

einem hinter den Verstärker geschalteten Röhrenvoltmeter wurde der Mittelwert des Rauschens bestimmt. Gemessen wurde sowohl bei Zimmertemperatur als auch bei der Temperatur des flüssigen Stickstoffs.

Abb. 2 gibt das bei Kühlung ohne Spannung aufgenommene Impulsspektrum einer Ge-Diode. Das natürliche β -Energiespektrum des Tl^{204} ist wegen der Ladungsträgerverluste nicht erhalten geblieben⁶, jedoch ist eine für Zählzwecke brauchbare Trennung des β -Impulsspektrums vom Rauschuntergrund vorhanden. Bei Zimmertemperatur ließ sich eine saubere Unterscheidung der β -Impulse vom Rauschuntergrund hier nicht erreichen. Anlegen von Spannung brachte keinen Gewinn im Signal-Rauschverhältnis.

Abb. 3 gibt die aufgenommenen β -Impulsspektren für eine der Si-Dioden bei Zimmertemperatur und bei Kühlung mit und ohne Vorspannung. Eine solche Si-Probe erlaubt also die Registrierung von β -Teilchen ohne Kühlung und ohne Anlegen von Spannung, jedoch läßt sich durch beide Maßnahmen das Signal-Rauschverhältnis deutlich verbessern. Ohne Kühlung bringt das Anlegen von Spannungen wegen des ansteigenden Sperrstromes und der damit verbundenen Rauschzunahme keinen Gewinn. Bei Kühlung ist das ohne Vorspannung gemessene Rauschen überwiegend durch den Verstärker bestimmt. Die in den Bildunterschriften angegebenen

benutzten Verstärkerzeitkonstanten sind so gewählt, daß ein möglichst gutes Signal-Rauschverhältnis beobachtet wurde. Sie lassen erkennen, daß, anders als bei der Zählung von starkionisierenden Teilchen (eingeschossen in der Nähe des p-n-Überganges), bei der Registrierung von β -Teilchen (mit Einschluß senkrecht zur p-n-Übergangsebene) der Vorteil schneller Impulsanstiege infolge der langen Sammelzeiten der gebildeten Ladungsträger verloren geht. Schießt man die β -Teilchen in der p-n-Übergangsebene ein, so lassen sich, dem schnelleren Impulsanstieg entsprechend, kürzere Zeitkonstanten verwenden. Zwischen den einzelnen in gleicher Weise hergestellten Dioden eines Typs bestehen zum Teil deutliche Unterschiede im Zählverhalten. Einige Dioden zeigen auch ein besseres Signal-Rauschverhältnis als in Abb. 3 angegeben. Vor allen Dingen weichen die Rauschdaten bei angelegter Spannung merklich voneinander ab.

Exaktere Aussagen über das β -Zählverhalten von Halbleiterdioden, insbesondere über die Abhängigkeit der Impulsgröße von Teilchenenergie und Einfallrichtung, sollen durch Messungen mit monochromatischen β -Teilchen gewonnen werden.

⁶ Vgl. z. B. E. DER MATEOSIAN u. A. SMITH, Phys. Rev. **88**, 1186 [1952].

Über das Auftreten bestimmter Anregungsenergien in verschiedenen Atomkernen

VON F. EVERLING

Nuclear Data Group, National Academy of Sciences
National Research Council, Washington 25, D.C., USA
(Z. Naturforschg. **15 a**, 84–85 [1960]; eingegangen am 5. Dezember 1959)

Beim Vergleichen von Energieschemata leichter Atomkerne haben wir festgestellt, daß sich einige 0^+ -Anregungsenergien der selbstkonjugierten gg-Kerne sowohl bei benachbarten Kernen als auch im eigenen Niveauschema als Anregungsenergie-Differenzen zwischen zwei Zuständen gleichen Spins und gleicher Parität wiederholen.

Abb. 1 zeigt diese Erscheinung für den 6,06 MeV-Anregungszustand von ^{16}O , wobei einige unsichere Beispiele mitaufgenommen sind, in denen die Spin- und Paritätsmessung noch fehlt.

Die Anregungsenergien mit ihren Unsicherheiten sind der ausgezeichneten Zusammenstellung von AJZENBERG-SELOVE und LAURITSEN¹ entnommen. Sie wurde ergänzt durch die beiden kürzlich entdeckten^{2,3} Niveaus ^{16}O (13,050 MeV, 2^+) und ^{20}Ne (0,65 MeV). Die von den Experimentatoren nicht angegebenen Unsicherheiten von ^{16}O (13,050 MeV), ^{17}F (6,15 MeV) und ^{17}F (6,6 MeV) wurden zu 10 keV, 30 keV und 100 keV angenommen.

