

Atome abgebildete Stufe ziemlich stetig gekrümmt erscheinen.

Die Deutung der eben sichtbar gemachten Struktur der Oberfläche und insbesondere ihrer Unregelmäßigkeiten erfordert weitere Untersuchungen. Es sei hier nur noch bemerkt, daß die Oberflächen vermutlich ziemlich rein sind. Wenn eine Anzahl von Atomlagen durch Feldverdampfung bei Wasserstofftemperatur (etwa 570 MV/cm) abgetragen worden sind und dann das Feld zur Aufnahme des Ionenbildes auf etwa 400 MV/cm abgesenkt wird, haben Fremd-

moleküle keine Möglichkeit, die Oberfläche zu erreichen und dort adsorbiert zu werden, weil sie wegen ihrer im Vergleich zum Helium niedrigeren Ionisierungspotentiale schon weit vor der Spitze ionisiert und vom Feld weggeführt werden.

Herr Dr. K a n w a r B a h a d u r hat durch unermüdliche Mitarbeit bei den numerischen Berechnungen und den Experimenten viel zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen, wofür ihm auch hier bestens gedankt sei. Mein Dank gebührt auch dem Office of Scientific Research of the Air Research and Development Command für finanzielle Unterstützung der Arbeit.

## NOTIZEN

### Schalenmodellkoppelung und Winkelverteilung der Reaktion $C^{13}(p \gamma) N^{14}*$

Von O. H i t t m a i r

School of Physics, University of Sydney

(Z. Naturforschg. 11a, 94–95 [1956]; eingeg. am 6. November 1955)

Die Winkelverteilung von Kernreaktionen drückt sich ganz allgemein in zwei Teilen aus<sup>1</sup>, von denen der eine nur von den Transformationseigenschaften der betreffenden physikalischen Größen bei der dreidimensionalen Drehungsgruppe abhängt, wogegen der andere die spezifische Wechselwirkung dieser Größen selbst ausdrückt. Während sich der erste, geometrische Teil exakt angeben läßt, ist der zweite, physikalische Teil nur im Rahmen unserer lückenhaften Kenntnis von Kernwechselwirkungen und -wellenfunktionen bestimmbar. Bei einer Kernreaktion, die Absorption oder Emission von Nukleonen wohlbestimmten Bahndrehimpulses in wohlbestimmte Kernniveaus in sich schließt, drückt sich dieser physikalische Teil in den statistischen Gewichten der beiden Spinrichtungen aus, mit denen das Nukleon im allgemeinen in die Reaktion eingehen kann.

Ist nun das Schalenmodell auf die betreffenden Kernniveaus anwendbar, so bestimmt die Koppelungsart die beiden Spingewichte in diesem Falle vollständig. Bei Verwendung des Kanalspins  $s$ , der die Vektorsumme von Nukleon- und Kernspin darstellt, ergeben sich diese statistischen Kanalgewichte für LS-Koppelung als

$$(V_s^{(LS)})^2 = [(-1)^{L_0+l-L} U(L_0 S_0 s^{\frac{1}{2}}, JS) U(l L_0 JS, L_s)]^2. \quad (1)$$

Die  $U$  sind normierte Racah-Koeffizienten. Spingrößen

<sup>1</sup> M. Blatt u. L. C. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. 24, 258 [1952].

<sup>2</sup> R. F. Christy, Phys. Rev. 89, 839 [1953].

des Anfangskerns tragen den Index Null. Für  $jj$ -Koppelung folgt

$$(V_s^{(jj)})^2 = [(-1)^{J_0+\frac{1}{2}-s} U(l \frac{1}{2} JJ_0, js)]^2. \quad (2)$$

Christy<sup>2</sup> berechnete Winkelverteilungen auf dieser Basis. Man muß jedoch berücksichtigen, daß reine LS- oder  $jj$ -Koppelung die Niveaus leichter Kerne nur unvollkommen wiedergibt und man auf Zwischenkoppelung angewiesen ist<sup>3</sup>. Von LS-Wellenfunktionen ausgehend macht diese das Diagonalisieren der Wechselwirkungsmatrix  $\langle H \rangle = \langle H_1 \rangle + \zeta \langle H_2 \rangle$  notwendig, wo  $H_1$  die Zentralwechselwirkung darstellt,  $\zeta$  den Zwischenkoppelungsparameter des betreffenden Kerns und  $H_2$  die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Durch das Diagonalisieren werden den Niveaus nicht nur die richtigen Eigenwerte zugewiesen, sondern auch die richtigen Linearkombinationen von LS-Wellenfunktionen. Ihre Koeffizienten seien mit  $C_{\alpha LS}^{JT}(\zeta)$  bezeichnet, wo sich  $T$  auf den isotopen Spin und  $\alpha$  auf die Partition der Wellenfunktion bei der symmetrischen Gruppe beziehen.

