterpumpe und kaskadierten Turbomolekularpumpen (TMP) wird auch hier eingesetzt. Mit 3000 m Getterstreifen erreicht man eine Pumpleistung von ca. 1 Million l/s für Wasserstoff. TMPs saugen Edelgase und Kohlenwasserstoffe mit 10000 l/s ab. Zur Reinigung der Oberflächen und zum Aktivieren der Getterpumpen kann der gesamte Tank unter Vakuum bei $350 \text{ }^\circ\text{C}$ ausgeheizt werden. Dazu wurde ein Heizsystem mit 12 m^3 Wärmeträgeröl installiert, das eine Heizleistung von 435 kW aufbringt.

Die Fertigung bei der Deggendorfer Firma MAN-DWE musste unter extrem sauberen Bedingungen stattfinden. Für die Arbeiten wurde eine komplette Halle saniert und für KATRIN reserviert. Entsprechend den Erfahrungen mit dem Vorspektrometer wurden die Innenflächen des Edelstahltanks behandelt. Der erste Vakuumtest in Deggendorf verlief sehr erfolgreich (Abb. 3). Obwohl der Tank nicht ausgeheizt werden konnte, wurde mit nur einer TMP-Kaskade bereits ein Enddruck von 6×10^{-8} mbar erreicht. Nach der kompletten Installation der Heizung und der Va-

kuumanlage am Forschungszentrum Karlsruhe wird sich Mitte 2007 zeigen, ob wir die geforderten Endwerte erreichen können.

Von der Auftragsvergabe bis zur Ankunft des Tanks am Forschungszentrum am 25.11.2006 vergingen nicht einmal 2 Jahre. Ende Oktober 2006 wurde der Tank auf seine lange Reise nach Karlsruhe geschickt. Obwohl Deggendorf nur 340 km Luftlinie von Karlsruhe entfernt ist, musste der Tank aufgrund seiner Größe einen fast 9000 km

langen Umweg auf sich nehmen. Von Deggendorf führte die Reise über die Donau mit dem Frachterschiff „Taifun“ flussabwärts zum Schwarzen Meer. Die engste Stelle, mit nur 7 cm Abstand unter einer Brücke, passierte der Tank an der Schleuse Jochenstein. In Constanta am Schwarzen Meer wurde der Tank auf einen Hochseefrachter verladen. Nach einer teils stürmischen Fahrt über Schwarzes Meer, Mittelmeer und Atlantik, erreichte das Spektrometer am 17. November Rotterdam, wo es

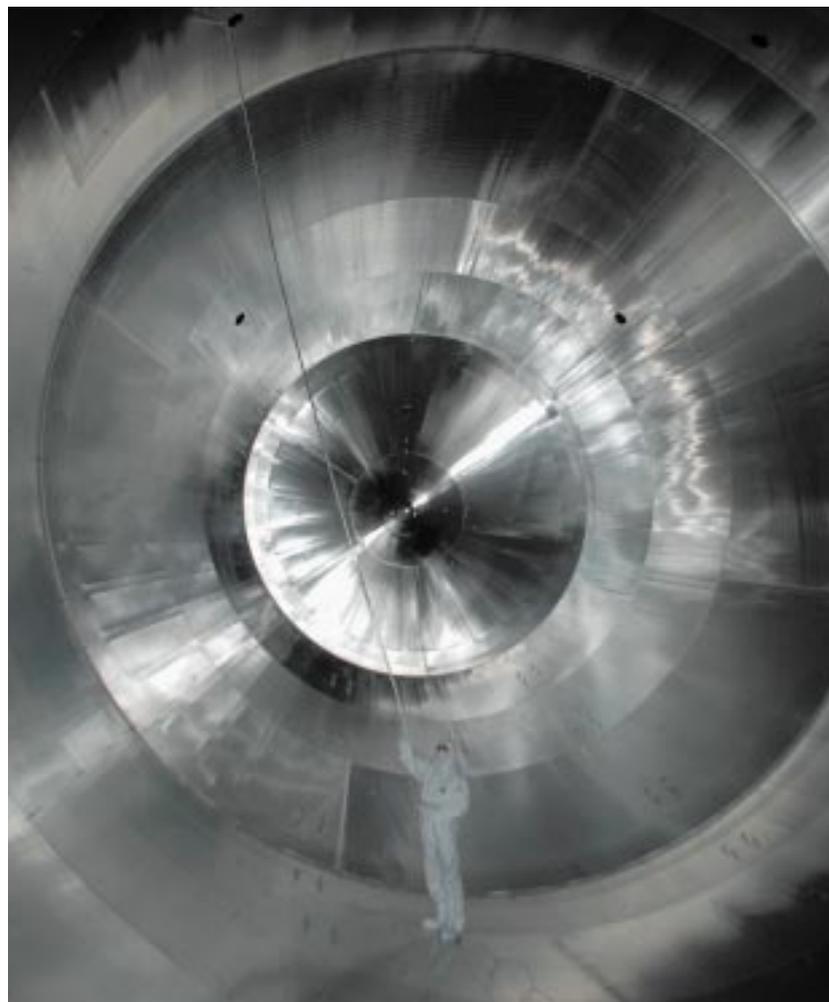


Abb. 3: Techniker im elektropolierten Hauptspektrometertank leitet Heliumgas an eine Flanschverbindung in 9 m Höhe für einen Lecktest.



