

Seltsame Kerne

Hyperkerne erlauben Einblicke in die innere Struktur von Kernen

Bogdan Povh

Anders als gewöhnliche Atomkerne enthalten sog. Hyperkerne neben Protonen und Neutronen auch Hyperonen, das sind Teilchen mit Strange-Quarks. Ihre Untersuchung war und ist von großer Bedeutung für das Verständnis der Kerne und hat insbesondere neue Einsichten in die Spin-Bahn-Wechselwirkung der Kerne sowie in das Verhalten von Nukleonen im Kerninneren ermöglicht.

Mit der Entdeckung der Hyperkerne Anfang der 50er-Jahre, damals waren sie noch als Hyperfragmente bekannt, wurde sofort klar, dass im Kern gebundene Λ -Teilchen eine neuartige Untersuchung der Kerne erlauben. Heute wissen wir aufgrund des Quark-Modells, dass das Λ -Teilchen im Gegensatz zu den Nukleonen ein Strange-Quark enthält und daher im Kern nicht dem Pauli-Prinzip unterliegt. Es kann sich im Kern frei bewegen und sich auch in tief liegenden Zuständen, die von Nukleonen schon voll besetzt sind, ansiedeln. Hyperkerne erlauben es daher, die Abhängigkeit der Kernkräfte von der inneren Struktur der Nukleonen und Hyperonen zu studieren.

Mittlerweile erlebt dieses Gebiet der Kernphysik eine Renaissance. So ist die Spektroskopie der Hyperkerne eine der Hauptsäulen des Forschungsprogramms des neuen japanischen Beschleunigers J-PARK, und auch bei der GSI sind für das FAIR-Projekt interessante Experimente mit Hyperkernen geplant.

Experimente der ersten Generation

Hyperfragmente

Das erste „Hyperfragment“ haben M. Danysz und J. Pniewski 1952 in Photoemulsionen gefunden (Abb. 1). Das war kaum ein Jahr, nachdem in kosmischen Strahlen „V-Teilchen“ gesehen worden waren. Ein hochenergetisches Proton wechselwirkt in der Photoemulsion, was man an den Spuren geladener Teilchen sehen kann. Gleichzeitig entsteht ein neutrales Teilchen (keine sichtbare Spur), das nach einigen Millimetern in zwei geladene Teilchen in Form eines V-Buchstabens zerfällt. Diese Teilchen wurden als strange (seltsam) bezeichnet. Das Seltsame an diesen

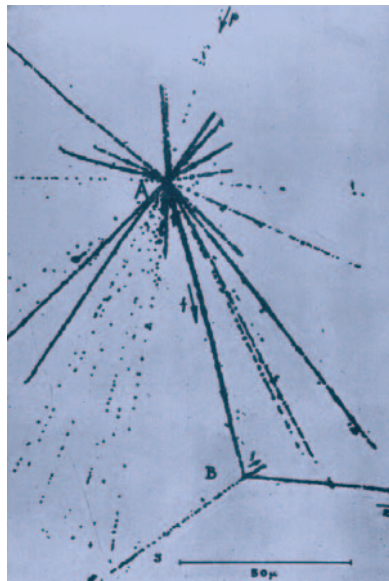


Abb. 1:

Ein hochenergetisches Proton zertrümmert einen schweren Kern (wahrscheinlich Brom) der Photoemulsion (A), dabei entstehen viele Pionen (dünne Spuren) und Kernfragmente (dicke schwarze Spuren). Eines der Fragmente emittiert am Ende der Spur (B) ein Proton (2) und ein negatives Pion (3). (Die Spur (1) kommt vom Rückstoß des Kernfragments.) Danysz und Pniewski erklärten dieses Ereignis durch den Zerfall eines Λ -Teilchens, historisch „V-Teilchen“ genannt, das im Kernfragment gebunden war.

Teilchen war, dass sie durch die starke Wechselwirkung erzeugt wurden, aber offensichtlich nur durch die schwache Wechselwirkung zerfallen konnten, worauf ihre lange Lebensdauer hinwies. Die Lösung des Problems war bald gefunden: Die neuen Teilchen besitzen eine zuvor unbekannte Quantenzahl, Strangeness. Da bei Prozessen der starken Wechselwirkung die Strangeness erhalten bleibt, können diese Teilchen nur paarweise, mit entgegengesetzter Strangeness, erzeugt werden. Zerfallen kann das Teilchen jedoch nur durch die schwache Wechselwirkung, die die Strangeness nicht erhält.

Normale Kerne bestehen aus Protonen und Neutronen. Das Proton und das Neutron sind die zwei leichtesten Mitglieder der großen Familie der Teilchen, die wir als Baryonen bezeichnen. Das Proton besteht wiederum aus drei „leichten“ Quarks, zwei Up- (u-Quark) und einem Down-Quark (d-Quark), das Neutron aus zwei d- und einem u-Quark. Wenn im Proton bzw. Neutron ein, zwei oder sogar alle drei leichten Quarks durch die etwas schwereren Strange-Quarks (s-Quark) ersetzt werden, erhält man die sog. Hyperonen. Freie Hyperonen zerfallen nach et-

KOMPAKT

- ▶ Weiterentwicklungen bei Detektoren sowie die Erzeugung intensiver K^- -Strahlen haben es in den letzten Jahrzehnten erlaubt, Hyperkerne im Labor zu erzeugen und auch ihre angeregten Zustände zu untersuchen.
- ▶ Dabei zeigt sich, dass die Tiefe des Λ -Kernpotentials etwa zwei Drittel von der des Nukleon-Potentials beträgt.
- ▶ Darüber hinaus unterliegen Λ -Hyperonen im Kern keiner oder nur einer sehr geringen Spin-Bahn-Kopplung.

