

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 33 (1960)  
**Heft:** [5]: Supplementum 5. Beiträge zur Entwicklung der Physik

**Artikel:** Kernanregung mit geladenen Teilchen  
**Autor:** Alder, Kurt  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-513246>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 02.04.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Kernanregung mit geladenen Teilchen

VON KURT ALDER, Physikalisches Institut der ETH, Zürich

### 1. Einleitung

In der Erforschung der Kernstruktur sind in den letzten Jahren sehr vielversprechende Fortschritte erzielt worden. Einerseits hat sich die Idee einer unabhängigen Bewegung der Nukleonen im Kernverband, oder – was damit äquivalent ist – eines mittleren Kernpotentials, durchgesetzt. Das Schalenmodell der Kerne macht, von diesen Voraussetzungen ausgehend, detaillierte Voraussagen über verschiedene Kerneigenschaften. Das optische Kernmodell führt in einer analogen Weise das mittlere Potential auch in die Theorie der Kernreaktionen ein. Andererseits wurde erkannt, dass dieses gemeinsame mittlere Kernfeld kollektiver Bewegungen fähig ist. Im einfachsten Fall können kollektive Rotations- oder Vibrationsbewegungen auftreten. Das gegenseitige Wechselspiel zwischen den individuellen und kollektiven Freiheitsgraden hat einen grossen Einfluss auf die Kernstruktur und bestimmt entscheidend deren Parameter.

Die Anregung von Kernniveaus mittels des elektromagnetischen Feldes geladener Teilchen hat neben der klassischen  $\beta$ - und  $\gamma$ -Spektroskopie einen Hauptbeitrag an experimentellem Material geliefert. Besonders Kernzustände von kollektivem Charakter werden durch geladene Teilchen stark angeregt. Der Gedanke, die Coulomb-Anregung als Hilfsmittel der Kernstrukturforschung zu verwenden, erwuchs zuerst aus der Theorie, und erst darnach fand man experimentell den ersten Fall einer Coulomb-Anregung [1, 2]<sup>1)</sup>.

Seit der Entdeckung der Coulomb-Anregung im Jahre 1953 wurde von einigen Laboratorien ein grosses Tatsachenmaterial zusammengetragen. Es seien besonders Arbeiten, die in den Laboratorien in Kopenhagen, am MIT in Cambridge, an der Carnegie-Institution in Washington DC und in Oak Ridge ausgeführt worden sind, erwähnt. Diese Resultate sind sowohl in experimenteller als auch in theoretischer Hinsicht in einem Übersichtsartikel zusammenfassend dargestellt und diskutiert worden [3].

<sup>1)</sup> Die Ziffern in eckigen Klammern verweisen auf das Literaturverzeichnis, Seite 186.

Der Beitrag des physikalischen Institutes der ETH in Zürich auf dem Gebiete der Coulomb-Anregung besteht in zwei neueren Arbeiten [4, 5]. Diese behandeln die Winkelverteilung der nach der Coulomb-Anregung emittierten  $\gamma$ -Quanten in einigen ungeraden, deformierten Kernen. Die Ergebnisse dieser Messungen bestätigen im wesentlichen die früheren fundamentalen Erkenntnisse. Es wurde dabei eine gute Übereinstimmung mit den Voraussagen eines Rotationsmodells gefunden.

Da am physikalischen Institut der ETH ein Zyklotron für schwere Ionen geplant wird, sollen die experimentellen Möglichkeiten dieses neuen Forschungsinstrumentes näher diskutiert werden. Es wurde schon von verschiedenen Seiten bemerkt [3], dass für die Coulomb-Anregungsexperimente mit Vorteil schwere Ionen grosser Energie (etwa  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  usw.) verwendet werden sollten. Die schweren Teilchen kommen sehr nahe an den Targetkern heran, ohne Kernreaktionen zu produzieren. Es zeigt sich dann, dass die Wahrscheinlichkeit für Coulomb-Anregung in einem einzigen Stoss von der Grössenordnung 1 ist. Dies ergibt nicht nur sehr grosse Wirkungsquerschnitte für Coulomb-Anregung (einige barns), sondern es besteht auch die Möglichkeit von zwei oder mehrfachen Anregungen in demselben Stoss. Mit dieser mehrfachen Coulomb-Anregung lassen sich auch bisher nicht zugängliche Kernzustände anregen und untersuchen.

