

Kernstruktur jenseits des Schalenmodells: Cluster und Kernmoleküle

Wolfram von Oertzen

Seit etwa 15 Jahren wächst das Interesse sowohl von Experimentatoren als auch von Theoretikern an schwach gebundenen (exotischen) Kernen und deren angeregten Zuständen. Besonderes Augenmerk erhalten dabei neutronenreiche leichte Kerne, die aus α -Teilchen und schwach gebundenen zusätzlichen Neutronen bestehen. Die α -Cluster bilden Strukturen mit zwei, drei und mehr Zentren, während die Valenzneutronen eine kovalente molekulare Bindung bewirken. Diese Kernmoleküle weisen viele Parallelen zu gewöhnlichen Molekülen aus Atomen auf, beispielsweise die Existenz von Rotationsbanden mit großen Trägheitsmomenten.

Die Atomkerne sind eines der kompliziertesten bekannten Vielteilchensysteme. Sie bestehen aus Neutronen und Protonen, also Fermionen, die über eine stark attraktive und nicht lokale Kraft wechselwirken. Zur Beschreibung der reichhaltigen Struktur an Grund- und angeregten Kernzuständen wurden in den vergangenen 80 Jahren verschiedene Modelle entwickelt. Eines der ältesten aus den 30er-Jahren – also noch vor der Entdeckung des Neutrons – war ein Tröpfchenmodell, das den Kern als Flüssigkeit aus α -Teilchen und Elektronen beschreibt. Das 1948 entwickelte Schalenmodell beschreibt den Kern hingegen als Fermi-Gas aus Nukleonen, die sich in einem selbsterzeugten mittleren Feld bewegen [1]. Dieses Modell wurde zum dominierenden Konzept der Kernstrukturphysik, das insbesondere die sehr stark gebundenen Kerne im sog. Stabilitätstal sehr erfolgreich beschreibt.

In den letzten 70 Jahren haben sich die Modelle zur Beschreibung der Kernstruktur kontinuierlich gewandelt, vor allem der Fortschritt der Computerkapazitäten hat zu „modellunabhängigen“ Ansätzen geführt, mit denen sich die sehr große Variation der beobachteten Strukturen beschreiben lässt [2]. Mit der detaillierten Untersuchung schwächer gebundener Kerne abseits des Stabilitätstals gab es in den letzten Jahrzehnten einige Überraschungen, so wurden z. B. stark gebundene Unterstrukturen wie die α -Teilchen (^4He), ^{12}C , ^{16}O und andere im Kern wieder entdeckt. In diesen Clustern ist die sehr starke Wechselwirkung zwischen den Nukleonen gesättigt, die Rest-Wechselwirkung zwischen den Clustern ist im Verhältnis dann sehr schwach.

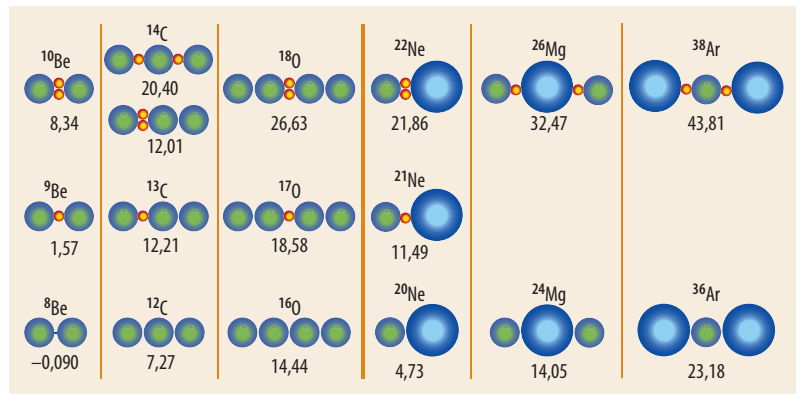


Abb. 1 Dieser Auschnitt aus dem erweiterten Ikeda-Diagramm zeigt Molekülstrukturen, die aus α -Teilchen (grün), ^{16}O -Kernen (blau) und Valenzneutronen (rot)

aufgebaut sind, sowie Schwellenenergien (in MeV) für den Zerfall in die Konstituenten. Die unterste Reihe zeigt Teile des ursprünglichen Ikeda-Diagramms für $N=Z$.

In neutronenreichen Kernen bilden die überzähligen Valenzneutronen mit den Clustern die wichtigsten Bausteine der sog. Kernmoleküle, die viele Parallelen zu den gewöhnlichen Molekülen aus Atomen aufweisen, beispielsweise die Existenz von Rotationsbanden mit großen Trägheitsmomenten. Bisher wurden instabile Kernmoleküle bestehend aus zwei Clustern mit $N=Z$ untersucht. Da die Reichweite der attraktiven nuklearen Wechselwirkung zu gering ist gegenüber der repulsiven Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Protonen, um zwei Cluster in größerem Abstand zusammen zu halten, treten diese Kernmoleküle nur als Resonanzen auf.

Bereits 1968 sagte Ikeda solche Resonanzen bei $N=Z$ in leichten und mittelschweren Kernen in der Nähe der Zerfallsschwellen in Clustern voraus und

KOMPAKT

- In extrem deformierten und schwach gebundenen Atomkernen treten stark gebundene Unterstrukturen auf. Diese Cluster bilden gemeinsam mit Valenzneutronen kovalente Kernmoleküle, die sich nicht im Rahmen des Schalenmodells beschreiben lassen.
- Die Beryllium-Isotope ^9Be bis ^{12}Be sind Dimere aus zwei α -Clustern, in den Kohlenstoff-Isotopen ^{13}C und ^{14}C beobachtet man Trimere aus drei α -Clustern, die alle die für Moleküle typischen Rotationsbanden aufweisen.
- In Molekülen wie ^{21}Ne , das aus einem α - und einem ^{16}O -Cluster besteht, sind die Rotationsbanden aufgrund der gebrochenen Reflexionssymmetrie aufgespalten.