Prof. Dr. Bogdan Povh, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Postfach 103980, 69029 Heidelberg – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung der Stern-Gerlach-Medaille 2005 auf der 69. DPG-Jahrestagung in Berlin.

wa einem Zehntel einer Nanosekunde. Im Kern jedoch können die schweren Hyperonen mit den Nukleonen über die starke Wechselwirkung reagieren und innerhalb von 10^{-24} Sekunden in das leichteste Hyperon, das Λ -Teilchen, zerfallen. Das Λ -Teilchen besteht aus einem u-, einem d- und einem s-Quark, ist elektrisch neutral und zerfällt auch im Kern nur durch die schwache Wechselwirkung. Daher ist seine Lebensdauer im Kern

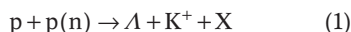


Abb. 2: Der erste niederenergetische K^- -Strahl für die Hyperkernphysik wurde im CERN erzeugt. Um eine Länge des Strahlwegs von nur 10 Meter zu erreichen, wurden Pionen und Kaonen durch ihre unterschiedliche Abbremsung in einem flüssigen Absorber in der Mitte der Strahlführung teilweise separiert.

derjenigen des freien Λ -Teilchens vergleichbar. Da die typischen Zeiten der Kernphysik, Kernradius dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit, 14 Größenordnungen kürzer sind als die Lebensdauer des Λ -Teilchens, können Hyperkerne als stabile bzw. radioaktive Kerne angesehen werden.

Wie in Nukleonen können auch in Mesonen die leichten Quarks durch Strange-Quarks ersetzt werden. Für die Erzeugung von Hyperkernen ist dabei das K^- -Meson, das aus einem s-Quark und einem \bar{d} -Antiquark besteht, besonders interessant.

In dem von Danysz und Pniewski gefundenen Prozess (Abb. 1) stößt ein hochenergetisches Proton auf einen schweren Kern, wobei ein an ein Kernfragment gebundenes seltsames Teilchen emittiert wird. Heute wissen wir, dass die zugrunde liegende Reaktion



ist. X steht für die in der Reaktion gleichzeitig produzierten Teilchen. In dieser Reaktion entsteht ein Strange-Antistrange-Quarkpaar, ein s-Quark mit der Quantenzahl Strangeness -1 und ein \bar{s} -Antiquark mit der Strangeness $+1$. Das Λ -Teilchen unterscheidet sich von einem Neutron dadurch, dass ein d-Quark durch ein s-Quark ersetzt wird, genauso wie im K^+ ein \bar{d} des Pions durch ein \bar{s} ersetzt wird. Die Reaktion (1) erfordert eine „hohe“ Energie. Schon die Erzeugung eines $s\bar{s}$ -Paares kostet fast 1 GeV. Zusammen mit der Schwerpunktsenergie und den Energien der in der Reaktion pro-

duzierten Pionen sind somit einige GeV erforderlich. Deshalb waren in den 50er-Jahren Photoemulsionen, die der kosmischen Strahlung ausgesetzt wurden, die einzige Möglichkeit zum Studium von Hyperkernen.

Mit der Reaktion (1) und Photoemulsionen als Detektor waren den Hyperkernexperimenten enge Grenzen gesetzt. Nur wenn beim Zerfall ausschließlich geladene Teilchen, Protonen und Pionen, entstanden, gelang es, die Bindungsenergie des Λ -Teilchens im Grundzustand bestimmen. Die meisten Analysen wurden von Gruppen in Brüssel und Warschau sowie einer Gruppe des Imperial College in London durchgeführt. Von der theoretischen Seite wurde die Hyperkernphysik von R. H. Dalitz unterstützt. Trotz der beschränkten experimentellen Möglichkeiten wurden bereits recht genaue Aussagen über die Λ -Nukleon-Wechselwirkung erzielt.

Experimente der zweiten Generation

K^- -Strahlen, Draht- und Driftkammern

Im Jahr 1959 wurde am CERN das 28-GeV-Proton-Synchrotron (PS) in Betrieb genommen. Diese Energie reicht aus, um K^- -Strahlen zur gezielten Produktion von Hyperkernen zu erzeugen. Das K^- , das aus einem \bar{u} - und einem s-Quark besteht, bringt die Strangeness in die Reaktion mit und kann ein Nukleon „sanft“ in ein Hyperon umwandeln, z. B.



Wenn die Reaktion (2) am Kern stattfindet, kann das erzeugte Λ -Teilchen im Kern oder Fragment gebunden bleiben, und es entsteht ein Hyperkern.

Die einfachste Möglichkeit, angeregte Zustände mit der notwendigen Auflösung zu untersuchen, besteht darin, nach Gammaübergängen zu suchen. In diesem Fall ist die Auflösung durch den Gammazähler gegeben. In unserem ersten Experiment haben wir mit NaJ-Detektoren nach den Übergängen in $^4_\Lambda\text{H}$ und $^4_\Lambda\text{He}$ mit gestoppten K^- in ^6Li - und ^7Li -Targets gesucht. Die beiden Hyperkerne bestehen aus einem Λ -Teilchen, das an einen Tritiumkern (^3H) bzw. an ^3He gebunden ist. Man kann aber auch sagen, dass in ^4He ein Proton bzw. ein Neutron durch ein Λ -Teilchen ersetzt ist. Während ^4He wegen des Pauli-Prinzips nur einen 0^+ -Zustand mit Nukleonen in der 1s-Schale hat, kann sich in $^4_\Lambda\text{H}$ und $^4_\Lambda\text{He}$ das Λ -Teilchen auch parallel zu dem ungeparten Proton bzw. Neutron stellen, sodass ein weiterer Zustand in der 1s-Schale mit dem Spin 1 und positiver Parität existiert. Der 1^+ -Zustand unterscheidet sich

von dem Grundzustand nur durch einen Spinflip und sollte durch den Gammaübergang zu sehen sein. Die Energieaufspaltung beider Zustände ist direkt proportional zu der Λ -Nukleon-Spin-Spin-Wechselwirkung.