Abb. 4: Transport des Hauptspektrometers durch Leopoldshafen.

auf einen Ponton verladen und den Rhein hinauf bis nach Eggenstein-Leopoldshafen geschleppt wurde.

Unter großem Interesse der Bevölkerung und der Medien wurde der knapp 200 t schwere Tank am 25.11.2006 mit einem der größten Autokräne Europas vom Ponton auf einen 5 m breiten Transporter gehoben. Im Schritttempo fuhr der Tank durch Leopoldshafen (Abb. 4). Etwa 30000 Zuschauer beobachteten, wie sich das Spektrometer mit zum Teil nur wenigen Zentimetern Spielraum an den Häusern vorbeischiebte, bis es gegen Abend das Forschungszentrum erreichte. Vier Tage später wurde der Tank durch das geöffnete Hallendach in seine endgültige Position in der neu gebauten KATRIN-Spektrometerhalle gehoben. Internet-Links mit Bildern und Filmaufnahmen der Fertigung und des Transports

sind auf der KATRIN-Homepage zu finden [3].

Nach dem Schließen des Hallendachs begannen die Arbeiten an den Heiz- und Vakuumsystemen, die im Frühjahr 2007 abgeschlossen werden. Nach dem Ende der Vakuumtests im Sommer 2007 begannen die Vorbereitungen zur Installation der inneren Drahtelektrode. Die Elektrodenstruktur besteht aus 250 einzelnen Modulen, die unter Reinraumbedingungen an der Tankwand angebracht werden. Die Module werden an der Universität Münster entwickelt und gebaut. Die Konstruktion der HV-festen und UHV-tauglichen Elektrodenhalterungen im Inneren des Tanks, sowie die Logistik der Montage werden in enger Zusammenarbeit von Universität Karlsruhe und Forschungszentrum Karlsruhe durchgeführt. Erste Testmes-

sungen der elektromagnetischen Eigenschaften des Hauptspektrometers sind für 2008 geplant. Neben den supraleitenden Detektormagneten und der sehr genauen (1 ppm) Hochspannungsversorgung, werden dazu der Detektor [6] und die Elektronenkanone von den bis dahin abgeschlossenen Vorspektrometermessungen verwendet.

Detektor

Die Aufgabe des Fokalebene-detektors ist der Nachweis der β -Elektronen, die das elektrostatische Gegenfeld des Hauptspektrometers überwinden. Wichtigste Anforderungen an den Silizium-Halbleiterdetektor sind hierbei ein effizienter Nachweis des Signals ($>90\%$) und niedriger Untergrund ($<1\text{ mHz}$). Die benötigte sensitive Fläche für den Detektor von

ca. 64 cm^2 wird durch die Querschnittsfläche der Quelle und das Verhältnis der Magnetfeldstärken in Quelle und Detektor festgelegt. Die Wahl des Detektor-Magnetfeldes von 3 Tesla limitiert dabei die Einfallswinkel der β -Elektronen auf maximal 45° und begrenzt damit Störeffekte durch Rückstreuung.

Die Reduktion des Detektor-Untergrundes aus natürlicher Radioaktivität und kosmischer Strahlung auf weniger als 1 mHz erfordert eine sorgfältige Materialauswahl der eingesetzten Bauteile, eine Kupfer-Blei-Abschirmung zur Unterdrückung der Umgebungsaktivität und ein aktives Vetosystem für kosmische Strahlung. Durch eine Nachbeschleunigung der Elektronen vor dem Detektor mit 30 kV soll das Signal zu Untergrundverhältnis um den Faktor zwei bis drei verbessert werden, da bei höheren Energien Untergrundbeiträge durch Fluoreszenzprozesse der umgebenden Materialien entfallen.

Der Detektor besteht aus einem Wafer mit segmentierten Photodioden mit sehr dünnem Eintrittsfenster ($<100 \text{ nm}$). Diese Technologie erlaubt eine anwenderspezifische Aufteilung der Diodenformen auf dem Wafer ohne Verluste der Nachweiswahrscheinlichkeit durch insensitive Zwischenräume. Der Detektor wird in 145 Sektoren eingeteilt (Abb. 5). Die Segmentierung erlaubt die Identifizierung der Bahn eines Elektrons durch das Spektrometer. Damit lassen sich nachträglich räumliche Inhomogenitäten der elektrischen und magnetischen Felder im Spektrometer für die Energiemessung korrigieren.