Prof. Dr. Wolfram von Oertzen, Hahn-Meitner-Institut GmbH, Glienicker Str. 100, 14109 Berlin, und Fachbereich Physik, Freie Universität Berlin – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Gentner-Kastler-Preises 2007.

fasste diese in einem Ikeda-Diagramm zusammen [3] (Abb. 1). Im Folgenden geht es jedoch um Kernmoleküle, in denen Zustände mit kovalenter Bindung zwischen Clustern durch Valenzneutronen entstehen. Die Valenzneutronen bewegen sich auf molekularen Orbitalen, die den Elektronen-Orbitalen der klassischen Molekülphysik entsprechen. Diese Kernzustände liegen unterhalb der Zerfallsschwellen [4], und es werden Rotationsbanden beobachtet. Die meisten dieser Zustände lassen sich nicht mit dem Schalenmodell beschreiben, da die Abstände zwischen den Clustern so groß sind, dass die Nukleonen eines Clusters nicht mehr mit denen anderer wechselwirken.

Wie in atomaren Molekülen beobachten wir die Symmetrien der Molekülorbitale und die Rotationsbanden. Besondere Eigenschaften haben Moleküle, die aus verschiedenen Konstituenten bestehen; diese haben intrinsisch reflexions-asyymetrische Strukturen. In diesen Fällen beobachten wir Rotationsbanden, die in Inversions-Paritäts-Dubletts aufgespalten sind [5]. Die wichtigsten Beispiele dazu sind die Kerne ^{20}Ne , mit einer $(\alpha + ^{16}\text{O})$ -Struktur, und ^{21}Ne , mit der kovalenten Bindung durch ein Valenzneutron [6].

Cluster in schwach gebundenen Kernen

Die Untersuchung der neutronenreichen Kerne außerhalb des Stabilitätstals hat in der letzten Zeit die Aufmerksamkeit auf schwach gebundene Kernzustände gelenkt. Diese bestehen bevorzugt aus α -Clustern, da darin die Bindungsenergie pro Nukleon E_B/N mit $7,07 \text{ MeV}/N$ ungewöhnlich hoch ist. Die überzähligen Neutronen sind dann meist schwach gebunden (Energie $1\text{--}2 \text{ MeV}/N$). Zum Vergleich: In den meisten Kernen des Stabilitätstals ist E_B/N größer als 8 MeV . Die Kernzustände weisen Konfigurationen mit zwei oder drei Clustern auf, die von Valenzneutronen in den Molekülorbitalen stabilisiert werden. Die Zustände

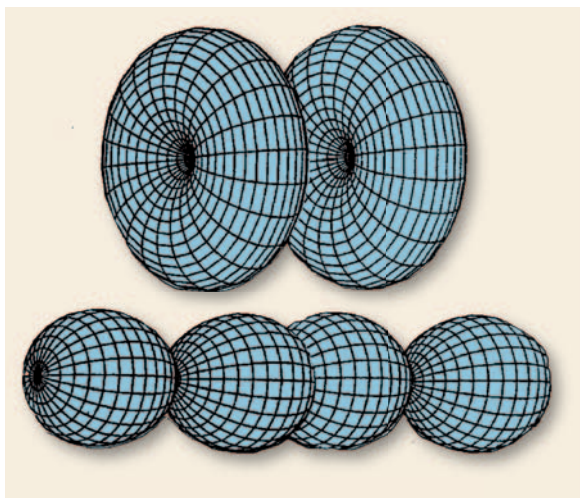


Abb. 2 Der Winkelanteil einer Molekül-Wellenfunktion für Valenzneutronen in ^9Be und ^{10}Be . Gezeigt sind die Projektionen des Bahn-Drehimpulses l auf die Symmetrieachse, mit $m=1$ (π , oben) und $m=0$ (σ , unten).

de der meist schwach gebundenen Valenzneutronen lassen sich mit den Konzepten der Molekülphysik (der Atome) beschreiben [4–6].

Bemerkenswert ist, dass modell-unabhängige Kernstruktur-Rechnungen die im Folgenden gezeigten molekularen Strukturen wiedergeben. Diese Rechnungen von Horiuchi und Kanada-Enyo, genannt Antisymmetrized Molecular Dynamics (AMD), gehen von einem verdünnten Gas von Nukleonen aus, das in einem Volumen eingeschlossen ist [2]. Das Gas wird mit einer effektiven Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und mit allen Konzepten der Quantenmechanik versehen und „abgekühlt“, bis die Grundzustände entstehen. Diese Methode ergibt die richtigen Eigenschaften der Grundzustände stark gebundener Kerne, aber auch – sofern in der Rechnung wiederholt auf Spin und Parität projiziert wird – die schwach gebundenen angeregten Zustände der Kerne mit deren Rotationsbanden. In natürlicher Weise erscheinen dabei die α -Cluster als stark gebundene Unterstrukturen. Die überzähligen Valenzneutronen arrangieren sich in diesen Rechnungen nach den Gesetzen der Quantenmechanik in Molekülorbitalen, wie in [7] vorhergesagt. Besonders geeignet zur Darstellung dieser Tatsachen ist die Struktur des Isotops ^{10}Be , das noch genauer vorgestellt wird.