Im folgenden Abschnitt soll eine Übersicht über einige wesentliche Ergebnisse der Coulomb-Anregungsexperimente gegeben werden, während der dritte Teil über die neuen und interessanten Möglichkeiten, die mit den schweren Ionen erzielt werden können, berichtet.

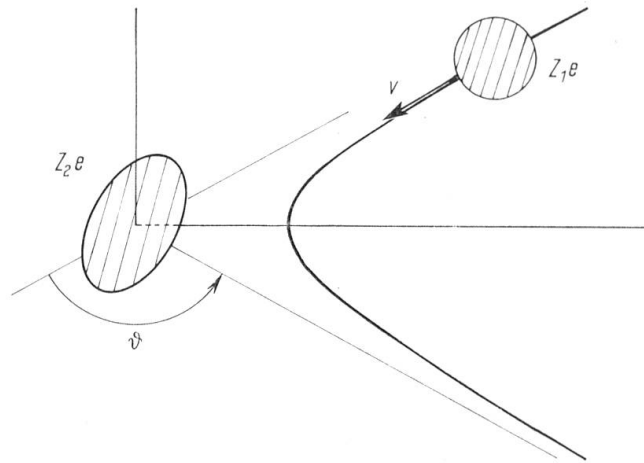
## 2. Der Coulomb-Anregungsprozess und seine Beziehung zur Kernstruktur

Eine spezielle, praktisch jedoch äusserst wichtige und aufschlussreiche Reaktion vom Typus einer inelastischen Streuung bildet die sogenannte Coulomb-Anregung. Schnelle geladene Teilchen vermögen den Kern mittels des elektromagnetischen Feldes vom Grundzustand in ein höheres Niveau anzuregen, wobei natürlich das stossende Projektil einen Teil seiner Energie verliert.

Da aber die Kernkräfte eine Grössenordnung stärker als die Kräfte elektromagnetischer Natur sind, überdecken sie leicht die letzteren, und man muss darauf bedacht sein, die Wirkung der ersteren zu eliminieren<sup>2)</sup>.

<sup>2)</sup> Bei Anregung durch Elektronen sind – ausser den äusserst schwachen  $\beta$ -Wechselwirkungen – nur die elektromagnetischen Kräfte zwischen Elektronen und Nukleonen bekannt. Allerdings hat die Coulomb-Anregung durch Elektronen bis heute noch keine systematische und ausgedehnte Anwendung in der Kernphysik gefunden, was hauptsächlich durch experimentelle Schwierigkeiten bedingt sein dürfte. Einige Beispiele von inelastischer Elektronenstreuung sind von der Stanford-Gruppe an  $^{12}\text{C}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  und  $^{88}\text{Sr}$  ausgeführt worden [9].

Bei schweren geladenen Teilchen, wie Protonen,  $\alpha$ -Teilchen oder anderen schweren Ionen, lässt sich die Wirkung der Kernkräfte leicht ausschalten, indem man die Bombardierungsenergie dieser Ionen geeignet (unterhalb der Coulomb-Barriere) wählt. Die Strahlenergie soll also so klein gewählt werden, dass Kernreaktionen nicht mehr auftreten können. Nach der klassischen Mechanik beschreibt dann das betrachtete Teilchen eine Hyperbelbahn, ohne in den Kern einzudringen (siehe auch Figur 1). Obwohl die Idee der Coulomb-Anregung sehr alt ist und tatsächlich schon den Pionieren der Kernreaktionen bekannt war [6–8], unterblieb, wie erwähnt, der experimentelle Nachweis bis 1953 [1, 2]. Die Geschichte und Entwicklung dieser Experimente ist denn auch ein Schulbeispiel für eine befruchtende Zusammenarbeit zwischen Theorie und Experiment, wie sie sich gegenseitig zu ergänzen und zu unterstützen vermögen.



Figur 1

Bahn eines geladenen Teilchens im Coulomb-Feld eines Kernes. Die Figur zeigt die hyperbolische Bahn des Projektils in einem Koordinatensystem, in welchem sich der Kern in Ruhe befindet.  $Z_1 e$  und  $Z_2 e$  sind die Ladungen von Projektil und Targetkern,  $v$  ist die relative Geschwindigkeit der beiden Teilchen, und  $\vartheta$  ist der Ablenkungswinkel

