

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 Ti^{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 Einschuß 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 Halbleiterdielen, insbesondere über die Abhängigkeit der Impulsgröße von Teilchenenergie und Einfallsrichtung, 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. Naturforsch. **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 $^{16}\text{O}(13,050 \text{ MeV}, 2^+)$ und $^{20}\text{Ne}(0,65 \text{ MeV})$. Die von den Experimentatoren nicht angegebenen Unsicherheiten von $^{16}\text{O}(13,050 \text{ MeV})$, $^{17}\text{F}(6,15 \text{ MeV})$ und $^{17}\text{F}(6,6 \text{ MeV})$ 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 $^{20}\text{Ne}(0,65 \text{ MeV})$ auf einer ungefähren Geraden, die durch $^{14}\text{N}(2,312 \text{ MeV}, 0^+)$, $^{16}\text{O}(6,056 \text{ MeV}, 0^+)$, $^{24}\text{Mg}(\text{Grundzust.}, 0^+)$ und $^{28}\text{Si}(\text{Grundzust.}, 0^+)$ gebildet wird. Danach darf man wohl annehmen, daß dieser Zustand ebenfalls den Spin 0^+ hat. Dadurch wird die in Abb. 1 angenommene Zugehörigkeit mit dem 6,745 MeV, 0^+ -Zustand unterstützt. Mit Hilfe der linearen Beziehungen war es

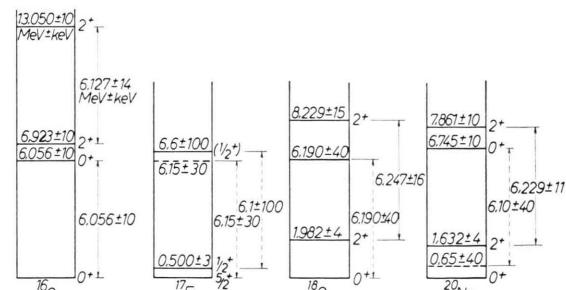


Abb. 1. Beispiele für das Auftreten der $^{16}\text{O}(6,06 \text{ MeV}, 0^+)$ -Anregungsenergie in verschiedenen Kernen. Die Energien sind in $\text{MeV} \pm \text{keV}$ angegeben. Unsichere Beispiele mit einer fehlenden Spin- und Paritätsmessung oder zweifelhafter Existenz eines Niveaus sind durch 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. Naturforsch. **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 digitized 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-Anregungsdi-
fenz gezeigte Gesetzmäßigkeit auch für andere charak-
teristische 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 zwi-
schen Zuständen mit gleichem Spin und gleicher Parität.*

Eine unmittelbare Folge davon ist, daß die 0^+ -An-
regungsenergien 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 allge-
mein 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 bekann-
ten Tatsache zu beruhen, daß die Nukleonen sich im
Kern wie *unabhängige* Teilchen in einem gemeinsamen
Potential verhalten. Deshalb vollzieht sich eine Konfigu-
rationsänderung 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 sol-
che Gesetzmäßigkeit zahlreiche Ausnahmen haben, da
oft die hinzukommenden Teilchen Quantenzustände be-
setzen, 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 entspre-
chenden Anregungen nicht immer um genau den glei-
chen Betrag ändern kann. In dieser Beziehung entspricht
die Situation den Analog-Niveaus in Spiegelkernen, bei
denen man auch keine exakte Übereinstimmung erwar-
ten darf.

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

Ich danke Herrn Professor J. MATTIAUCH und Dr. K. WAY
für die Förderung der Untersuchungen sowie interes-
sante 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 Nitrobenzolmoleküls

Von K. E. REINERT

Physikalisches Institut der Universität Jena
(Direktor: Prof. Dr. W. SCHÜTZ)
(Z. Naturforsch. 15 a, 85–86 [1960]; eingegangen am 9. Dezember 1959)

I

Die beträchtliche Differenz des elektrischen Dipol-
momentes vom Nitrobenzol (4,23 D) gegenüber dem des
Nitroäthan (3,7 D) kann durch den partiellen Doppel-
bindungscharakter der C–N-Bindung (Mesomerie) er-
klärt werden¹. Die NO_2 -Gruppe müßte dann in der
Benzolebene liegen. Messungen der geometrischen Para-
meter stehen nach unserer Kenntnis noch aus.

Die Analyse der Rotationsspektren im Mikrowellen-
bereich 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 unterschei-
den.

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

für die Abweichung von der Planarität des Moleküls
im Schwingungsgrundzustand³.

Tab. 1 enthält einige mit einem 6 kHz-STARK-Spektro-
meter⁴ gemessene Frequenzen von $\Delta J = +1$ Rotations-

Rotations- übergang $J_{K-1, K_1} \rightarrow J_{K-1, K}$	experimentelle Werte Frequenz [MHz]	berechnete Frequenz [MHz]
$3_{0,3} \rightarrow 4_{0,4}$	8793	\pm 1,5
$3_{1,2} \rightarrow 4_{1,3}$	9598	\pm 1,5
$3_{2,2} \rightarrow 4_{2,3}$	9013	\pm 1,5
$3_{2,1} \rightarrow 4_{2,2}$	9251	\pm 10 ⁻⁵
$3_{3,1} \rightarrow 4_{3,2}$	9085	\pm 2,5
$3_{3,0} \rightarrow 4_{3,1}$		9079,6
		9086,2

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

übergängen. Daraus wurden unter Annahme eines star-
ren Kerngerüstes die Rotationskonstanten und der
Asymmetrieparameter ermittelt: $A^0 = 4011,7$ MHz,
 $B^0 = 1283,8$ MHz, $C^0 = 974,3$ MHz, $\chi^0 = -0,7962$. Zwi-
schen den mit diesen Konstanten berechneten Frequen-
zen (s. Tab. 1) und den Meßwerten besteht gute Über-
einstimmung.

Die Voraussetzung des starren Rotators ist nachträg-
lich gerechtfertigt: Unter Berücksichtigung des von

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 Appa-
ratur 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.

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 Tra-
banten angeregter Deformationsschwingungen auflösen, die