Die im Folgenden gezeigten Beispiele werden in der üblichen Kernstruktur-Physik als super- oder hyper-deformierte Kernzustände beschrieben, d. h. die molekularen Strukturen treten in extrem deformierten und schwach gebundenen Kernen auf. Als Überblick über einige der möglichen Strukturen zeigt Abb. 1 einen Ausschnitt aus dem erweiterten Ikeda-Diagramm [6] mit Kombinationen von α -Teilchen und ^{16}O -Kernen, mit denen sich kovalente Kernmoleküle bilden lassen. Die vorgeschlagenen Konfigurationen sind meist Formisomere, wie im Folgenden an einigen Beispielen gezeigt wird.

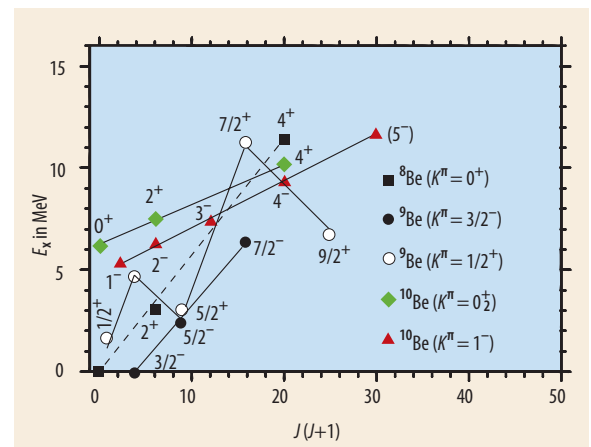


Abb. 3 Die Rotationsbanden von ^8Be , ^9Be und ^{10}Be weisen typischerweise eine lineare Abhängigkeit zwischen Energie und Drehimpuls $J(J+1)$ auf. Einzig die $K=1/2^-$ -Bande im ^9Be verläuft aufgrund des sog. Coriolis-Dekopplungs-Effekts zick-zackförmig. Dies ist typisch für Moleküle und tritt ähnlich auch im ^{21}Ne auf (siehe auch Abb. 7).

Nukleare Molekülorbitale, die Beryllium-Isotope

Das Zwei-Zentrensystem mit einem Valenzteilchen ist das klassische Beispiel für die kovalente Molekülbinding [5], die in allen Quantenmechanik-Lehrbüchern behandelt wird. Die Konstruktion der Wellenfunktion beruht auf der „Linear Combination of Atomic Orbitals“, genannt LCAO. Die Orbitale haben dabei definierte Parität Π , und die Linearkombination enthält für identische Rumpfe (und identische Einzel-Wellenfunktionen) eine Phase p , die mit der Parität der Wellenfunktionen an den asymptotischen Zentren verknüpft ist $\Pi = (-)^l p$. Dabei ist l die Projektion des Bahndrehimpulses des Neutronenorbitals.

Für die Zustände in ${}^9\text{Be}$ bis ${}^{12}\text{Be}$ ist eine weitere Quantenzahl der Molekülphysik wichtig: die Projektion (K) des Gesamt-Spins J auf die Molekülachse. Die Orbitale bestehen aus Linearkombinationen von Neutronen-Zuständen im ${}^5\text{He}$. Für das $p_{3/2}$ -Orbital im ${}^5\text{He}$ (Abb. 2) gibt es zwei Werte der Projektion des Einzelzentren-Orbitals l auf die Symmetrieachse, mit den Bezeichnungen σ für $m = 0$ und π für $m = 1$. In der π -Konfiguration ist die Dichte außerhalb der Verbindungsachse konzentriert, während für σ -Orbitale der Dichteüberlapp auf der Symmetrieachse liegt (Abb. 2).

Nach dem vorher Beschriebenen ist es nicht unerwartet, dass die Berylliumisotope ${}^9\text{Be}$ bis ${}^{12}\text{Be}$ als Dimere aus zwei α -Clustern die besten Beispiele für gebundene kovalente Moleküle sind. ${}^9\text{Be}$ besteht aus $(\alpha+n+\alpha)$, und sein Valenzneutron bildet in ${}^5\text{He}$ eine $p_{3/2}$ -Resonanz bei 789 keV mit großer Breite ($\Gamma = 648$ keV). Bemerkenswert ist die Tatsache, dass die Untersysteme $(\alpha+\alpha)$ sowie $(\alpha+n)$ ungebunden sind und das Dreikörpersystem ${}^9\text{Be}$ eine Bindungsenergie von 1,57 MeV hat. Diese Bindungsenergie wird durch den resonanten Austausch des Neutrons erzeugt. Für ${}^9\text{Be}$ ergeben sich für $J = 3/2$ jeweils eine Rotationsbande mit den Werten (Spinprojektionen) $K = 3/2$ und $1/2$, die jeweils den Neutronen-Verteilungen mit π und σ entsprechen (Abb. 3).