Der K^- -Strahl in diesem Experiment besitzt „exotische“ Eigenschaften: Die Lebensdauer von geladenen Kaonen beträgt $1,23 \times 10^{-8}$ Sekunden, und ihre freie Weglänge bei einem Impuls von ca. 500 MeV/c, den wir in den meisten Experimenten benutzt haben, beträgt rund 5 Meter. Die Kunst, niederenergetische Kaonenstrahlen zu bauen, besteht darin, sie kurz zu

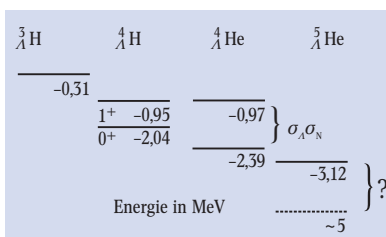


Abb. 3: Alle gebundenen Zustände der 1s-Hyperkerne mit einem Λ -Teilchen. Die durch Beobachtung von Gammaübergängen gefundene $1^+ - 0^+$ -Aufspaltung gibt die Stärke der $\sigma_{\Lambda\sigma_N}$ -Wechselwirkung an. Rechnungen mit der Zweikörper-Wechselwirkung geben für $^5_\Lambda\text{He}$ einen um zwei MeV tiefer gebundenen Grundzustand als gemessen an.

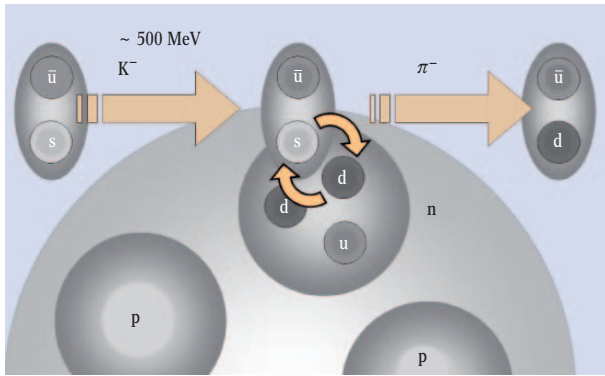


Abb. 4: In der Strangeness-Austausch-Reaktion wandelt ein K^- ein Neutron des Kerns in ein Λ -Teilchen um. Bei einem K^- -Impuls von 530 MeV/c, dem sog. magischen Impuls, wird auf das Λ -Teilchen kein Impuls übertragen, wenn das π^- bei 0° nachgewiesen wird. Das Λ -Teilchen bleibt in dem Zustand des umgewandelten Neutrons.

machen. Der nur 10 Meter lange Strahl wurde als ein Doppelspektrometer mit einem Absorber im Zwischenfokus aufgebaut (Abb. 2). Nachdem im ersten Teil negative Teilchen, K^- und π^- , eines bestimmten Impulses ausgewählt werden, lassen sich die Kaonen von den wesentlich häufigeren Pionen im zweiten Teil aufgrund der verschiedenen Abbremsung im Absorber teilweise trennen. Um die bestmögliche Trennung von Kaonen und Pionen zu erreichen, lag der Strahl in einer um 30° geneigten Ebene. Der Absorber war keilförmig, um das Impulsband der ersten Stufe für die zweite zu komprimieren. Diese Technik wird heute bei der Erzeugung exotischer Strahlen an Schwerionenbeschleunigern mit Erfolg eingesetzt.

Mit dem einfachen experimentellen Aufbau mit zwei NaI-Zählern und einigen Szintillationszählern zur Identifizierung der Kaonen und Pionen gelang es, die gesuchten Übergänge zu finden [1]. In $^4\Lambda\text{H}$ liegt der angeregte 1^+ -Zustand bei einer Anregungsenergie von 1,09 MeV, in $^4\Lambda\text{He}$ bei 1,42 MeV. Damit waren alle Zustände mit einem Λ in Kernen der 1s-Schale gefunden. Der Versuch, diese Hyperkerne mit einer einfachen Wechselwirkung zu beschreiben, gelingt nicht (Abb. 3). Nimmt man die Wechselwirkung, die alle Zustände der Hyperkerne mit drei und vier Teilchen gut beschreibt, bekommt man für den $^5\Lambda\text{He}$ -Grundzustand eine um 2 MeV stärkere Bindung als gemessen. Offensichtlich tritt in $^5\Lambda\text{He}$ eine zusätzliche abstoßende Wechselwirkung auf. Zu den Vorschlägen, woher diese Abstoßung kommen könnte, möchte ich einen weiteren hinzufügen: Die Quarks sind aufgrund des Confinements in den Nukleonen gebunden. Wenn sich die Nukleonen jedoch stark überlappen, dann ist das Confinement teilweise aufgehoben, und die Quarks können sich von Nukleon zu Nukleon im gesamten Kern frei bewegen. Betrachten wir die Möglichkeit, dass bei der großen Kerndichte im Zentrum des Heliumkerns Quarks dem Confinement entweichen. Dann besteht die Wellenfunktion aus einer Superposition von Hadron- und Quark-Wellenfunktionen [3]. Während im Hadronenbild für das Λ -Teilchen kein Pauli-Verbot gilt, da es sich von den Nukleonen unterscheidet, passen im Quarkbild nur sechs Up- und sechs Down-Quarks (wegen der Farbe drei mal mehr als bei den Nukleonen) in die 1s-Schale, und die beiden leichten Quarks des Λ -Teilchens müssen in den nächstliegenden 1p-Zustand. Dies ist energetisch ungünstig, sodass der $^5\Lambda\text{He}$ -Grundzustand weniger gebunden wird als nach den Voraussagen der