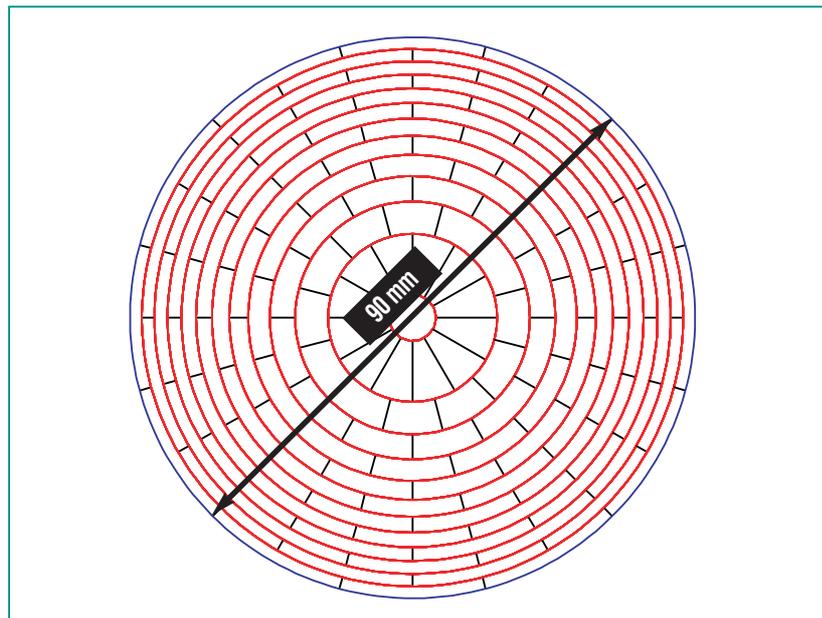


Abb. 5: Segmentierter Siliziumdetektor mit 145 Photodioden mit jeweils gleicher Fläche auf einem Wafer.

Die Detektorkammer mit Siliziumdetektor, Vakuumkammer und supraleitendem Detektormagnet wird zur Zeit von unseren Kollaborationspartnern an der University of Washington in Seattle konstruiert und gebaut. Die eingesetzte Technologie erlaubt eine hohe Flexibilität in der Aufbau- und Verbindungstechnik ohne die Energieauflösung des Detektors stark zu beeinflussen.

Die am IPE entwickelte Ausleseelektronik ist modular in Hybrid-SMD-Technik aufgebaut und erlaubt eine kompakte Installation der analogen Eingangsstufen. Die Signale der rauscharmen, ladungsempfindlichen Verstärker werden mit 10 MHz 12-Bit ADCs digitalisiert und zusammen mit anderen Prozessparametern des KATRIN-Experimentes gespeichert. Neben dem Fokalebendendetektor existieren entlang des Strahlrohrs weitere kompakte Monitor-Detektoren,

um in situ die Luminosität der Quelle mit einer Genauigkeit von 10^{-3} zu überwachen.

Zusammenfassung

Die beiden elektrostatischen Spektrometer bilden zusammen mit dem segmentierten Detektorsystem die „Neutrinowaage“ des KATRIN-Experimentes. Die UHV-Tanks sind bereits am Forschungszentrum aufgestellt und werden für die Messungen vorbereitet. Umfassende Vakuumtests am Vorspektrometer und erste Messungen mit dem Hauptspektrometer zeigen bereits sehr gute Werte. Es wird erwartet, dass die Arbeiten am Elektrodensystem des Hauptspektrometers in 2008 abgeschlossen werden und erste elektromagnetische Testmessungen beginnen können. Der Beginn der Messungen des Gesamtsystems von KATRIN wird für 2010 erwartet.

Literatur

- [1] *KATRIN-Beiträge, Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten, diese Ausgabe*
- [2] J. Angrik *et al.*, *KATRIN Design Report 2004, FZKA Scientific Report 7090, 2005*
- [3] *offizielle KATRIN Homepage:* <http://www-ik1.fzk.de/tritium/>
- [4] L. Bornschein *et al.*, *ISOHIM 2005, AIP Conference Proceedings 837 (2006), 200-209*
- [5] F. Fränkle, *Diplomarbeit 2006, Universität Karlsruhe (TH)*
- [6] S. Wüstling *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth , 568 (2006), p. 382*

Magnet- und Kryotechnologie für KATRIN

M. Noe, S. Grohmann, R. Gehring, W. Gil, M. Süsser, H. Neumann, ITP;
F. Glueck, Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe

Einleitung

Eine wichtige und spannende Aufgabe der nächsten Jahre im Bereich der Astroteilchenphysik ist die Bestimmung der Masse von Neutrinos. Einen Schlüsselbeitrag dazu wird das Karlsruhe-Tritium-Neutrino-Experiment KATRIN liefern [1], [2].

Das Messprinzip basiert auf der so genannten MAC-E-Filter-Technik [3], [4]. Dabei werden unterschiedlich energiereiche Elektronen zunächst adiabatisch, das heißt ohne Energieverlust, in einem Magnetfeld geführt und anschließend in einem Spektrometer gefiltert. Die Elektronen erhält man durch den β -Zerfall von Tritium. Über die Messung des Energiespektrums am oberen Endpunkt kann dann direkt, ohne weitere Annahmen, auf die Neutrinomasse geschlossen werden.

Eine vereinfachte Skizze des Aufbaus des KATRIN-Experimentes ist in Abb. 1 dargestellt. Um die Elektronen zu erzeugen und von ihrer Erzeugungsquelle bis zum Detektor zu führen, ist ein Magnetsystem aus einer Vielzahl von unterschiedlichen Magneten erforderlich. Diese Magnete können technisch und wirtschaftlich sinnvoll nur in supraleitender Ausführung mit einer Kühlung durch flüssiges Helium bei etwa 4 K (-269 °C) realisiert werden. Wegen ihrer unterschiedlichen Funktion sind die Magnete dabei in die folgenden unterschiedlichen Abschnitte eingeteilt:

- In der fensterlosen gasförmigen Tritiumquelle (Windowless Gaseous Tritium Source, WGTS) werden die Elektronen erzeugt und durch das Magnetfeld adiabatisch geführt.

- An die WGTS schließen sich einige differentielle Pumpstrecken (DPS) mit Turbomolekularpumpen an, die den Tritiumgehalt reduzieren und die Elektronen adiabatisch führen.