Mithilfe des Zweizentren-Konzepts ist es möglich, die Niveaustuktur der Isotope ${}^9\text{Be}$ bis ${}^{12}\text{Be}$ vollständig vorauszusagen. Die experimentellen Daten zu diesen Isotopen erlauben es, alle Zustände in molekulare Rotationsbanden einzuordnen [7, 4]. Diese Daten wurden aus Ein- und Mehr-Nukleon- und Cluster-Transferreaktionen erhalten, sowie aus Untersuchungen zum γ -Zerfall. Für das gerade Isotop ${}^{10}\text{Be}$ mit zwei Valenzneutronen lassen sich die drei folgenden Konfigurationen bilden (Abb. 4): $(\pi)^2$ mit $K_1 = 0$ – der Grundzustand –, $(\sigma)^2$ mit $K_2 = 0$ – der angeregte 0_2^+ -Zustand –, und für gemischte π - σ -Orbitale eine Bande mit $K = 1^-$. Die sich darauf aufbauenden Rotationsbanden werden in dem experimentellen Niveauschema vollständig realisiert. Aber auch die theoretischen Rechnungen mit der AMD-Methode [2] bestätigen dieses Bild (Abb. 4). Diese Rechnung ergibt auch die Dichteverteilungen der Protonen und Neutronen (farbig in Abb. 4 unten). Für die Protonen, die in den α -Teilchen lokalisiert sind, erkennen wir die getrennten Zentren, deren Abstand in dem

angeregten 0_2^+ -Zustand größer ist. Dieses erklärt sich durch die Dichteverteilungen der Valenzneutronen: Mit der $(\sigma)^2$ -Konfiguration müssen die α -Teilchen auf größere Abstände auseinander rücken. Diese Tatsache verursacht auch die verschiedenen Trägheitsmomente der Rotationsbanden, die in Abb. 3 die Steigung ergeben.

Für die ungeraden Be-Isotope ergeben sich Banden mit den K -Quantenzahlen $K = 3/2$ oder $K = 1/2$. Mit $K = 1/2$ ist die Abfolge der Anregungsenergien als Funktion vom Spin, $J(J+1)$, eine Zick-Zack-Kurve. Dieser Effekt der Coriolis-Kopplung wird in ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{Be}$ und ${}^{21}\text{Ne}$ beobachtet (Abb. 3 und 7) und zeigt, dass sich das Valenzteilchen auf einem molekularen Orbit befindet [5]. Besonders fallen die Unterschiede in den Trägheitsmomenten für σ - und π -Bindung auf: Der Abstand zwischen den α -Teilchen ist größer für die Neutronen in σ -Konfigurationen, nämlich für die $K_2=0^+$ -Bande im ${}^{10}\text{Be}$ und für die $K=3/2$ -Bande im ${}^{11}\text{Be}$. Abb. 5 zeigt die Bevölkerung dieser $K=3/2$ -Bande im ${}^{11}\text{Be}$, in Zwei-Neutronentransfer-Reaktion an ${}^{11}\text{Be}$. Für diese Bande ergibt sich eine Konfiguration für die drei Valenzneutronen als $\pi\sigma^2$. Da zwei Neutronen die σ^2 -Konfiguration haben, ergibt sich ein α - α -Abstand und ein Trägheitsmoment ähnlich dem der $K=0_2^+$ -Bande im ${}^{10}\text{Be}$.

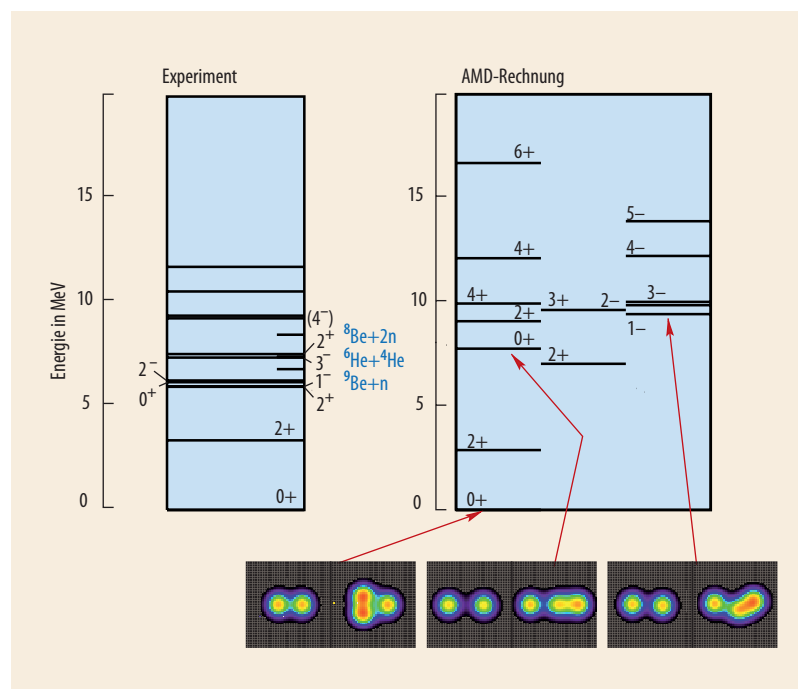


Abb. 4 Links: Das experimentelle Niveauschema von ${}^{10}\text{Be}$, Rechts: Das entsprechende Niveauschema aus einer Rechnung mit dem AMD-Modell mit Spin- und Paritäts-Projektion [2]. Die Rotationsbanden mit $K_1=0$ (Grundzustandsbande) und $K_2=0$ (erster Zustand im Experiment bei 6,1 MeV) sind getrennt aufgetragen (linke Bande, linke bzw. rechte Quantenzahlen). Unten: Der farbige Teil illustriert die Dichteverteilungen, jeweils für die Protonen auf der linken Seite und für die Neutronen in der rechten Hälfte

der Diagramme. Die Protonendichten zeigen die Position der α -Cluster, die Neutronendichten die zusätzliche Verteilung der Valenzneutronen. Die Neutronen haben im Grundzustand die charakteristische Verteilung der $(\pi)^2$ -Bindung. Für den höherliegenden 0_2^+ -Zustand (Diagramm in der Mitte) erkennt man den größeren α - α -Abstand und die σ^2 -Konfiguration für die Neutronen. Die Dichteverteilung für den 1^- -Zustand (rechtes Diagramm) weist auf eine Mischung von σ - π -Orbitalen hin.