Man hat in den letzten Jahren erfolgreich versucht, durch die einfache Annahme einer ungehinderten Bewegung der einzelnen Protonen und Neutronen im Kernfeld die Eigenschaften der Kernmaterie zu verstehen. Dies ist die physikalische Idee des sogenannten Einteilchen- oder Schalenmodells. Andere Eigenschaften der Kerne können dagegen nur verstanden werden, wenn ein kohärenter Massen- und Ladungstransport postuliert wird. Solche kollektiven Bewegungen der Kerne sind im einfachsten Falle Rotationen oder Oberflächenschwingungen des Kernfeldes. Im Idealfalle, wenn nämlich die individuellen Teilchenfrequenzen den kollektiven Frequenzen gegenüber gross sind, lassen sich die einzelnen Bewegungen unabhängig voneinander betrachten. In diesem Bilde be-

wegen sich die Nukleonen ungehindert voneinander im jeweiligen Kernfeld, welches nun noch durch langsame kollektive Vibrationen oder Rotationen verändert wird. Die Nukleonbewegung folgt dann adiabatisch dem entsprechenden Kernfeld.

Da die langsamen kollektiven Bewegungen die kleinsten Frequenzen ergeben, erwartet man als tiefliegende angeregte Zustände der Kerne solche Rotations- und Vibrationszustände. Bei Kernen mit gerader Protonen- und Neutronenzahl findet man unterhalb von etwa 1 bis 1,5 MeV Anregungsenergie überhaupt nur solche kollektive Niveaus. Typisch für solche Zustände ist die sehr kurze Lebensdauer gegenüber spontaner  $\gamma$ -Emission. Dies ist ohne weiteres verständlich, wenn man bedenkt, dass mit den kollektiven Bewegungen ein grosser Ladungstransport verbunden ist. Umgekehrt können die elektrischen Felder, die durch die geladenen schweren Teilchen in einem Coulomb-Anregungsexperiment am Orte des Kerns erzeugt werden, die Ladungen sehr leicht in diese kollektive Bewegung versetzen. Wir müssen also erwarten, dass die Rotations- und Vibrationsniveaus der Kerne besonders deutlich in der Coulomb-Anregung erscheinen.

Die Coulomb-Anregung, ursprünglich von der Theorie als Mittel zur systematischen Erforschung der kollektiven Rotations- und Vibrationsniveaus vorgeschlagen, hat denn auch im Verlaufe der Zeit ein grosses experimentelles Tatsachenmaterial geliefert und dabei geholfen, viele Fragen der Kernstruktur abzuklären.

Die Theorie der Coulomb-Anregung, unter der einzigen einschränkenden Voraussetzung, dass die Anregungswahrscheinlichkeit in einem Stoss klein sei und somit nach der Störungsrechnung berechnet werden kann, ist in [3] umfassend dargestellt. Die Wechselwirkung zwischen Kern und Projektil kann in verschiedene Beiträge von definierter Multipolordnung  $\lambda$  zerlegt werden. Die Auswahlregeln limitieren aber die möglichen Multipolordnungen sehr stark, und praktisch hat man nur mit einem, nämlich dem kleinsten möglichen  $\lambda$  zu rechnen. So werden die wichtigsten kollektiven Rotations- und Vibrationszustände nur durch eine Quadrupolwechselwirkung ( $\lambda = 2$ ) angeregt.

Für eine bestimmte Multipolordnung  $\lambda$  (hier ist  $\lambda = 2$ ) lässt sich der Wirkungsquerschnitt für den Anregungsprozess in zwei Faktoren zerlegen

$$\sigma(E 2) = F B(E 2). \quad (2.1)$$

Der erste Faktor  $F$  hängt dabei nur von der Elektrodynamik des Prozesses ab und kann exakt berechnet werden. Für Formeln und Tabellen siehe [3] (Formeln IIA 88, 89, IIC 1 bis 36). Der zweite Faktor, die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit  $B(E 2)$ , ist dagegen nur von der Kernstruktur abhängig. Durch sorgfältige Experimente lässt sich somit aus dem experimentell bekannten Wirkungsquerschnitt und dem be-

rechneten elektrodynamischen Faktor  $F$  das strukturabhängige  $B(E 2)$  extrahieren. In [3] sind die experimentell bekannten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten tabelliert (Tabelle IV 2).

Rotationszustände treten immer dann auf, wenn das mittlere Kernfeld einen nicht sphärischsymmetrischen Verlauf zeigt. Solche deformierte Kerne treten vorzugsweise für Nukleonenzahlen auf, die von den magischen Zahlen des Schalenmodells weit entfernt sind. Dies rührt von der deformierenden Tendenz der Extranukleonen ausserhalb der abgeschlossenen Schalen her.