Da diese wenigen Beispiele nicht ausreichen, um eine

allgemeine Regel zu belegen, haben wir Vorhersagen herangezogen, die sich auf Grund linearer Beziehungen zwischen der Bindungsenergie angeregter Kerne und der Massenzahl⁴ machen lassen. Beispielsweise liegt der in Abb. 1 enthaltene Zustand ^{20}Ne (0,65 MeV) auf einer ungefähren Geraden, die durch ^{14}N (2,312 MeV, 0^+), ^{16}O (6,056 MeV, 0^+), ^{24}Mg (Grundzust., 0^+) und ^{28}Si (Grundzust., 0^+) gebildet wird. Danach darf man wohl annehmen, daß dieser Zustand ebenfalls den Spin 0^+ hat. Dadurch wird die in Abb. 1 angenommene Zusammengehörigkeit mit dem 6,745 MeV, 0^+ -Zustand unterstützt. Mit Hilfe der linearen Beziehungen war es

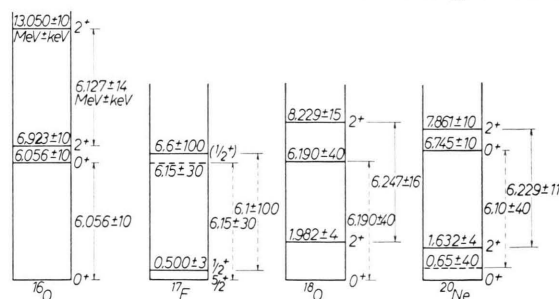


Abb. 1. Beispiele für das Auftreten der ^{16}O (6,06 MeV, 0^+)-Anregungsenergie in verschiedenen Kernen. Die Energien sind in MeV \pm keV angegeben. Unsichere Beispiele mit einer fehlenden Spin- und Paritätsmessung oder zweifelhafter Existenz eines Niveaus sind durch gestrichelte Pfeile gekennzeichnet.

¹ F. AJZENBERG-SELOVE u. T. LAURITSEN, Nucl. Phys. **11**, 1 [1959].

² D. F. HEBBARD, private Mitteilung (Oktober 1959), wird veröffentlicht (1960).

³ S. MORITA u. K. TAKESHITA, J. Phys. Soc., Japan **13**, 1241 [1958].

⁴ F. EVERLING, Z. Naturforschg. **13 a**, 900 [1958].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

möglich, die am Beispiel der 6,1 MeV-Anregungsdifferenz gezeigte Gesetzmäßigkeit auch für andere charakteristische Energiedifferenzen zu bemerken und folgende Regel aufzustellen:

Die 0^+ -Anregungsenergien von gg-Kernen wiederholen sich häufig im eigenen Niveauschema und bei Kernen in der Umgebung als Anregungsenergie-Differenzen zwischen Zuständen mit gleichem Spin und gleicher Parität.

Eine unmittelbare Folge davon ist, daß die 0^+ -Anregungsenergien verschiedener gg-Kerne häufig miteinander übereinstimmen, wie es z. B. bei ^{16}O und ^{18}O der Fall zu sein scheint.

Diese Regel ist nur für die leichten Kerne ($A \leq 40$) ausreichend durch Beispiele belegt, scheint aber allgemein zu gelten.

Die Übereinstimmung der Energiedifferenzen ist im allgemeinen besser als 0,2 MeV, aber außerhalb der Fehlergrenzen.

Die Regel scheint auf der schon längere Zeit bekannten Tatsache zu beruhen, daß die Nukleonen sich im Kern wie unabhängige Teilchen in einem gemeinsamen Potential verhalten. Deshalb vollzieht sich eine Konfigurationsänderung bei zwei verschiedenen Kernen mit ungefähr der gleichen Energieänderung unabhängig da-

von, ob der eine Kern ein Neutron, Proton, Deuteron, α -Teilchen, Neutronen- oder Protonenpaar usw., mehr enthält als der andere. Selbstverständlich muß eine solche Gesetzmäßigkeit zahlreiche Ausnahmen haben, da oft die hinzukommenden Teilchen Quantenzustände besetzen, die für eine bestimmte Konfigurationsänderung benötigt worden wären.

Es ist klar, daß die Gleichheit der Energiedifferenzen nur ungefähr, aber nicht exakt zutreffen kann, da sich z. B. die COULOMB-Energie bei solchen einander entsprechenden Anregungen nicht immer um genau den gleichen Betrag ändern kann. In dieser Beziehung entspricht die Situation den Analog-Niveaus in Spiegelkernen, bei denen man auch keine exakte Übereinstimmung erwarten darf.