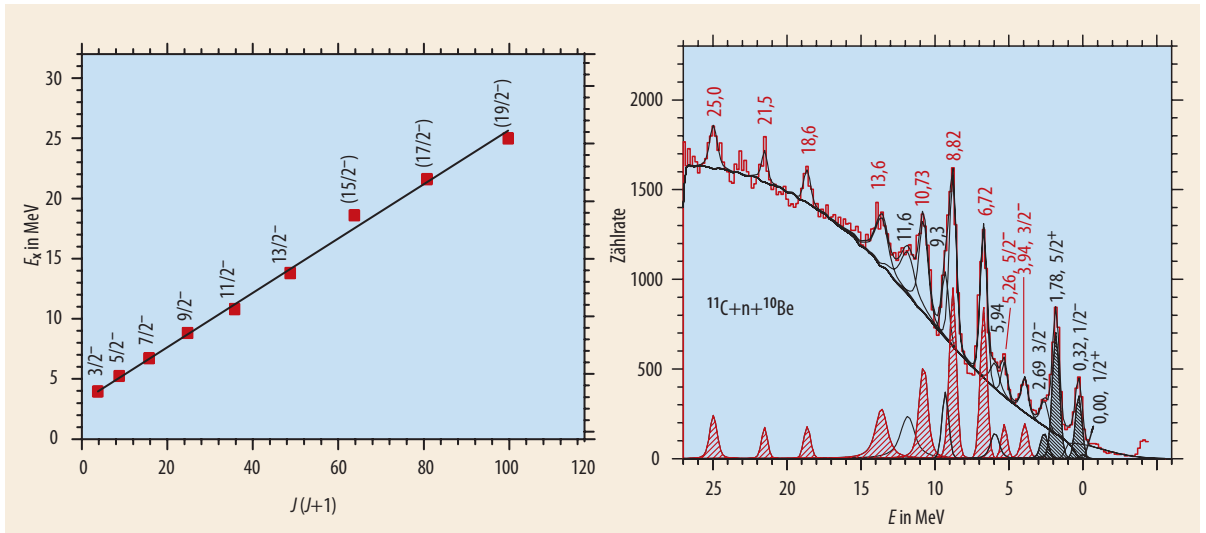


Abb. 5: Links: Aus der Steigung der molekularen Rotationsbande mit $K=3/2$ in ^{11}Be ergibt sich für das Trägheitsmoment θ die Beziehung $\hbar^2/2\theta = 0,23$ MeV. Rechts: Bevölkerung der Zustände im Zwei-Neutronen-Transfer an ^9Be (schwarz) sowie die Signale ohne Untergrund (rot)

Intrinsisch reflexions-asymmetrische Moleküle

Besonders interessante Fälle von Kernmolekülen entstehen für verschiedene Cluster-Zentren mit intrinsisch reflexions-asymmetrischen Zuständen, die in der Atomphysik sehr verbreitet sind [5]. Aufgrund der gebrochenen Symmetrie hat der intrinsische Zustand keine definierte Parität. Die Paritätsprojektion führt zu einer Verdoppelung und Aufspaltung der Rotationsbanden. Diese Verhältnisse sind in der Kernphysik für die ungeraden Deformations-Multipole (z. B. Oktupole) eingehend untersucht [1].

Die Konsequenz aus der intrinsisch asymmetrischen Kombination von Clustern für die Struktur von ^{20}Ne wurde bereits 1968 von Horiuchi and Ikeda beschrieben [8]. Sie erklärten das Auftreten der beiden Rotationsbanden mit $K=0^+$ and $K=0^-$ als ein Paritätsdublett aus der $(^4\text{He}+^{16}\text{O})$ -Struktur. Die Rotationsbande mit negativer Parität startet wegen der Oktupol-Deformation bei höherer Energie mit dem Spin $J=1^-$.

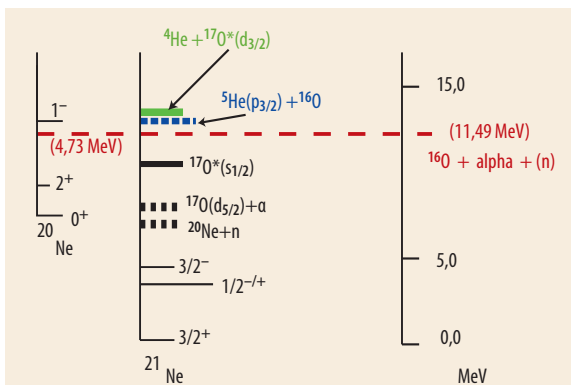


Abb. 6: Die Schwellen für die Zerlegung von ^{21}Ne in die $(\alpha+n+^{16}\text{O})$ Cluster-Konfiguration. Die Bindungsenergien sind auf das gleiche Niveau gebracht. Bemerkenswert ist die gleiche Lage der $d_{3/2}$ - und $p_{3/2}$ -Resonanzen in ^{17}O , respektive in ^5He , die einen resonanten Neutronenaustausch ermöglichen.