Ein Mass für die Deformation ist das sogenannte innere Quadrupolmoment  $Q_0$ . Für einen als Rotationsellipsoid gedachten deformierten Kern, wo die  $z$ -Achse in die Symmetrieachse gelegt wird, ist

$$e Q_0 = \int \rho(\mathbf{r}) [3 z^2 - r^2] d\tau . \quad (2.2)$$

$\rho(\mathbf{r})$  ist hier die Ladungsdichte des Kernes an der Stelle  $\mathbf{r}$ .

Solche deformierte Kerne können eine kollektive Rotation besitzen, bei welcher nur die Form des Kernes, nicht aber die ganze Masse als starrer Körper rotiert. Das Energiespektrum ist gegeben durch

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} I(I + 1) , \quad (2.3)$$

worin  $J$  ein Trägheitsmoment, das von der Kernstruktur abhängig ist, bedeutet. Die experimentellen Werte von  $J$  zeigen grosse Abweichungen sowohl vom Trägheitsmoment eines starren Körpers als auch von jenem eines inkompressiblen, wirbelfreien Flüssigkeitstropfens.

Gerade-gerade Kerne mit Grundzustandsspin  $I_0 = 0$  besitzen ein Spektrum mit der Spinfolge  $0, 2, 4, 6 \dots$ , ungerade Kerne mit dem Grundzustandsspin  $I_0$  ein solches mit  $I_0, I_0 + 1, I_0 + 2, \dots$ . Für  $I_0 = 1/2$  muss noch die Wechselwirkung der individuellen Nukleonenbewegung mit der Rotation berücksichtigt werden. Das Rotationspektrum wird gegenüber (2.3) verändert und ist in diesem Fall gegeben durch

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} \left\{ I(I + 1) + a(-1)^{I + 1/2} (I + 1/2) \right\} , \quad (2.4)$$

wobei  $I$  die Werte  $1/2, 3/2, 5/2 \dots$  durchlaufen kann.  $a$  ist, ähnlich wie  $J$ , ein von der Kernstruktur abhängiger Parameter (Entkopplungsparameter). Die Abhängigkeit des Trägheitsmoments  $J$  und des Entkopplungsparameters  $a$  von der Kernstruktur ist ein Problem von grosser Tragweite; denn mit den neuen mathematischen Methoden zur Behandlung des Vielkörperproblems lassen sich daraus wichtige Informationen über die Kernkräfte und den Kernaufbau gewinnen [10, 11].

Die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit  $B(E 2)$  für Rotationszustände ist mit dem inneren Quadrupolmoment  $Q_0$  durch folgende

Relation verknüpft

$$B(E 2, I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I_i 2 I_0 0 | I_i 2 I_f I_0 \rangle^2. \quad (2.5)$$

worin  $I_0$  der Grundzustandsspin der Rotationsbande bedeutet.

$\langle I_i 2 I_0 0 | I_f 2 I_f I_0 \rangle$  ist ein Vektoradditionskoeffizient. Für gerade-gerade Kerne hat man für die Anregung des ersten Rotationsniveaus

$$B(E 2, 0 \rightarrow 2) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2. \quad (2.6)$$

Die Formeln (2.5) und (2.6) geben die Möglichkeit, mit der Methode der Coulomb-Anregung die Deformationen der Kerne experimentell zu bestimmen. Die gefundenen Werte von  $Q_0$  sind für die Rotationspektren der leichten Kerne ( $Z \sim 10$ ) von der Grössenordnung  $0,5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ , für die mittleren und schweren Elemente aber in der Gegend von  $5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$  bis  $10 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ . Aus  $Q_0$  lässt sich eine entsprechende Deformation  $\delta$  bestimmen:

$$\delta = \frac{\Delta R}{R}. \quad (2.7)$$

$\Delta R$  ist die Differenz der grossen und kleinen Halbachse des als Rotationsellipsoid gedachten Kernes, und  $R$  ist der Kernradius. Aus den obigen Werten ergeben sich für  $\delta$  Werte von 0,2 bis 0,4.

In jenen Bereichen des periodischen Systems, in denen das mittlere Kernfeld sphärisch symmetrisch angenommen wird, treten als kollektive Kernzustände die sogenannten Vibrationsspektren auf. Diese Schwingungsspektren versteht man noch nicht so gut wie die analogen Rotationspektren der deformierten Kerne. In gerade-geraden Kernen interpretiert man das erste angeregte Niveau mit Spin  $I = 2$  oft als ein solches Vibrationsniveau.