- Um sicherzustellen, dass kein Tritium in die Spektrometer gelangt, ist ein weiteres Magnetsystem mit einer kryogenen Pumpstrecke (Cryogenic Pumping Section, CPS) erforderlich, welches in seinem Inneren die Tritiummoleküle an einer kalten Oberfläche absorbiert.

- Die Vor- und Hauptspektromettermagnete an den jeweiligen Enden der Spektrometer erzeugen ein Streufeld auf dem die Elektronen durch das Spektrometer geführt werden. Weiterhin bestimmt das Verhältnis der Magnetfelder in der Mittenachse des Hauptspek-

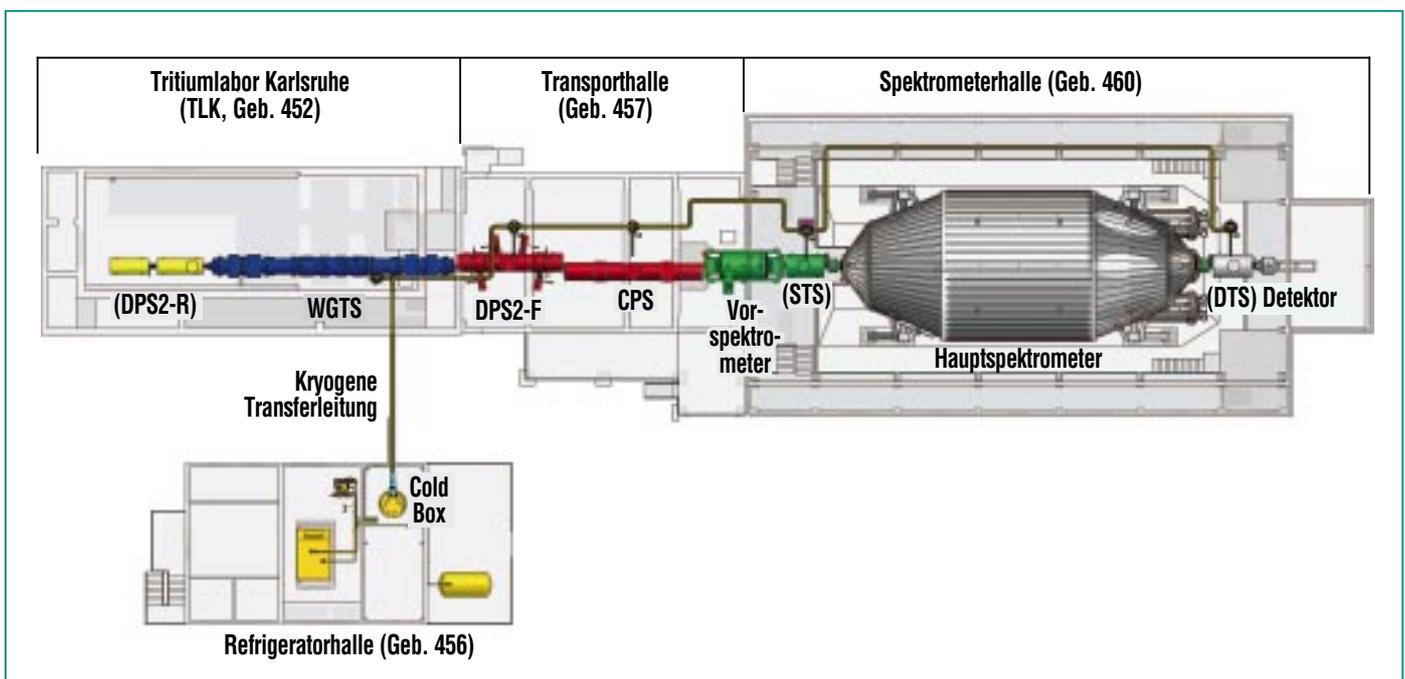


Abb. 1: Anordnung des KATRIN-Experimentes und der kryogenen Versorgung.

trometers zum maximalen Magnetfeld in der Strahlachse die Auflösung des Experimentes.

- Der Detektormagnet hat die Hauptaufgabe den Detektor aufzunehmen und den sehr empfindlichen Detektor gegen unerwünschte Strahlung von außen zu schützen.

Eine wichtige Anforderung ist bei fast allen Magneten an die zeitliche Stabilität des Magnetfeldes gestellt. In einem Zeitraum von 3 Mo-

naten darf die Magnetfeldstärke nur um 0,01 % absinken. Die Magnete werden dabei im sogenannten „persistent mode“ betrieben, das heißt die supraleitenden Magnetwicklungen führen einen Dauerstrom und sind kurzgeschlossen.

Am Beispiel des Quellmagneten und der differentiellen Pumpstrecke werden die magnet- und kryotechnischen Herausforderungen des KATRIN-Experimentes näher erläutert.

WGTS Magnetabschnitt

Der Aufbau der WGTS ist in Abb. 2 dargestellt. Sie besteht aus drei Abschnitten, in der Mitte das WGTS-Strahlrohr und zu beiden Enden des Strahlrohres jeweils eine differentielle Pumpstrecke. An den Enden ist die WGTS mit einem Ventil auf Raumtemperatur mit den anschließenden Magnetgruppen verbunden.