Für $K \neq 0$ erhält man besondere Strukturen, da je zwei Rotationsbanden mit beiden Paritäten für jeden Spin $J=K \neq 0$ entstehen [5, 1]. Diese Situation ist in dem Kern ^{21}Ne mit einem Valenzneutron mit Spin als perfektes Beispiel realisiert [6]. Allerdings wurden die negativen Paritätszustände in früheren Arbeiten in diesem sd-Schalen-Kern vernachlässigt, da sie nicht ins Schalenmodell passten. Die negativen Paritätsbanden sind im Cluster-Molekül-Bild jedoch sehr wichtig!

Der für kovalente molekulare Bindung wichtige resonante Neutronen-Austausch ist nur bei gleicher Lage der Einteilchenenergien möglich. Für ^{21}Ne ergibt sich zunächst, dass die Bindungsenergien des Neutrons in den Grundzuständen in den beiden Zentren sehr verschieden sind (Abb. 6): $E_B(^5\text{He}) = -890$ keV für die $p_{3/2}$ -Resonanz, und $E_B(^{17}\text{O}) = +4,14$ MeV für den gebundenen $d_{5/2}$ -Zustand. Für den resonanten Austausch müssen die folgenden asymptotischen Konfigurationen betrachtet werden: $^5\text{He}(p_{3/2}) + ^{16}\text{O}$ und $^{17}\text{O}^*(d_{3/2}) + \alpha$, diese $d_{3/2}$ -Resonanz liegt 941 keV oberhalb der Neutronenschwelle, beide Resonanzen erlauben mit ihren großen Breiten einen großen Überlapp für die Ausbildung der Molekülorbitale.

In ^{21}Ne beobachten wir tatsächlich jeweils zwei Banden entgegengesetzter Parität, d. h. insgesamt vier (!) Banden mit $K = 1/2$ und $K=3/2$. Diese beiden Werte entsprechen den beiden Orientierungen $(\sigma)^2$ und $(\pi)^2$ der Einteilchen-Orbitale, $p_{3/2}$ und $d_{3/2}$, mit $j=3/2$. Weitere interessante Aspekte ergeben sich aus der Betrachtung der Energieaufspaltung zwischen den Paritätsdubletts. Ein starrer unsymmetrischer Körper (Kreisel) zeigt eine Energieaufspaltung von $\Delta E = 0$, die beiden Formen können sich nicht ineinander umwandeln. Dagegen kann ein als *weich* bezeichneter asymmetrischer Zustand die $(^4\text{He}+^{16}\text{O})$ -Struktur die Zentralebene durchtunneln und in den reflektierten Zustand $(^{16}\text{O}+^4\text{He})$ übergehen. Dieses gilt für die Banden mit $K = 0^+$, 1^- in ^{20}Ne und $K = 3/2$ in ^{21}Ne (Abb. 7). Bemerkenswert [6] ist die sehr geringe Energieaufspaltung der Zustände mit $K = 1/2$, die beiden $J = 1/2$ -Zustände sind nur 3 keV voneinander getrennt. In diesem intrinsisch unsymmetrischen Zustand verhindert das Valenzneutron in einer σ -Konfiguration auf der

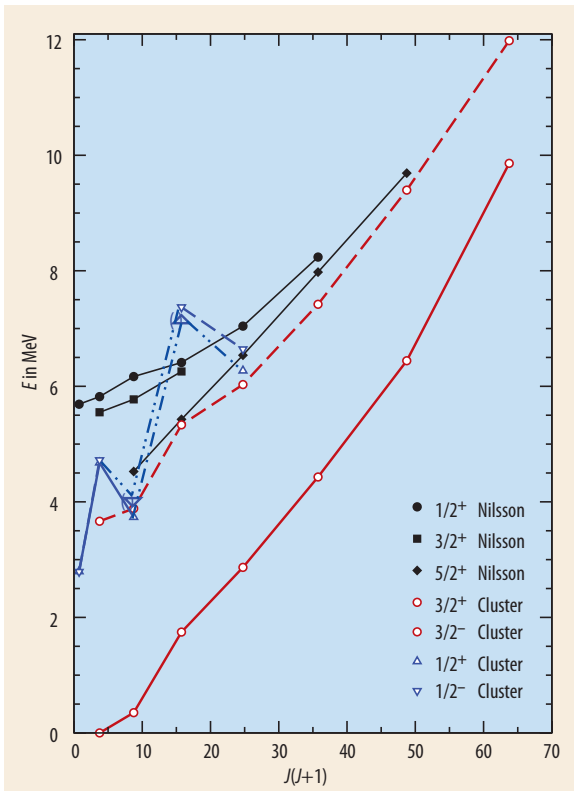


Abb. 7 Die Energien der Zustände in ^{21}Ne als Funktion von $J(J+1)$, dem Spin J der Zustände. Die Rotationsbanden erscheinen als Paritätsdubletts: beide Paritäten für jeden Anfangsspin ($J = K_1 = 3/2$ und $K_1 = 1/2$). Die Energieaufspaltung der Banden mit $K = 3/2$ ist fast gleich denen mit $K = 0^+$, 1^- in ^{20}Ne . Die $K = 1/2$ -Banden zeigen eine sehr starke Coriolis-Dekouplung und fast keine (!) Energieaufspaltung. Die Steigungen der anderen Banden mit $K_2 = 1/2^+$ and $K_2 = 3/2^+$ sind flacher, und entsprechen dem Schalen-(Nilsson)-Modell.

Verbindungsachse das Durchtunnels des α -Teilchens auf die „andere Seite“ des ^{16}O .