Die kollektiven Vibrationen werden als Oberflächendeformationen durch Koeffizienten  $\alpha_{\lambda, \mu}$  charakterisiert, die man durch eine Entwicklung der Oberfläche nach Kugelfunktionen gewinnt:

$$R(\vartheta, \varphi) = R_0 \left[ 1 + \sum_{\lambda, \mu} \alpha_{\lambda, \mu} Y_{\lambda, \mu}(\vartheta, \varphi) \right]. \quad (2.8)$$

Für Quadrupolschwingungen mit  $\lambda = 2$  ist die kollektive Hamilton-Funktion gegeben durch

$$H_{coll} = \frac{1}{2} B \sum_{\mu} | \dot{\alpha}_{2, \mu} |^2 + \frac{1}{2} C \sum_{\mu} | \alpha_{2, \mu} |^2. \quad (2.9)$$

Die beiden Konstanten  $B$  und  $C$  sind phänomenologische Parameter. Aus (2.9) folgt ein Spektrum der Form

$$E_n = n \hbar \omega = n \hbar \sqrt{\frac{C}{B}}. \quad (2.10)$$

Für  $n = 1$  ergibt sich der erste angeregte Zustand mit Spin  $I = 2$ ;  $n = 2$  besteht dagegen aus einem degenerierten Triplett mit den Spinwerten

$I = 0, 2$  und  $4$ . Experimentell scheinen Andeutungen eines solchen aufgespaltenen Triplets nachweisbar zu sein, doch sind die heute bekannten Daten noch nicht ausreichend, um eine derartige Interpretation eindeutig sicherzustellen.

Für die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich in Funktion der beiden Parameter  $B$  und  $C$  folgender Ausdruck:

$$B(E 2, 0 \rightarrow 2) = 5 \left( \frac{3}{4\pi} Z e R_0^2 \right)^2 \frac{\hbar}{2\sqrt{BC}}, \quad (2.11)$$

wobei  $Z$  die Kernladung und  $R_0$  den Kernradius darstellen.

Die Kombination der Formeln (2.10) und (2.11) gestattet, aus einem Coulomb-Anregungsexperiment den Trägheitsparameter  $B$  und die Oberflächenspannung  $C$  separat zu bestimmen (siehe [3], Tabelle V 7).

Die Oberflächenspannung  $C$  ist von der Grössenordnung, wie man sie aus der semiempirischen Massenformel erwartet. Wenn man sich einer magischen Nukleonenzahl nähert, so nimmt  $C$  stark zu, was auf die besondere Stabilität der magischen Kerne schliessen lässt.

Der Trägheitsparameter  $B$  kann verglichen werden mit dem Parameter  $B$  eines wirbelfreien Flüssigkeitstropfens:

$$B_{\text{irrot}} = \frac{1}{2} \frac{3}{4\pi} A M R_0^2. \quad (2.12)$$

$A$  ist hier die Nukleonenzahl und  $M$  die Nukleonenmasse. Es zeigt sich aber, dass  $B$  ähnlich wie das Trägheitsmoment  $J$  bei Rotationsspektren stark von der Kernstruktur abhängig ist. Das Verhältnis  $B/B_{\text{irrot}}$  kann Werte zwischen 10 und 30 annehmen. Diese Abweichungen sind von ähnlicher Natur wie die Abweichungen des Trägheitsmoments vom wirbelfreien Wert und bergen ähnliche Informationen über die Kernkräfte und die Kernstruktur in sich [11].

Die Untersuchung kollektiver Kernspektren mit Hilfe der Coulomb-Anregung hat uns viel über die Eigenschaften dieser Zustände gelehrt und dabei viele neue Fragen sowohl theoretischer wie experimenteller Art aufgeworfen. Leider bilden die Auswahlregeln für Quadrupolwechselwirkung eine wesentliche Limitation solcher Coulomb-Anregungsexperimente. Es können deshalb aus den Rotations- und Vibrationsspektren nur eine beschränkte Anzahl von Zuständen angeregt werden. Für weitere Untersuchungen kann sich jedoch die Verwendung von schweren Ionen als Projektile als fruchtbringendes Hilfsmittel erweisen.