Die reduzierte Breite eines Nukleonübergangs zwischen zwei Niveaus wird nun zu

$$\gamma^2 = n \gamma(l)^2 \sum_s \beta_s^2, \quad (3)$$

wobei  $n$  die Gesamtzahl der Nukleonen bedeutet,  $\gamma(l)^2$  der im wesentlichen unbekannte radiale Teil der reduzierten Breite ist, und die  $\beta_s$  bei Verwendung der Koeffizienten fraktionellen Ursprungs<sup>4</sup> folgende Form haben:

$$\beta_s = \sum_{\alpha_0 L_0 S_0 \alpha LS} C_{\alpha L_0 S_0}^{JT}(\zeta) C_{\alpha_0 L_0 S_0}^{J_0 T_0}(\zeta_0) \cdot \langle \alpha L S T | \alpha_0 L_0 S_0 T_0 \rangle V_s^{(LS)}. \quad (4)$$

Nur die  $\beta_s^2$  gehen in die Winkelverteilung der betrachteten Kernreaktionen ein, für die die Reaktion  $C^{13}(p \gamma) N^{14}*$  eines vieler Beispiele bildet. Sie wurde

<sup>3</sup> D. R. Inglis, Rev. Mod. Phys. 25, 390 [1953]; A. M. Lane, Proc. Phys. Soc., Lond. A 66, 977 [1953].

<sup>4</sup> H. A. Jahn u. H. Van Wieringen, Proc. Roy. Soc., Lond. A 209, 502 [1951].



Kern	Niveau	Wellenfunktionen der Zwischenkoppelung					LS	jj
C <sup>13</sup>	Grund	$^{22}\text{P}_{\frac{1}{2}}^{[441]}$	$^{22}\text{P}_{\frac{1}{2}}^{[432]}$	$^{24}\text{P}_{\frac{1}{2}}^{[432]}$	$^{24}\text{D}_{\frac{1}{2}}^{[432]}$	$^{22}\text{S}_{\frac{1}{2}}^{[333]}$	$^{22}\text{P}_{\frac{1}{2}}^{[441]}$	$\text{P}_{\frac{3}{2}}^8 \text{ P}_{\frac{1}{2}}$
N <sup>14</sup>	Grund		$^{13}\text{S}_1^{[442]}$		$^{13}\text{D}_1^{[442]}$	$^{11}\text{P}_1^{[433]}$	$^{13}\text{S}_1^{[442]}$	$\text{P}_{\frac{3}{2}}^8 \text{ P}_{\frac{1}{2}}^2$
N <sup>14</sup>	2,31 MeV			$^{31}\text{S}_0^{[442]}$		$^{33}\text{P}_0^{[443]}$	$^{31}\text{S}_0^{[442]}$	$\text{P}_{\frac{3}{2}}^8 \text{ P}_{\frac{1}{2}}^2$
N <sup>14</sup>	3,95 MeV		$^{13}\text{S}_1^{[442]}$		$^{13}\text{D}_1^{[442]}$	$^{11}\text{P}_1^{[433]}$	$^{13}\text{D}_1^{[442]}$	$\text{P}_{\frac{3}{2}}^7 \text{ P}_{\frac{1}{2}}^3$

Tab. 1.

eingehend von mehreren Autoren untersucht<sup>5</sup>. Mit Rosenfelds Sättigungspotential für  $H_1$  und der üblichen Spin-Bahn-Wechselwirkung ergeben sich mit  $\zeta = 4,4$  die ersten drei Niveaus von N<sup>14</sup> in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem Schalenmodell. In Tab. 1 ist angegeben<sup>6</sup>, welche LS-Wellenfunktionen ihnen und dem Grundzustand von C<sup>13</sup> ( $\zeta = 5$ ) entsprechen.