Im Inneren des WGTS-Strahlrohres mit einer Länge von 10 m und ei-

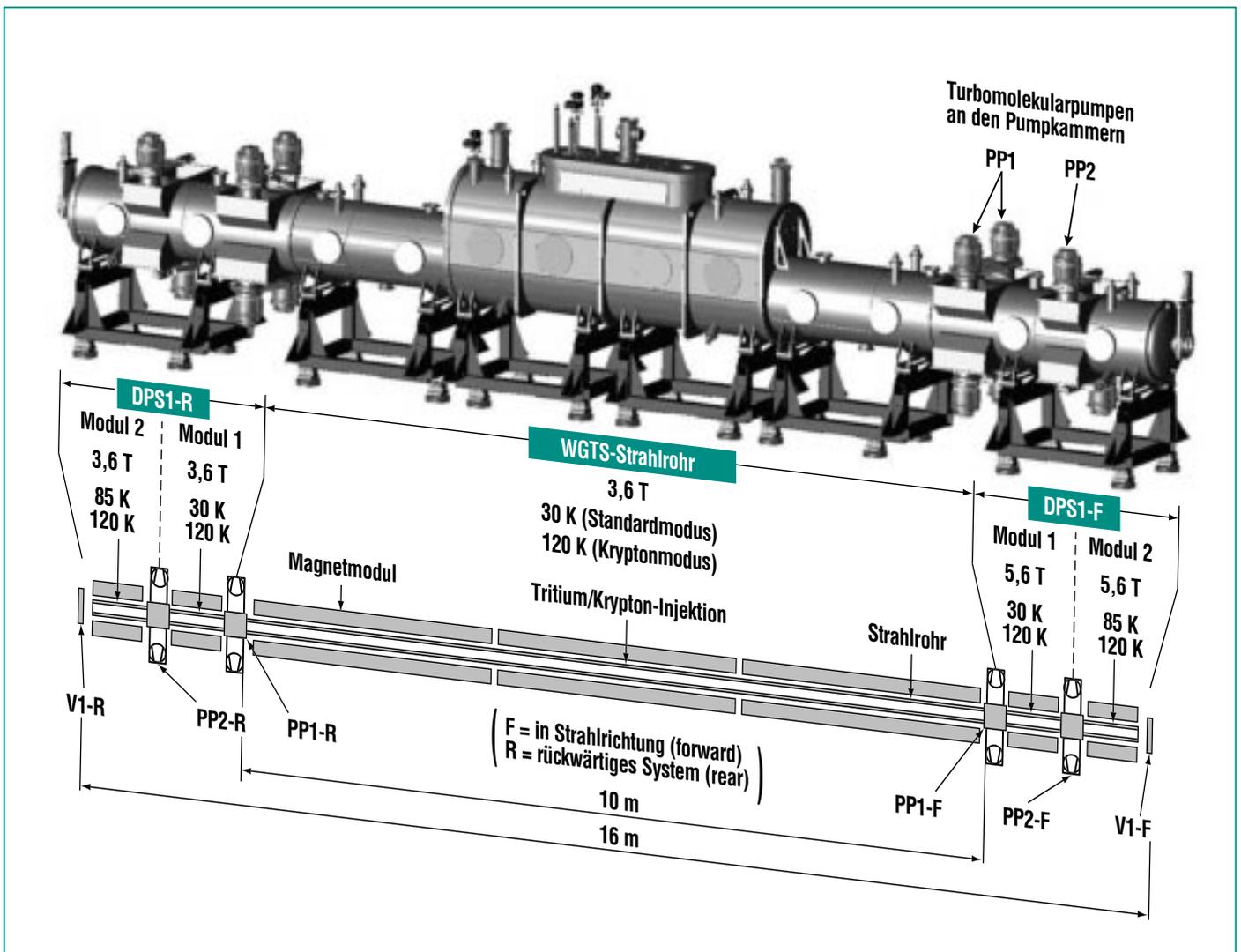


Abb. 2: Aufbau der Windowless Gaseous Tritium Source (WGTS) im Experiment KATRIN (3D-Grafik Fa. ACCEL).

nem Durchmesser von 90 mm wird kontinuierlich hochreines molekulares Tritium injiziert. Von der Injektionskammer in der Mitte des Strahlrohres diffundiert das Tritium über 5 m zu beiden Rohrenden, wobei der Druck etwa linear abnimmt. Am Ende des WGTS-Strahlrohres werden die Tritium- und beim β -Zerfall entstehende 3He -Moleküle in einer ersten differenziellen Pumpstrecke (DPS1) abgepumpt, die aus jeweils 2 Pumpkammern und 2 Strahlrohrabschnitten von 1 m Länge besteht. An der ersten Pumpkammer (PP1) sind dabei 4 und an der zweiten (PP2) 2 Turbomolekularpumpen angeschlossen.

Das WGTS-Strahlrohr ist eingeschlossen von drei supraleitenden Solenoidmagneten von jeweils 3 m Länge, deren zentrale Magnetfeldstärke von 3,6 T die β -Zerfallselektronen adiabatisch zu den Strahlrohrenden führt. Die Feldstärken in den 1 m langen Modulen der DPS1 betragen 5,6 T in

Strahlrichtung und 3,6 T im sog. Rear-System. Zusammen mit den geometrischen Bedingungen ergibt sich ein magnetischer Fluss von 191 Tcm^2 . Der gesamte Aufbau ist in einem 16 m langen Kryostaten untergebracht.