Eine wichtige Voraussage ist, dass es elektromagnetische Übergänge mit Dipolcharakter (E1) zwischen den jeweiligen Zuständen entgegengesetzter Parität eines Paritätsdubletts (mit $K=3/2$) geben muss. Diese E1-Übergänge wurden jüngst in einer detaillierten Studie [9] der γ -Zerfälle in ^{21}Ne nachgewiesen.

Kernmoleküle mit drei α -Clustern

Die nächst komplizierten Cluster-Moleküle bestehen aus drei Komponenten. Mit drei α -Clustern sind verschiedene Formen möglich: als besonders symmetrische Form die Dreiecke und die Ketten, beide sind in den C-Isotopen realisiert. Die einfachste Struktur ist die lineare Kette, diese sollte energetisch aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den geladenen Clustern bevorzugt sein. Jedoch ist diese Struktur im ^{12}C instabil gegen Biegeschwingungen. Die linearen Ketten lassen sich durch Valenzneutronen stabilisieren, besonders mit den kovalenten Konfigurationen mit mehreren Neutronen, so sagen z. B. Itagaki et al. [11] für ^{16}C ein besonders stabiles lineares Molekül voraus (bei Anregungsenergien um 16 MeV). Für die Ketten

in $^{13}\text{C}/^{14}\text{C}$ haben wir die Möglichkeit einer symmetrischen kovalenten linearen Struktur mit drei Zentren oder auch eine Unterteilung in Unterstrukturen mit $^9\text{Be}/^{10}\text{Be}$, sowie ^6He und α -Teilchen [12].

Die Information zu den Molekülen in ^{13}C wurden in Ref. [10] zusammengetragen. Dabei ergeben sich ein Paritätsdublett mit der Struktur ($^9\text{Be} + \alpha$), mit $K=3/2$, sowie dreieckige Konfigurationen ($\alpha + \alpha + \alpha + n$). Die ungebundenen Zustände haben große α -Breiten, über die sie auch identifiziert wurden.

Für ^{14}C mit zwei Valenzneutronen haben wir einen weiteren neuen Effekt: Die kurzreichweitige attraktive Restwechselwirkung zwischen den Neutronen bedingt einen wichtigen Unterschied zwischen Kern- und Atom-Molekülen. So ist die Bindungsenergie im ^{10}Be -Grundzustand mit 8,8 MeV sehr hoch, während die einfache kovalente Bindung zweier Neutronen nur ca. 3–4 MeV betragen würde. In ^{14}C ergeben sich daher auch für die Ketten intrinsisch reflexions-asy-mmetrische Formen [12], basierend auf der $^{10}\text{Be} + \alpha$ -Konfiguration, da die Neutronen im ^{10}Be konzentriert sind. Wir erwarten wieder Rotationsbanden als Paritätsdubletts mit $K = 0$ (Paritäten + and -).

Mit zwei Valenzneutronen gibt es nun deutlich mehr „einfache“ Schalenmodell-Zustände, die durch Ein- und Zwei-Neutronen-Transfer-Reaktionen untersucht wurden. Für die Identifizierung der Cluster-Zustände werden Multi-Nukleonen-Transfer-Reaktionen gemessen, wie z. B. in Ref. [12] die $^9\text{Be}(^7\text{Li}, d)^{14}\text{C}$ -Reaktion, die bevölkerten Konfigurationen sind dann stark deformiert. Die Cluster-Zustände mit Deformation müssen sich in Rotationsbanden ordnen lassen. Dieses wurde in Ref. [12] erreicht, hierzu zeigt Abb. 9 die Zusam-

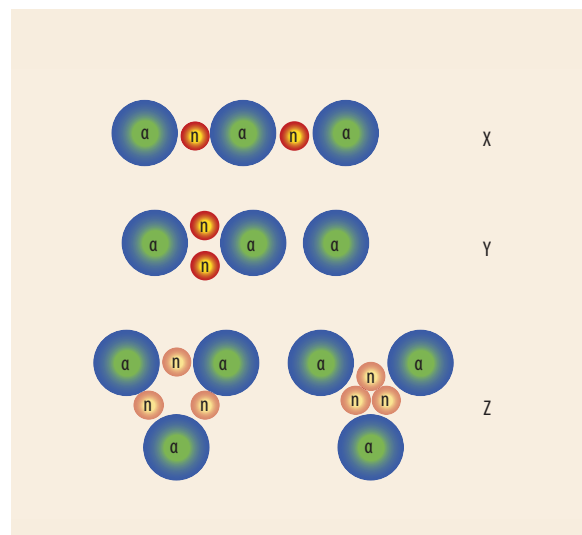


Abb. 8: Angeregte molekulare Zustände in ^{14}C bestehen aus drei α -Teilchen und zwei Valenzneutronen, die verschiedene Konfigurationen einnehmen können: die symmetrische lineare Kette mit Spin/Parität $J^\pi = 0^+$ (X, prolate Deformation), die intrinsisch reflexions-asy-mmetrische Konfiguration, deren Rotationsbanden als Paritätsdubletts mit $J^\pi = 0^+$, 1^- erscheinen (Y) sowie die oblate Formen (Z, Dreiecke) mit delokalisierten Neutronen und einem Knoten der Neutronen-Wellenfunktion im Zentrum, mit $J^\pi = 3^-$ (links) bzw. dem Maximum im Zentrum mit $J^\pi = 0^+$ (rechts).