Die spektroskopische Bezeichnung der Wellenfunktionen erfolgt gemäß  $^{2T+1} \text{ }^{2S+1} L_J^{[a]}$ .

Mit dem geometrischen Teil der Winkelverteilung in Racah- und Clebsch-Gordan-Koeffizienten<sup>1</sup> erhält man für den 3,9 MeV- und den 1,6 MeV- $\gamma$ -Strahl (magnetische Dipole)

$$W(\vartheta) = \sum_s \beta_s^2 (-1)^{s-1} (1100 | \nu 0) (11 - 11 | \nu 0) W(1111, s \nu) W(1111, 1 \nu) P_\nu(\cos \vartheta) = 1 - 0,12 P_2. \quad (5)$$

Reine LS-Koppelung ergäbe

$$W(\vartheta) = 1 - 0,5 P_2. \quad (6)$$

Reine jj-Koppelung könnte den Protoneneinfang in das

3,95 MeV-Niveau nicht als Ein-Partikel-Übergang wiedergeben; im übrigen wäre die Winkelverteilung isotrop.

Winkelverteilungen sollten also einen weiteren Prüfstein für die Theorie der Zwischenkoppelung bilden.

<sup>5</sup> F. Ajzenberg u. T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys. 27, 77 [1955].

<sup>6</sup> T. Auerbach u. J. B. French, Phys. Rev. 98, 1276 [1955].

## Analyse des allgemeinsten Verzerrungstensors

Von E. Kröner

Institut für Theoretische und Angewandte Physik  
der Technischen Hochschule Stuttgart  
und Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart  
(Z. Naturforsch. II a, 95–96 [1956]; eingeg. am 17. November 1955)

Während die sog. äußeren Spannungen in einem elastischen Medium durch Volumenkräfte  $\mathfrak{F}(r)$  und Flächenkräfte  $\mathfrak{A}(r)$  hervorgerufen werden, kann man sich die sog. inneren Spannungen immer durch im Volumen oder auf Flächen verteilte Versetzungen mit der tensoriellen Dichte  $\alpha(r)$  bzw.  $\beta(r)$  entstanden denken.

Eine allgemeine lineare Theorie aller elastischen und eines großen Teils der plastischen Erscheinungen lässt sich am besten formulieren, wenn man den (symmetrischen) Deformationstensor  $\varepsilon^S(r)$  und den antimetrischen Rotationstensor  $\varepsilon^A(r)$  zu einem allgemeinen nichtsymmetrischen Verzerrungstensor  $\varepsilon(r)$  zusammenfasst. Der Spannungstensor  $\sigma(r)$  bleibt dagegen symmetrisch.

Wir betrachten zunächst einen unendlich ausgedehnten, homogenen, aber anisotropen Körper in unverzerrtem Zustand. Nehmen wir ein beliebiges Volumen-

element, und zwingen wir ihm eine Verzerrung auf. Dies kann in zweierlei Weise geschehen.

1. Wir verzerren, ohne vorher an irgend einer Stelle des Elementes die Verbindung zur Umgebung zu lösen. Von einer solchen Verzerrung sagen wir, sie geschehe ohne Änderung der Nachbarschaftsverhältnisse, oder sie erfolge elastisch.

2. Wir führen an irgend einer Stelle des Volumenelementes einen infinitesimalen Schnitt, verschieben beide Ufer des Schnittes gegeneinander, füllen evtl. noch Materie ein oder beseitigen welche und kleben dann die Schnittflächen wieder zusammen. Das Volumenelement kann auch ganz ausgeschnitten werden, gegenüber seiner Umgebung um einen kleinen Winkel gedreht und wieder angeklebt werden. Von einer solchen Verzerrung sagen wir, sie ändere die Nachbarschaftsverhältnisse, oder sie erfolge plastisch.

Zur Erzeugung der elastischen Verzerrung benötigt man Kräfte; mit der Erzeugung der plastischen Verzerrung führt man Versetzungen in das Medium ein. Das elastische (nichtsymmetrische) Verzerrungsfeld lässt sich durch Gradientenbildung aus einem Vektorfeld der Verschiebungen  $s(r)$ , das plastische Verzerrungsfeld durch Rotorbildung aus einem namen-