WGTS-Strahlrohrkühlung

Von zentraler Bedeutung für das Experiment ist die Anforderung nach einer extrem zeitlich stabilen ($\pm 30 \text{ mK}\cdot\text{h}^{-1}$) und örtlich homogenen Temperaturverteilung ($\pm 30 \text{ mK}$ über 95 % der Länge) des WGTS Strahlrohres im Standardbetriebsmodus bei 30 K ($-243 \text{ }^\circ\text{C}$). Dies ist zwingend erforderlich, um die Genauigkeit der Messung in den zulässigen Grenzen zu halten.

Dazu wurde zusammen mit der Technischen Universität Dresden ein spezieller Kühlkreislauf entwickelt, der in Abb. 3 dargestellt ist. Das Kühlsystem besteht aus zwei 16-mm-Verdampferrohren, die als

Teil eines Thermosiphons beidseitig an das Strahlrohr angelötet werden. Dadurch wird ein sehr guter thermischer Kontakt zwischen den Verdampferrohren und dem Strahlrohr erzeugt. Die Verdampferrohre werden je nach Betriebsmodus zur Hälfte mit siedendem Neon (bei 30 K) bzw. Argon (bei 120 K) gefüllt. Über den Druck oberhalb der Flüssigphase kann nun sehr präzise die Temperatur geregelt werden. Zur Temperaturmessung des Strahlrohres werden am Institut für Technische Physik Dampfdruckthermometer entwickelt, da handelsübliche Temperatursensoren nicht anwendbar sind. Eine weitere technische Schwierigkeit ist das Einstellen eines stabilen Füllstandes in beiden Verdampferrohren, die über die komplette Länge von 10 m etwa zur Hälfte mit Flüssigkeit gefüllt sein müssen. Das (lokale) Über- oder Unterfüllen würde zu Strömungsinstabilitäten, beziehungsweise zum Austrocknen der Verdampferrohre führen.

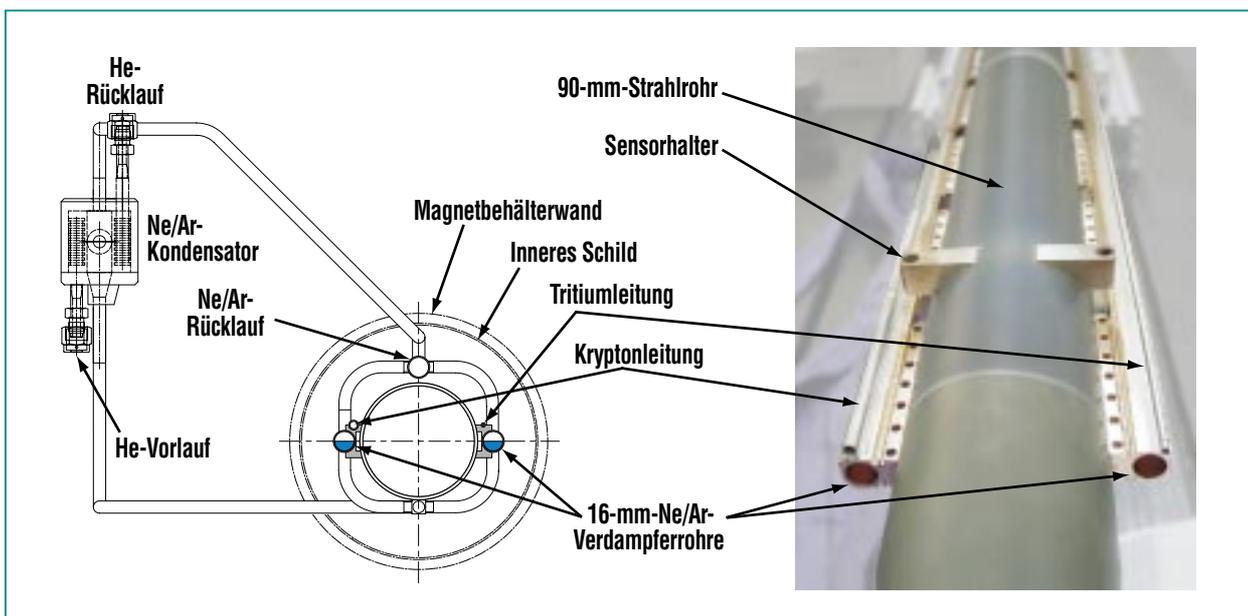


Abb. 3: Strahlrohrkühlung mittels Thermosiphon, Strahlrohr-Lötprobe (Fa. ACCEL).

Weiterhin ist es erforderlich, die durch die Rohrenden eingeführte Wärmemenge zu minimieren. Dies geschieht über eine spezielle Konstruktion der Pumpkammern (Abb. 4), indem versucht wird, den Großteil der über die Pumpstutzen eingeführte Wärmelast bereits in den Pumpkammern abzufangen.

Die bisher durchgeführten Berechnungen bestätigen die Tauglichkeit des Kühlkonzeptes. Da dies bisher aber noch nicht technisch realisiert und verifiziert wurde, ist im Fertigungsprozess der WGTS als wichtiger Zwischenschritt ein so genannter Demonstratortest der Strahlrohrkühlung vorgesehen. Bei diesem Test, der am späteren Standort im Tritiumlabor des Forschungszentrums Karlsruhe durchgeführt wird, werden überwiegend Originalkomponenten verwendet. So wird beispielsweise für die kryogene Versorgung dieses Tests die bereits

fertiggestellte Kälteanlage von KATRIN verwendet.