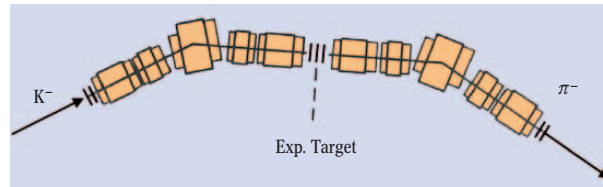


Abb. 5: Im ersten Teil des Spektrometers vor dem Target werden die Impulse der einlaufenden Kaonen, im zweiten Teil die der auslaufenden Pionen gemessen. Aus der Differenz der beiden lässt sich die Masse des Hyperkerns bestimmen. Die notwendige Auflösung wurde dadurch erreicht, dass die Trajektorien der einzelnen Teilchen mit Hilfe von Drahtkammern am Eingang, in der Mitte und am Ausgang gemessen wurden.

Rechnung. Mögliche experimentelle Tests werde ich im letzten Abschnitt diskutieren.

Um die Reaktion (2) für die Spektroskopie voll auszunutzen, benötigt man außer einer guten Energieauflösung für die Kaonen und Pionen auch eine ausreichende Strahlintensität. Das ist aber nur zu erreichen, wenn man einen Strahl mit einer Energiebreite von mehreren MeV benutzt. Die gewünschte Auflösung ist trotzdem möglich, wenn man die Besonderheit der Reaktion (2) ausnutzt, dass sie sich nämlich im Impulsbereich von 400–900 MeV/c bei der Messung der π^- in der Vorwärtsrichtung ähnlich wie die elastische Streuung benimmt (Abb. 4).

Das erste Spektrometer, das wir 1974 gebaut haben (Abb. 5), bestand aus zwei identischen Teilen und arbeitete als Energieverlustspektrometer. Im ersten wurden die Impulse der Kaonen gemessen, im zweiten die Abweichungen zwischen Pionen- und Kaonen-Impuls. Ein Spektrometer dieser Art setzt eine punktförmige Strahlquelle voraus. Durch die Verwendung von Drahtkammern, mit denen die Positionen und die Richtung der einzelnen Teilchen am Eingang, in der Mitte und

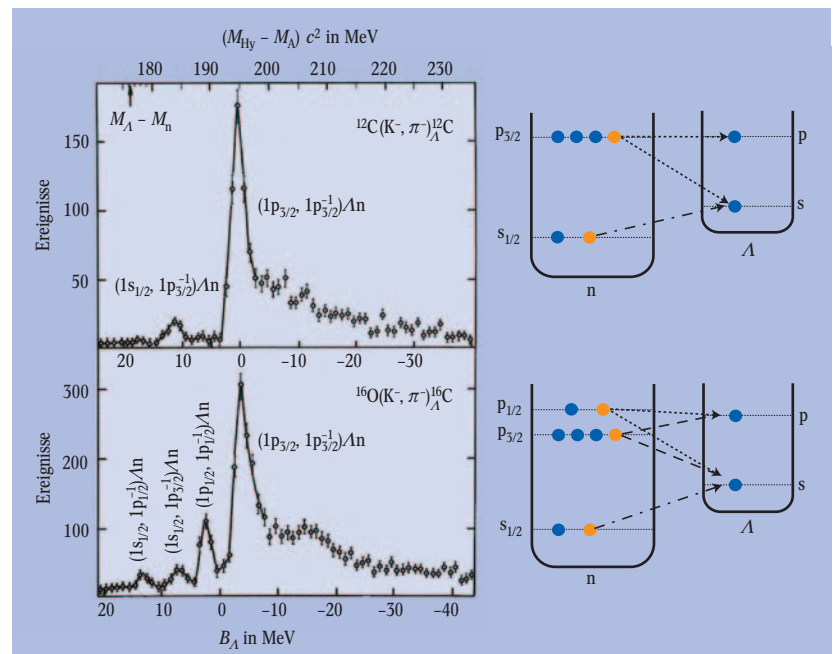


Abb. 6: Hyperkernspektren von Kohlenstoff (oben) und Sauerstoff (unten). Aufgetragen ist die Produktionsrate von Λ -Hyperkernen gegen die mit c^2 multiplizierte Massendifferenz $M_{\text{Hy}} - M_{\Lambda}$ (obere Abszisse) und der Bindungsenergie des Λ -Teilchens im Kern. Die Spektren sind bei einem K^- -Impuls von 715 MeV/c aufgenommen. Der Pfeil im oberen Bild gibt die Massendifferenz zwischen dem Λ und Neutron an.

am Ausgang des Spektrometers gemessen werden, lassen sich auch „schlechte“ Strahlen in viele kleine „gute“ zerlegen und optische Fehler korrigieren.