### 3. Mehrfach-Coulomb-Anregung mit schweren Ionen

Wie schon bemerkt wurde, bietet die Anwendung von schweren Ionen grosser Energie als Projektile in Coulomb-Anregungsexperimenten die Möglichkeit von Doppel- und Mehrfachanregungen in einem Kernstoss. Diese Art von Experimenten gestattet es, neue aufschlussreiche Infor-



mationen über die Kernstruktur, besonders von Zuständen kollektiven Charakters, zu gewinnen. Experimente der skizzierten Art könnten zum Beispiel mit dem geplanten Zürcher Zyklotron für schwere Ionen ausgeführt werden.

Doppelanregungen sind grundsätzlich in [3] diskutiert worden, und sie sind später durch Experimente der Berkeley-Gruppe [12, 13] nachgewiesen worden. Mit  $^{16}\text{O}$ -Ionen von 80 MeV liess sich an  $^{182}\text{W}$  erstmals eine Doppelanregung feststellen. In diesem Experiment wurde nicht nur der erste Rotationszustand mit Spin 2, sondern auch der zweite Rotationszustand mit Spin 4 angeregt. Mit noch schwereren Ionen grösserer Energie wurden darauf in Th und U sogar durch 6fache Coulomb-Anregung Rotationszustände vom Spin 12 angeregt [13].

Der Coulomb-Anregungsprozess wird durch eine Reihe von charakteristischen Parametern beschrieben. Neben dem Ablenkungswinkel  $\vartheta$  (Figur 1) ist eine besonders wichtige Grösse, der Parameter  $\eta$ , definiert durch

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}. \quad (3.1)$$

Darin bedeuten  $Z_1$  und  $Z_2$  die Ladungszahlen von Projektil und Kern, und  $v$  ist die relative Geschwindigkeit zwischen den beiden Teilchen. Wenn  $\eta \gg 1$  ist, ergibt sich eine grosse Vereinfachung der Theorie dadurch, dass der Stossprozess nach der klassischen Mechanik beschrieben werden kann. Man darf dann annehmen, dass sich das Projektil auf einer klassischen Hyperbelbahn bewegt. Für die Experimente mit schweren Ionen ist die Bedingung  $\eta \gg 1$  immer sehr gut erfüllt.

Eine zweite Grösse, die von den zwei Kernzuständen  $i$  und  $f$  abhängt und die die Adiabaticität des Prozesses beschreibt, ist der Parameter  $\xi$ , der durch folgende Relation gegeben ist:

$$\xi_{if} = \eta_f - \eta_i. \quad (3.2)$$

$\eta_i$  und  $\eta_f$  sind durch (3.1) gegeben, wenn man für  $v$  die Geschwindigkeiten vor bzw. nach dem Stoss einträgt. Falls  $\xi \gg 1$  ist, verläuft der Prozess adiabatisch und der Wirkungsquerschnitt für Coulomb-Anregung verschwindet.  $\xi = 0$  bedeutet einen kurzen plötzlichen Stoss.

Ein dritter Parameter  $\chi$ , der die Stärke der Wechselwirkung zwischen Kern und Projektil charakterisiert, ist durch die folgende Beziehung definiert:

$$\chi_{if}(\vartheta) = \sqrt{P_{if}(\text{Störungsrechnung})}, \quad (3.3)$$

wobei  $P_{if}$  (Störungsrechnung) die Wahrscheinlichkeit für Coulomb-Anregung vom Zustand  $i$  in den Zustand  $f$  in einem Stoss mit Ablenkungswinkel  $\vartheta$  bedeutet, wie man sie nach der Störungsrechnung bestimmen würde.

Der maximale Wert von  $\chi$  wird bei einem zentralen Stoss  $\vartheta = \pi$  mit  $\xi = 0$  angenommen. In praktischen Einheiten ist  $\chi$  dann gegeben durch

$$\chi = 14.52 \frac{A_1^{1/2} [B(E 2, i \rightarrow f)]^{1/2}}{(1 + A_1/A_2)^2 Z_1 Z_2^2} E_{\text{MeV}}^{3/2} \quad (3.4)$$

$A_1, Z_1$  und  $A_2, Z_2$  sind die Massen und Ladungszahlen von Projektil und Targetkern.  $E_{\text{MeV}}$  ist die Bombardierungsenergie, ausgedrückt in MeV, und  $B(E 2)$  wird in Einheiten von  $e^2 \cdot 10^{-48} \text{ cm}^4$  gemessen.