DPS2-F Magnet

Die Designskizze des DPS2-F-Magneten (Differential pumping system 2-forward direction) ist in Abb. 5 dargestellt. Der DPS2-F-Magnet besteht aus 5 Solenoidmagneten von je 1 m Länge, die um ± 20 Grad gegeneinander verkippt sind. Diese Verkipfung ist erforderlich um eine natürliche Barriere für neutrale Teilchen darzustellen. Zwischen den Solenoidmagneten befinden sich weitere Pumpstutzen zum Anschluss von Turbomolekularpumpen. Beim Anschluss der Pumpen ist darauf zu achten, dass ein maximales Magnetfeld von 50 Gauß ($1 \text{ Gauß} = 10^{-4} \text{ T}$) in den Pumpen nicht überschritten wird, da dies zu einer unzulässigen Erwärmung im Betrieb und somit zur Zerstörung der Pumpen führen würde.

Das zentrale Magnetfeld in der Mitte eines Solenoiden beträgt 5,6 T. Das Strahlrohr hat einen Durchmesser von 88 mm und wird im Standardbetrieb bei etwa 77 K (-196 °C) betrieben.

Beim Design der differentiellen Pumpstrecke ergeben sich zwei gegensätzliche Anforderungen. Um eine hohe Pumpleistung ($\geq 2000 \text{ l/s}$) zu erzielen, ist ein möglichst großer Abstand zwischen den einzelnen Solenoidmagneten erforderlich. Andererseits darf die magnetische Feldstärke zwischen zwei Solenoiden nicht kleiner werden als 0,5 T, da sonst kein adiabater Elektronentransport mehr möglich ist. Dies erfordert geringe Abstände.

Eine Vielzahl durchgeführter Monte-Carlo-Simulationen zum Saugvermögen und FEM-Magnetfeldrechnungen ergaben ein Design, das beide Anforderungen erfüllen kann. Zur Korrektur des Magnet-

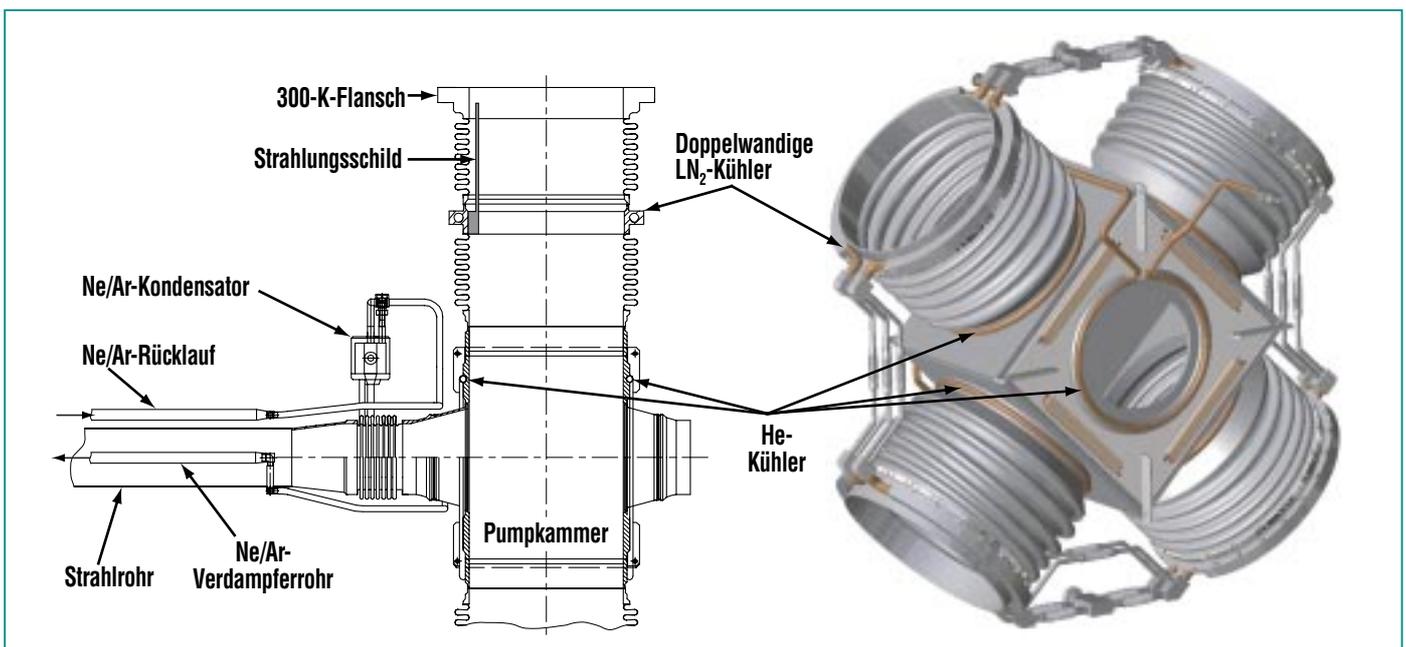


Abb. 4: Konstruktion der Pumpkammern PP1 (3D-Grafik Fa. ACCEL).

feldes zwischen zwei Magneten wurden dabei Korrekturspulen an den Enden der Solenoide eingeführt. Durch die Verkippung der Magnete ergeben sich zusätzliche Kräfte senkrecht zur Strahlachse, die durch entsprechende mechanische Verstärkungen abgefangen werden.