Λ -Kernpotential

Die Resultate der Λ -Hyperkern-Spektroskopie lassen sich am einfachsten in zwei Spektren [2] zusammenfassen (Abb. 6). Aus historischen Gründen ist es üblich, die Hyperkernspektren in Abhängigkeit von B_Λ , der Bindungsenergie des Λ -Teilchens im Kern, aufzutragen. Für gebundene Zustände ist B_Λ positiv, für ungebun-

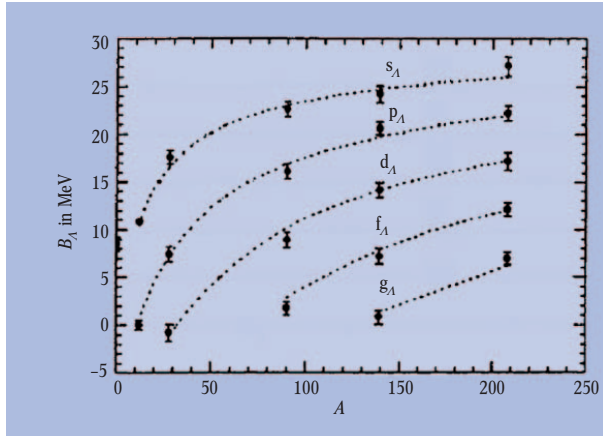


Abb. 7: Gemessene Bindungsenergien und Vergleich mit einer einfachen Rechnung mit konstanter Potentialtiefe und einem Kernradius $R \propto A^{2/3}$.

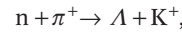
dene negativ. Für die folgende Diskussion ist es aber zweckmäßig, als Skala die mit c^2 multiplizierte Massendifferenz zwischen der Masse des Hyperkerns und des Targetkerns, $M_{Hy} - M_A$, zu betrachten.

Der hohe, schmale Peak im Kohlenstoffspektrum entspricht einem rückstoßfrei gebildeten Zustand, in dem sich ein Neutron im $1p_{3/2}$ -Zustand in ein $1p_{3/2}$ - Λ -Teilchen umwandelt. Auch durch die Umwandlung eines $1s_{1/2}$ -Neutrons sollten rückstoßfrei Hyperkerne gebildet werden können. Da man zunächst viel Energie braucht, um tief im Potential ein Neutronenloch zu produzieren, aber nicht so viel im weniger tiefen Λ -Kernpotential gewinnt, verbirgt sich der rückstoßfrei gebildete $1s_{1/2}$ -Zustand in der breiten Schulter rechts vom hohen Peak bei höheren Energien. Der kleine Peak bei etwa 12 MeV Bindungsenergie entspricht dem Grundzustand des Hyperkohlenstoffs. Er entsteht durch die Umwandlung eines $1p_{3/2}$ -Neutrons in ein $1s_{1/2}$ - Λ -Teilchen.

Der rückstoßfreie Peak erscheint bei einer Hypermasse $M_{Hy} - M_A = 194$ MeV. Der reine Massenunterschied zwischen dem Λ -Teilchen und dem Neutron beträgt $M_\Lambda - M_n = 176$ MeV. Da die beiden Zustände, der Substitutionszustand und der Targetgrundzustand, dieselbe Konfiguration des Kernrumpfes haben, ist die verbleibende Differenz von etwa 18 MeV der unterschiedlichen Wechselwirkung des Λ -Teilchens und des Neutrons mit dem Kern zuzuschreiben. In einer guten Näherung kann man sagen, dass das Λ -Kernpotential etwa 18 MeV flacher ist als das Neutron-Kernpotential. Die Tiefe des Nukleon-Kernpotentials wird gewöhnlich mit 50 MeV angegeben. Somit beträgt die Tiefe des Λ -Kernpotentials etwa zwei Drittel von der des Nukleon-Kernpotentials. Dieses Resultat ist in dem Quarkbild leicht zu deuten. Die Anziehung im Kern wird vor-

allem durch den Zwei-Pionen-Austausch vermittelt. Da das Strange-Quark nicht an die Pionen koppelt und sich daher nicht an der Bindung der Λ -Teilchen im Kern beteiligt, erklärt sich die Tiefe des Λ -Potentials von zwei Drittel des Nukleon-Kern-Potentials.

Mit der Potentialtiefe von etwa 30 MeV kann man auch die Bindungsenergien der tiefgebundenen Zustände in den schweren Hyperkernen berechnen. In Abb. 7 werden die gemessenen Bindungsenergien in einer einfachen Rechnung mit konstanter Potentialtiefe und einem Kernradius $R \propto A^{2/3}$ verglichen. Die tiefgebundenen Zustände wurden nicht mit der Reaktion (2) gefunden. Diese liefert einen zu kleinen Impulsübertrag, um die Übergänge mit großen Änderungen des Drehimpulses zu bewirken. Für diese Zwecke verwendet man die Reaktion



die Domäne der Brookhaven- und KEK-Laboratorien. Der kleinste erreichbare Impulsübertrag ist mit ca. 350 MeV/c bereits wesentlich größer als der Fermi-Impuls in Kernen, der rund 250 MeV/c beträgt.

Der große Rückstoß des Λ -Teilchens bedeutet, dass weniger Λ -Teilchen im Kern „stecken“ bleiben, als bei der Reaktion (2). Da es aber jetzt für das Λ -Teilchen kein Problem ist, große Drehimpulsänderungen herbeizuführen, bleiben die Λ -Teilchen in allen Schalen etwa gleichmäßig stecken. Der Nachteil der kleinen Hyperkernproduktion mit (3) wird durch die hohe Intensität der Pionenstrahlen und durch eine gute K^+ -Identifikation teilweise kompensiert.

Die Kerne bezeichnen wir gerne bildlich als Tröpfchen einer entarteten Fermi-Flüssigkeit. Das Λ -Teilchen im Kern spürt nur ein mittleres Potential und bewegt sich ungehindert in der dichten Fermi-Flüssigkeit. Diese Eigenschaft der Hyperkerne veranschaulicht sehr deutlich den Charakter der Kerne als entartete Fermi-Flüssigkeit.