Falls  $\chi \ll 1$  ist, so ist der Gebrauch der Störungsrechnung nachträglich gerechtfertigt. Unter diesen Voraussetzungen wurde die Theorie der Coulomb-Anregung in [3] diskutiert. Während für Experimente mit Protonen und  $\alpha$ -Teilchen die Bedingung  $\chi \ll 1$  immer erfüllt ist, kann für schwere Ionen und Kernzustände kollektiver Natur  $\chi$  Werte von der Größenordnung 5 annehmen. Dies schliesst natürlich die Verwendung der Störungsrechnung für die Bestimmung der Anregungswahrscheinlichkeiten aus, und man muss andere störungsrechnungsfreie Methoden verwenden.

Im allgemeinen werden die Besetzungszahlen und Amplituden der verschiedenen Kernzustände während eines Stosses durch ein kompliziertes gekoppeltes Gleichungssystem beschrieben. Eine grosse Vereinfachung kann erzielt werden, wenn die Approximation  $\xi = 0$  gemacht werden darf. In diesem Falle kann anstelle der Störungsrechnung die «Stossapproximation» verwendet werden. Für die tiefliegenden kollektiven Kernzustände mit grossem  $\chi$  ist immer  $\xi \ll 1$ , so dass man die Stossapproximation als gute erste Näherung verwenden kann.

In dieser Näherung [14] sind die Amplituden nach dem Stoss gegeben durch

$$a_n = \langle n | e^{-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathfrak{H}(t) dt} | 0 \rangle. \quad (3.5)$$

$| 0 \rangle$  beschreibt den Grundzustand des Kernes, und analog bedeutet  $| n \rangle$  den Zustandsvektor eines angeregten Kernniveaus  $n$ .

$\mathfrak{H}(t)$  ist die zeitabhängige Wechselwirkungsenergie zwischen Kern und Projektil, wobei sich dieses auf der hyperbolischen Bahn nach den Gesetzen der klassischen Mechanik bewegt.

$$\mathfrak{H}(t) = Z_1 e \int \rho(\mathbf{r}) \frac{d\tau}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t)|}. \quad (3.6)$$

$\rho(\mathbf{r})$  ist hier die Ladungsdichte an der Stelle  $\mathbf{r}$  des Kernes, und  $\mathbf{r}_p(t)$  ist der Ortsvektor des Projektils, welcher für eine gegebene Bahn eine bekannte Funktion der Zeit ist. In (3.6) braucht man bei der Entwicklung von  $\mathfrak{H}(t)$  nach Multipolen nur den Quadrupolanteil zu berücksichtigen.

Aus (3.5) gewinnt man die Anregungswahrscheinlichkeit in einem Stoss zu

$$P_n = | a_n |^2 \quad (3.7)$$

und den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Anregung des Zustandes  $n$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = P_n \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \quad (3.8)$$

wobei  $d\sigma_R/d\Omega$  den differentiellen Rutherford-Querschnitt für den Streuwinkel  $\vartheta$  bedeutet.

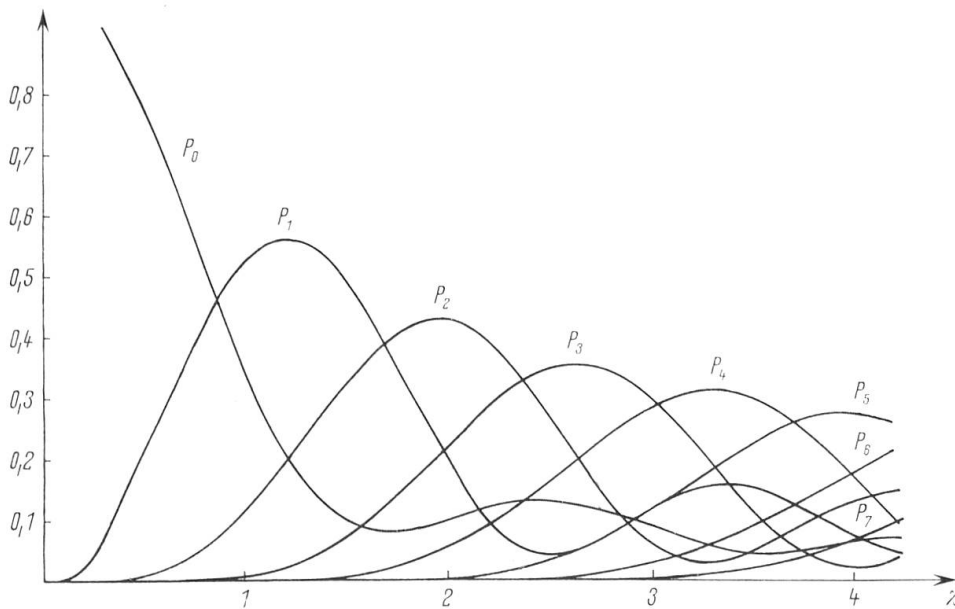
Für zwei spezielle Kernmodelle sind die Anregungswahrscheinlichkeiten  $P_n$  bestimmt worden [14]. Die verwendeten Modelle entsprechen den besonders wichtigen Freiheitsgraden der kollektiven Rotation und Vibration.