Status und Ausblick

Die erste Inbetriebnahme von KATRIN ist für 2010 vorgesehen. Bereits 2003 erreichten die Vorspektrometermagnete das Forschungszentrum. Sie sind am Vorspektrometer installiert und befinden sich in Betrieb. Ende 2003 wurde der DPS2-F-Fertigungsauftrag an die Industrie vergeben. Wichtige Komponenten wie die Magnete sind gefertigt und erfolgreich getestet. Der Zusammenbau und die erste Inbetriebnahme der DPS2-F erfolgen 2007. Der Auftrag zur WGTS-Magnetfertigung wurde Ende 2004 vergeben. Die Designphase ist abgeschlossen und die Konstruktion wurde begonnen. Für 2008 ist der Demonstrortest der WGTS-Strahlrohrkühlung vorgesehen. Die erste Inbetriebnahme der WGTS wird im Tritiumlabor Karlsruhe am späteren Aufstellort erfolgen und ist für 2009 geplant. Die Erstellung der Ausschreibungsunterlagen für die CPS-Magnetgruppe ist in Kürze beendet. Da-

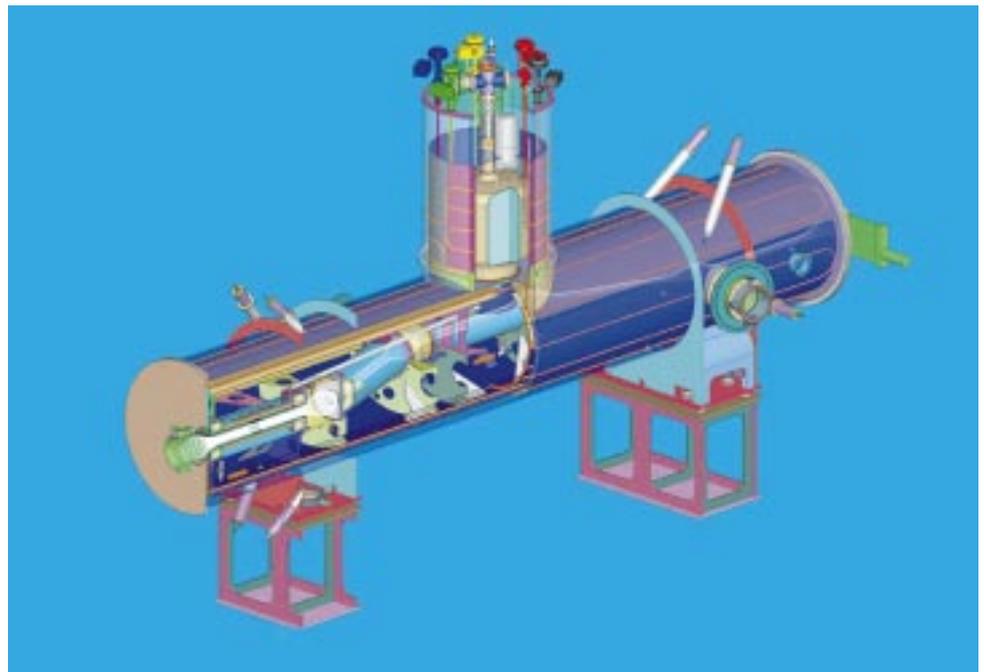


Abb. 5: Designskizze des DPS2-F-Magneten für KATRIN (Fa. Ansaldo).

nach erfolgt die Ausschreibung und die Vergabe an die Industrie.

Die Kälteanlage für KATRIN wurde 2006 geliefert und installiert. Der erste Abschnitt zur Fertigung und Installation des kryogenen Transfersystems zur Versorgung des WGTS-Demonstratortests ist vergeben und wird rechtzeitig zu dessen Inbetriebnahme installiert.

Ab 2010 ist ein fünfjähriger Betrieb des KATRIN-Experimentes geplant, damit letztendlich eine der fundamentalen Fragen der Astroteilchenphysik geklärt werden kann. Wie schwer ist ein Neutrino?

Danksagung

Die Autoren danken den beteiligten Kollaborationspartnern für ihre sehr wertvolle Unterstützung. Besonderer Dank geht an die Hauptabteilung Projekte (HAP) und den Bereich Technische Infrastruktur des Forschungszentrums Karlsruhe für die sehr gute Zusammenarbeit bei der Qualitätskontrolle und Fertigungsbegleitung.

Literatur

- [1] G. Drexlin, C. Weinheimer, (2007) *KATRIN – ein Schlüssel-experiment der Astroteilchenphysik*, Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten, diese Ausgabe
- [2] B. Bornschein et al., (2007) *Die KATRIN-Tritiumquelle im TLK*, Forschungszentrum Karlsruhe – Nachrichten, diese Ausgabe
- [3] A. Picard, E. Otten et al., (1992) *A solenoid retarding spectrometer with high resolution and transmission for keV electrons*, Nucl. Instr. Meth., vol. B63, Issue 3, 345-358
- [4] V.M. Lobashev, P.E. Spivak, (1985) *A method for measuring the electron antineutrino rest mass*, Nucl. Instr. Meth., vol. A240, Issue 2, 305-310