Spin-Bahn-Kopplung

Die nächste wichtige Information über die Λ -Kern-Wechselwirkung ist die Stärke der Spin-Bahn-Kopplung. Diese kann man wiederum auf einfache Weise aus dem Vergleich von $^{12}_\Lambda\text{C}$ - und $^{16}_\Lambda\text{O}$ -Spektren bestimmen [2]. Sauerstoff hat zwei Neutronen mehr als Kohlenstoff, die sich im $1p_{1/2}$ -Niveau befinden. Das $1p_{3/2}$ - und das $1p_{1/2}$ -Niveau liegen 6 MeV voneinander getrennt. Diese Aufspaltung des Zustands mit dem Bahndrehimpuls $l = 1$ in die beiden Unterschalen ist für den ^{16}O -Kern experimentell gesichert und wird im Schalenmodell durch die Spin-Bahn-Kopplung erklärt.

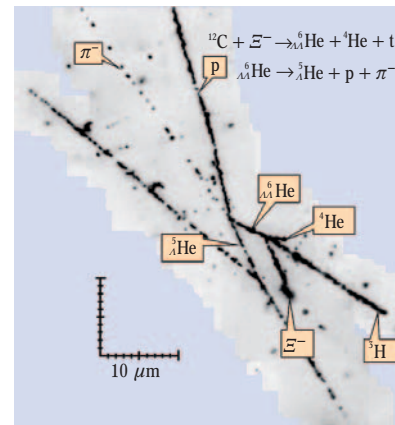


Abb. 8: Ein Doppelt- Λ -Hyperkern wurde in einem Hybrid-Emulsion-Experiment gefunden. Er ist eindeutig als $^{6}_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ identifiziert worden.

Die Verdopplung der Linien in $^{16}_\Lambda\text{O}$ im Vergleich zu $^{12}_\Lambda\text{C}$ muss auf eine unterschiedliche Spin-Bahn-Kopplung im Λ - und Nukleon-Kern zurückgeführt werden.

Wie im Hyperkohlenstoff entsprechen im Hyper-sauerstoff die beiden kleinen Peaks auf der linken Seite (Abb. 6) Zuständen, in denen das Λ -Teilchen im $1s_{1/2}$ -Zustand eingebaut ist und das Neutron im $1p_{1/2}$ - oder $1p_{3/2}$ -Niveau fehlt. Der Abstand zwischen den beiden kleinen Peaks beträgt, wie erwartet, 6 MeV, genau die bekannte Aufspaltung zwischen den Unterschalen im Sauerstoff. Verblüffenderweise findet man auch den rückstoßfreien Peak in der p-Schale doppelt, und die Aufspaltung von 6 MeV ist die gleiche wie für den Übergang in die 1s-Schale. Daraus folgt, dass der 1p-Zustand für das Λ -Teilchen nicht aufgespalten ist bzw. dass im Λ -Kernpotential die Spin-Bahn-Kopplung klein ist oder sogar fehlt. Neue Bestimmungen der Spin-Bahn-Kopplung aus verschiedenen Messungen an leichten Hyperkernen geben eine obere Grenze von 0,1 MeV für die Aufspaltung des 1p- Λ -Zustands.

Die Spin-Bahn-Kopplung spielt eine große Rolle in der Kernphysik. Sie trägt wesentlich zur Schalenstruktur der Kerne bei und ist dadurch auch für die Elementhäufigkeit im Universum mitverantwortlich. Sie wurde zuerst phänomenologisch eingeführt, um die Haupteigenschaften der Kernstruktur zu erklären. Solange man nur die Spin-Bahn-Kopplung der Nukleonen theoretisch zu erklären versuchte, reichte die Annahme des 2π - und ω -Austausches einigermaßen aus. Eine Verallgemeinerung dieses Modells auf die Hyperkerne kann die experimentell gefundene Spin-Bahn-Kopplung jedoch nicht korrekt wiedergeben. Um die gemessene kleine Spin-Bahn-Kopplung für die Λ -Teilchen zu bekommen, muss man kurzreichweitige Wechselwirkungsbeiträge, die direkt von der Quark-Quark-Wechselwirkung herrühren, berücksichtigen [4]. Die Hyperkerne sind damit das erste Beispiel für die Bedeutung der Quark-Gluon-Beiträge in der Kernwechselwirkung.

Die große Bedeutung der direkten Quarkwechselwirkung kann man in einem „additiven Quarkmodell“ simulieren [5, 6], ähnlich wie wir es für das Λ -Potential getan haben. Im Λ -Teilchen sind Up- und Down-Quark zum Gesamtdrehimpuls Null gekoppelt und tragen nicht zu der Spin-Bahn-Kopplung bei. Das Strange-Quark ist schwerer als die leichten Quarks, und seine Beteiligung an der kurzreichweitigen Wechselwirkung ist unterdrückt. Wenn das so ist, dann muss die Spin-Bahn-Kopplung von Σ -Hyperonen¹⁾ groß, wahrscheinlich doppelt so groß wie für die Nukleonen sein, da in den Σ -Teilchen die leichten Quarks zu dem Gesamtdrehimpuls Eins gekoppelt sind. Nach dem gleichen Muster würde man erwarten, dass das Ξ -Hyperon²⁾ die gleiche Spin-Bahn-Kopplung wie das Nukleon hat.

Wir haben mit Erfolg die Strangeness-Austausch-Reaktion zur Produktion von Σ -Teilchen an der Σ -Kernschwelle benutzt. Die Zustände der Σ -Hyperkerne sind aber breit, da das Σ im Kern durch die Reaktion $\Sigma + N \rightarrow \Lambda + N$ zerfallen kann. Die beobachteten Strukturen ließen sich nicht eindeutig interpretieren und erlaubten keine klaren Schlüsse auf die Stärke der Spin-Bahn-Kopplung von Σ -Teilchen.