Für die Vibrationsspektren ist die Anregungswahrscheinlichkeit in den  $n$ -ten Vibrationszustand in Funktion des Parameters  $\chi(\vartheta)$ , der dem Übergang vom Grundzustand in den ersten angeregten Zustand mit Spin  $I=2$  entspricht,

$$P_n = \frac{1}{n!} [\chi(\vartheta)]^{2n} e^{-[\chi(\vartheta)]^2} \quad (3.9)$$

Die Verteilung auf die verschiedenen Schwingungsniveaus ist also eine Poisson-Verteilung.

Die Wahrscheinlichkeiten  $P_n$  der Anregung reiner Rotationszustände in einem gerade-geraden Kern sind für  $\vartheta = \pi$  und  $\xi = 0$  in Funktion desselben Parameters  $\chi$  (wie bei den Vibrationsspektren) in Figur 2 illustriert.



Figur 2

Mehrfache Coulomb-Anregung in einem reinen Rotationsspektrum eines gerade-geraden Kerns. Die Anregungswahrscheinlichkeit  $P_n$  des Rotationszustands mit Spin  $2n$  in Funktion des Parameters  $\chi$  für einen zentralen Stoß ist illustriert

Aus Figur 2 lassen sich einige charakteristische Züge der Mehrfachanregung mit schweren Ionen ablesen. Die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Zustandes nimmt zuerst in Funktion von  $\chi$  zu, bis ein Maximum erreicht wird. Die nachfolgende Abnahme rührt von den weiteren Anregungen in noch höhere Zustände her. Charakteristisch für die Rotationspektren sind die Oszillationen der  $P_n$  in Funktion von  $\chi$ . Diese Schwingungen hängen in empfindlicher Weise von der Form der verwendeten Wellenfunktion ab. Die genauere Untersuchung der Coulomb-Anregung mit schweren Ionen kann deshalb nicht nur höhere kollektive Niveaus erreichen, sondern auch detaillierte Auskünfte über die Kernstruktur liefern. Man darf damit rechnen, dass künftige Experimente auf diesem Gebiet viel neues Material liefern und so zur Klärung von zahlreichen offenen Fragen der Kernphysik beitragen werden.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] T. HUUS und C. ZUPANCIC, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 28, Nr. 1 (1953).
- [2] C. L. MACCLELLAND und C. GOODMAN, Phys. Rev. 91, 760 (1953).
- [3] K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON und A. WINTHER, Rev. mod. Phys. 28, 432 (1956).
- [4] M. MARTIN, J. DE BOER und P. MARMIER, Helv. phys. Acta 31, 435 (1958).
- [5] J. DE BOER, M. MARTIN und P. MARMIER, Helv. phys. Acta 32, 377 (1959).
- [6] E. RUTHERFORD, J. CHADWICK und C. ELLIS, *Radiation from Radioactive Substances* (Cambridge University Press 1930).
- [7] L. Landau, Physik. Z. Sowjetunion 1, 88 (1932).
- [8] V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. 53, 1018 (1938).
- [9] R. HOFSTADTER, Rev. mod. Physics 28, 214 (1956).
- [10] B. R. MOTTELSON und S. G. NILSON, Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 7, Nr. 8 (1959).
- [11] S. T. BELYAEV, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 31, Nr. 11 (1959).
- [12] J. O. NEWTON und F. S. STEPHENS, Phys. Rev. Let. 1, 63 (1958).
- [13] F. S. STEPHENS, R. M. DIAMOND und I. PERLMAN, Phys. Rev. Let. 3, 435 (1959)
- [14] K. ALDER und A. WINTHER, Vorausdruck ETH (Juni 1959), in Vorbereitung Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. (1960).