Beziehungen zur Kluster-Theorie des Atomkerns⁵ werden in einer ausführlicheren Veröffentlichung gezeigt.

Ich danke Herrn Professor J. MATTAUCH und Dr. K. WAY für die Förderung der Untersuchungen sowie interessante Diskussionen.

⁵ K. WILDERMUTH u. T. KANELLOPOULOS, Nucl. Phys. 7, 150 [1958]; 9, 449 [1959]; Bericht CERN 59-23 [1959].

Über Mikrowellenspektrum und Planarität des Nitrobenzoldmoleküls

Von K. E. REINERT

Physikalisches Institut der Universität Jena
(Direktor: Prof. Dr. W. SCHÜTZ)

(Z. Naturforschg. 15 a, 85—86 [1960]; eingegangen am 9. Dezember 1959)

I

Die beträchtliche Differenz des elektrischen Dipolmomentes vom Nitrobenzol (4,23 D) gegenüber dem des Nitroäthan (3,7 D) kann durch den partiellen Doppelbindungscharakter der C—N-Bindung (Mesomerie) erklärt werden¹. Die NO_2 -Gruppe müßte dann in der Benzolebene liegen. Messungen der geometrischen Parameter stehen nach unserer Kenntnis noch aus.

Die Analyse der Rotationsspektren im Mikrowellenbereich liefert die effektiven Trägheitsmomente $I_a^0 < I_b^0 < I_c^0$ des Schwingungsgrundzustandes ($v_i = 0$) um die Hauptträgheitsachsen a, b und c. Die wegen der bei Nitrobenzol auftretenden breiten Linien (einige MHz) begrenzte Meßgenauigkeit gestattet nicht, die effektiven² von den mittleren Trägheitsmomenten, die in die folgenden Überlegungen eingehen, zu unterscheiden.

Damit ist die Differenz $\Delta^0 = I_c^0 - (I_a^0 + I_b^0)$ ein Maß

für die Abweichung von der Planarität des Moleküls im Schwingungsgrundzustand³.

Tab. 1 enthält einige mit einem 6 kHz-STARK-Spektrometer⁴ gemessene Frequenzen von $\Delta J = +1$ Rotations-

Rotations- übergang $J_{K-1, K-1} \rightarrow J_{K, K}$	experimentelle Werte Frequenz [MHz]	Fehler [MHz]	berechnete Frequenz [MHz]
$3_{0,3} \rightarrow 4_{0,4}$	8793	$\pm 1,5$	8792,5
$3_{1,2} \rightarrow 4_{1,3}$	9598	$\pm 1,5$	9597,8
$3_{2,2} \rightarrow 4_{2,3}$	9013	$\pm 1,5$	9013,1
$3_{2,1} \rightarrow 4_{2,2}$	9251	$\pm 10^5$	9252,8
$3_{3,1} \rightarrow 4_{3,2}$	} 9085	$\pm 2,5$	9079,6
$3_{3,0} \rightarrow 4_{3,1}$			9086,2

Tab. 1. $J = 3 \rightarrow 4$ Rotationslinien im Schwingungsgrundzustand.

übergängen. Daraus wurden unter Annahme eines starren Kerngerüstes die Rotationskonstanten und der Asymmetrieparameter ermittelt: $A^0 = 4011,7$ MHz, $B^0 = 1283,8$ MHz, $C^0 = 974,3$ MHz, $\kappa^0 = -0,7962$. Zwischen den mit diesen Konstanten berechneten Frequenzen (s. Tab. 1) und den Meßwerten besteht gute Übereinstimmung.

Die Voraussetzung des starren Rotators ist nachträglich gerechtfertigt: Unter Berücksichtigung des von

¹ H. A. STUART, Die Struktur des freien Moleküls, Springer-Verlag, Berlin 1952, S. 315.

² Siehe z. B. G. HERZBERG, Infrared and RAMAN Spectra of Polyatomic Molecules, van Nostrand Comp., Princeton 1956, S. 461.

³ Bei gut getrennten Linien höherer Rotationsquantenzahlen lassen sich bei Drucken $< 2 \cdot 10^{-2}$ mm Hg außerdem Tribanten angeregter Deformationsschwingungen auflösen, die

gegenüber dem Grundzustand sowohl nach tieferen als auch nach höheren Frequenzen verschoben sind. Darauf soll in einer späteren ausführlichen Arbeit eingegangen werden.

⁴ W. SCHIMMEL, Exp. Techn. Phys. 5, 230 [1957]; die Apparatur wurde inzwischen erweitert.

⁵ Dieser große Fehler resultiert aus der Interferenz mit den STARK-Komponenten des $3_{3,1} - 4_{3,2}$ - und des $3_{3,0} - 4_{3,1}$ -Überganges.