Vielversprechend für die Untersuchung der Wechselwirkung von kurzlebigen Hyperonen scheint eine neue Technik, die von der Gruppe von Kozi Nakai entwickelt und bei KEK in Japan verwendet wurde [7]. Die Spuren geladener Teilchen in einem flüssigen

Szintillator, der gleichzeitig als Target dient, werden mit einer neu entwickelten Kammer stereoskopisch aufgenommen. In der Reaktion $p(\pi^+, K^+)\Sigma^+$ werden stark polarisierte Σ^+ produziert. Als Trigger wird ein K^+ -Spektrometer benutzt. Der Detektor [7] erlaubt es, die Rechts-Links-Asymmetrie und dadurch die Spin-Bahn-Kopplung in der Σ^+ -Proton-Streuung sehr effektiv

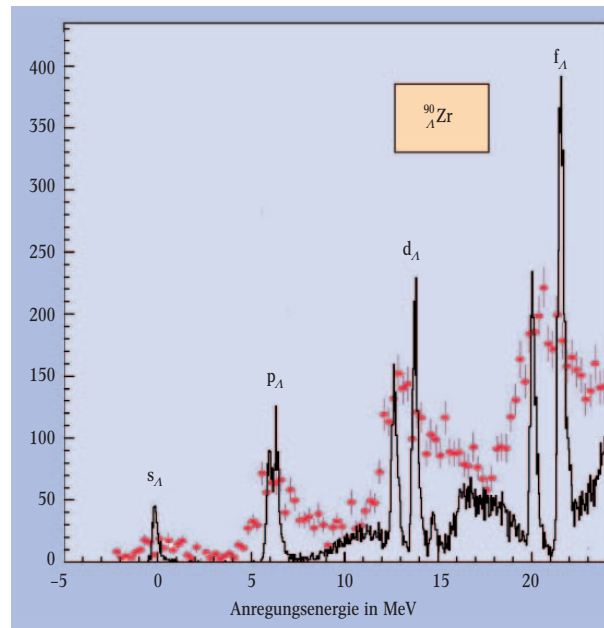


Abb. 9: Vergleich zwischen dem gemessenen $^{90}_\Lambda\text{Zr}$ -Spektrum (Punkte mit Fehlerbalken) mit einer Auflösung von ca. 4 MeV und einer Simulation des zukünftigen Experiments mit einer geplanten Auflösung von 0,3 MeV (durchgezogene Linie). In der Simulation steckt auch die Annahme einer kleinen LS-Kopplung, 0,3 MeV für das 1p- Λ . Auf der Ordinate ist die relative Intensität der Reaktion $^{90}\text{Zr}(\pi^+, K^+)\Lambda^{90}\text{Zr}$ aufgetragen.

zu messen. In dem gleichen Experiment wurde auch die Λ -Proton-Streuung durch den Nachweis des Protonrückstoßes gesehen. Während in der Λ -Proton-Streuung keine Rechts-Links-Asymmetrie gefunden wurde, zeigt die Σ -Proton-Streuung eine große Asymmetrie, die man einer starken Spin-Bahn-Kopplung zuschreibt. Eine theoretische Analyse der Streudaten ist noch nicht vorhanden, aber der Vergleich mit der Nukleon-Nukleon-Streuung deutet darauf hin, dass die Spin-Bahn-Kopplung für Σ -Hyperonen wesentlich stärker ist als für Nukleonen.

Doppelt- Λ -Hyperkerne

Es gibt drei glaubwürdige Emulsionsbilder von Doppelt- Λ -Hyperkernen. Aber nur bei einem gelang es, die Masse und Ladung eindeutig zu bestimmen (Abb. 8). Das Bild wurde in einem Hybrid-Emulsions-Experiment gefunden. Die Ξ^- -Hyperonen werden durch die (K^-, K^+) -Reaktion erzeugt. Der Ort der Ξ^- -Produktion wurde mit Hilfe der Spur-Rekonstruktion von dem einlaufenden und auslaufenden Kaon bestimmt. Dadurch war eine gezielte Suche nach einem möglichen Doppelt- Λ -Hyperkern erleichtert. Bei den Doppelt- Λ -Hyperkernen ist vor allem der Beitrag der $\Lambda\Lambda$ -Wechselwirkung zu der Gesamtbindungsenergie $B_{\Lambda\Lambda}$ interessant. In $^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ beträgt dieser Beitrag ca. 1 MeV. Das deutet auf eine schwache Anziehung zwischen den Λ -Teilchen hin und erklärt auch, dass man keinen gebundenen $\Lambda\Lambda$ -Zustand gefunden hat.

1) Die drei Σ -Hyperonen bzw. Σ^- , Σ^0 bzw. Σ^+ haben den Quark-Inhalt dds, uds bzw. uus.

2) Die beiden Ξ -Hyperonen Ξ^- und Ξ^0 haben den Quark-Inhalt dss bzw. uss.

Experimente der dritten Generation

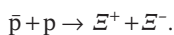
Mit dem neuen Beschleuniger J-PARK in Japan [9] eröffnen sich für die Hyperkernspektroskopie neue experimentelle Möglichkeiten. Bei der GSI wird man versuchen, mit Antiprotonen Doppelt- Λ -Hyperkerne zu erzeugen.