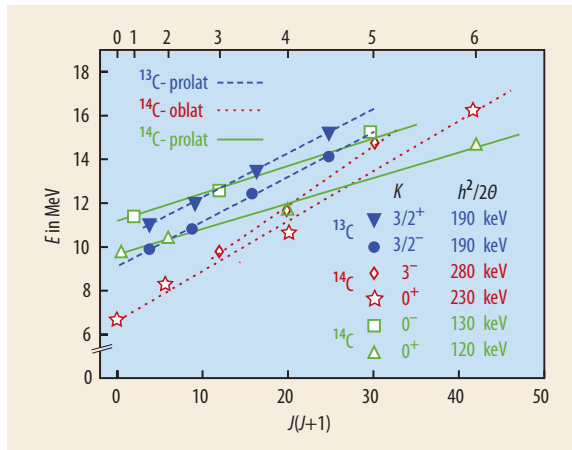


Abb. 9: Anregungsenergien von Clusterzuständen in $^{13}\text{C}/^{14}\text{C}$ als Funktion des Spins $J(J+1)$. Für oblate and prolate Rotations-Banden ergeben sich die angegebenen Werte für $\hbar^2/2\theta$ mit dem Trägheitsmoment θ .

menstellung der Energien der Zustände in den beiden Isotopen $^{13}\text{C}/^{14}\text{C}$ als Funktion des Spins $J(J+1)$. Diese Rotationsbanden entsprechen Cluster-Strukturen und stark deformierten, prolates und oblates Kernformen. Die $K=0$ -Bande negativer Parität beginnt mit einem $J=1^-$ -Zustand bei höherer Anregungsenergie. Die Rotationsbanden in ^{14}C , die den oblates Formen (Dreiecke) zuzuordnen sind, starten bei etwas niedrigeren Anregungsenergien. Die großen Werte der Trägheitsmomente θ entsprechen sehr deformierten Formen (hyperdeformiert mit Achsenverhältnissen von 3:1).

Kerne, die aus drei α -Clustern bestehen, können auch eine reguläre dreieckige Form annehmen. Diese oblates Banden mit Dreiecksform haben nun die Quantenzahlen $K=0^+$ und $K=3^-$ und liegen nahe den theoretisch vorhergesagten Energien.

Zusammenfassend muss betont werden, dass die molekularen Zustände extrem deformierte Kernformen darstellen, wie sie zum Teil schon vor 30 Jahren als super- und hyper-deformierte Zustände, z. B. von Ragnarson, Nilsson und Sheline [13] beschrieben wurden [13]. Bei diesen extremen Kernformen kommt es fast immer zu einer Cluster-Bildung, und andere Methoden als die der klassischen Kernstrukturphysik werden notwendig sein, um diese zu beschreiben. Dieses gilt auch für die vieldiskutierten sehr neutronenreichen Kerne, die an den neuen Beschleunigern für radioaktive Kerne untersucht werden.

*

Diese Arbeiten wurden in den letzten 15 Jahren mit zahlreichen Kollegen des HMI und auswärtigen Labors durchgeführt. Hervorheben möchte ich die jahrzehntelange Zusammenarbeit mit H. G. Bohlen (HMI) mit den Experimenten am Q3D-Magnetspektrometer; ihm sei an dieser Stelle besonders gedankt.

Literatur

- [1] A. Bohr und B. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. II, Benjamin, Inc., Reading Mass (1975)
- [2] Y. Kanada-Enyo und H. Horiuchi, Progr. Theor. Phys. **142** Suppl., 205 (2001)
- [3] K. Ikeda, N. Tagikawa und H. Horiuchi, Prog. Theor. Phys. Suppl., extra number, 464 (1968)
- [4] W. von Oertzen, M. Freer und Y. Kanada-Enyo, Phys. Rep. **432**, 43 (2006)
- [5] G. Herzberg, Molecular Spectra and Molecular Structure, Vol. I, Spectra of Diatomic Molecules. van Nostrand Comp. Inc., Princeton (1950)
- [6] W. von Oertzen, Eur. Phys. J. A **11**, 403 (2001)
- [7] W. von Oertzen, Z. Physik A **357**, 355 (1997), Il Nuovo Cimento A **110**, 895 (1997)
- [8] H. Horiuchi, K. Ikeda, Prog. Theor. Phys. A **40**, 277 (1968)
- [9] C. Wheldon, Tz. Kokalova, W. von Oertzen et al., Eur. Phys. J. A **26**, 321 (2005)
- [10] M. Milin und W. von Oertzen, Eur. Phys. J. A **14**, 295 (2002)
- [11] N. Itagaki et al., Phys. Rev. Letters **92**, 142501 (2004)
- [12] W. von Oertzen et al., Eur. Phys. J. A **21**, 193 (2004)
- [13] I. Ragnarsson, S. G. Nilsson und R. K. Sheline, Phys. Rep. **45**, 1 (1978)

DER AUTOR

Wolfram von Oertzen hat seine Schulausbildung in der Sowjetunion erhalten, wo sein Vater nach dem Krieg interniert war. Zurück in Deutschland absolvierte er in Heidelberg Physikstudium, Promotion (1967) und Habilitation (1971). Seit 1974 ist von Oertzen Professor an der FU Berlin und leitender Wissenschaftler am Hahn-Meitner-Institut, an dem er das kernphysikalische Forschungsprogramm aufbaute. Er hat wesentliche originelle Beiträge zur Untersuchung der Struktur von Atomkernen in Kernreaktionen geliefert. Seit über 30 Jahren hält er sich regelmäßig an französischen Forschungsinstituten auf und arbeitet in französischen Gremien und Komitees mit.