Präzisionsmessungen

Die vorgeschlagenen neuen Experimente bei J-PARK sollen vor allem eine wesentlich bessere Energieauflösung und Statistik nutzen. Dazu wird der neue Beschleuniger eine Größenordnung mehr Protonen liefern als die Beschleuniger im CERN und in Brookhaven, die in Hyperkernexperimenten benutzt wurden. Am Beispiel der tiefgebundenen Λ -Zustände möchte ich demonstrieren, dass die schöne Übereinstimmung von Experiment und einer einfachen Rechnung eines Λ -Teilchens im Kernpotential [10] (Abb. 7) täuscht! Sie kommt durch die schlechte Auflösung der bisherigen Experimente zustande. Der Vorschlag eines akzeptierten Experiments bei J-PARK verdeutlicht (Abb. 9), wie man mit einer verbesserten Auflösung von 0,3 MeV in der Reaktion (π^+ , K^+) an Kernen die LS-Aufspaltung an tiefgebundenen Schalen bestimmen und die genauen Schalenabstände messen könnte. Eine noch bessere Auflösung erlaubt Germaniumzähler zur Messung der Gammaübergänge. Da die Nukleonen in den 1s-, 1p-, ... Schalen bei ganz verschiedenen Kerndichten sind, könnte man aus Abweichungen der Schalenabstände von Rechnungen mit dem Λ im einfachen Kernpotential Abweichungen vom hadronischen Charakter der Nukleonen im Kern finden [11]. Das Λ -Teilchen ist die einzige Sonde, mit der man die Nukleon-Eigenschaften in der dichten Kernmaterie untersuchen kann.

Multi- Λ -Hyperkerne

Echte Multi- Λ -Hyperkerne sind nur im Zusammenhang mit hochenergetischen Schwerionenreaktionen diskutiert worden. Zur Zeit sind aber nur die Doppelt- Λ -Hyperkerne experimentell machbar, was mit dem KEK-Experiment [8] sehr schön demonstriert wurde. Die möglichen Verbesserungen sucht man in zwei Richtungen: In dem Hybrid-Emulsionsdetektor soll ein optischer Detektor die Emulsion ersetzen, um so die Produktion der Doppelt- Λ -Hyperkerne um Größenordnungen zu erhöhen. Bei der GSI [12] hofft man, dies mit Antiprotonen zu erreichen in der Reaktion



In dieser Reaktion übernimmt das Ξ^+ -Hyperon den

Hauptanteil des Antiprotonenimpulses und wird gleichzeitig als Signatur für die Erzeugung eines Ξ^- benutzt. Das langsame Ξ^- kann im Detektor abgebremst werden und Doppel- Λ -Hyperkerne produzieren.

Streuexperimente mit Hyperonen

Die Hyperonenstreuung am Nukleon und an Kernen bei niedrigen Energien ist von großer Bedeutung für das Verständnis der Kernkräfte. Mit dem vollen Satz der Streudaten von Hyperonen können wir hoffen, dass der Zusammenhang zwischen der Quarkstruktur und der Kernkraft verstanden wird. Die neuen experimentellen Methoden [7] scheinen eine systematische Untersuchung der Hyperon-Nukleon-Wechselwirkung zu ermöglichen.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen Kollegen und Mitarbeitern der Kollaborationen mit Warschau und Saclay, die an den Hyperkernexperimenten beteiligt waren, recht herzlich für die erfolgreiche Zusammenarbeit bedanken. Besonderer Dank für ihre Hilfe in der schwierigen Anfangsphase dieser Experimente gilt Andreas Bamberger, Martin Faessler, Uli Lynen (alle damals Heidelberg) und Volker Soergel (Heidelberg). In der zweiten Phase haben Kurt Kilian, Hans Georg Ritter, Michael Uhrmacher und Thomas Walcher wesentlich zu dem Gelingen des Experimentes beigetragen. Guido Petrucci (CERN/Rom) hat die unseren Experimenten angepassten Strahlführungen und die ersten Spektrometer exzellent konstruiert. Albert Walenta hat die ersten Driftkammern in Heidelberg entwickelt und gebaut. SPES II wurde nach dem Vorschlag von J. Thirion (SACLAY) am CERN aufgebaut und hat somit in der letzten Phase der Experimente zur verbesserten Auflösung und Akzeptanz beigetragen.

Literatur

- [1] A. Bamberger et al., Phys. Lett. **36B**, 412 (1971)
- [2] R. Bertini et al., Phys. Lett. **136B**, 29 (1984)
- [3] J. Meyer, K. Schwenzler und H.-J. Pirner, Phys. Lett. **B473**, 25 (2000)
- [4] A. Valcare et al., Phys. Rev. **C51**, 1480 (1995)
- [5] H. J. Pirner, Phys. Lett. **B85** 190 (1979)
- [6] H. J. Pirner und B. Povh, Phys. Lett. **B 114**, 308 (1982)
- [7] T. Kadowaki et al., Eur. Phys. J. **A15**, 295 (2002)
- [8] H. Takahashi et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 212502 (2001)
- [9] K. Tanaka, www-ps.kek.jp/jhf-np/NP04
- [10] H. Noumi et al., Letter of Intent www-ps.kek.jp
- [11] A. Likar, M. Rosina und B. Povh, Z. Phys. **A 324**, 35 (1986)
- [12] J. Pochodzalla, Nucl. Instr. Meth. **B 214**, 149 (2004)

Der Autor

Bogdan Povh (links, bei der Preisübergabe durch DPG-Präsident Knut Urban und Michaela Roth von der DPG-Geschäftsstelle) wurde 1932 in Belgrad geboren und studierte Physik an der Universität Ljubljana, wo er 1960 promovierte. 1962 ging er als Assistent an die Universität Freiburg und habilitierte sich dort zwei Jahre später. Von 1966 bis zu seiner Emeritierung im Jahr 2000 war er Professor an der Universität Heidelberg und ab 1975 auch Direktor am dortigen MPI für Kernphysik. Bogdan Povh beschäftigt sich mit der Hochenergie-Kernphysik und arbeitete insbesondere an Experimenten zur Spektroskopie der Hyperkerne.



Foto: U. DAHL