

Abb. 7. Rechnungen für die KRF-Ausbeuteänderungen Δ der einzelnen Defekte (auf Normalgittereffekt normiert) für den Einkristall.

Normalgitterplätze angleicht. Die erzielte Genauigkeit von 1,7% erlaubt es noch nicht, die aus den Polykristallmessungen erhaltenen Ergebnisse zu verbessern. Bei Steigerung der Meßgenauigkeit läßt sich aber eine wesentliche Verkleinerung der Konzentrationsbereiche der einzelnen Defekte erreichen.

Einen Beitrag zur Anisotropieänderung kann auch die Verkleinerung der Temperaturbewegung bei tiefen Temperaturen ergeben. Bei hohen Temperaturen bewirken die Teilchenschwingungen eine Abflachung der Kurvenextrema.

Herrn Prof. MAIER-LEIBNITZ danken wir für die Unterstützung bei der Arbeit. Unser Dank gilt auch der Leitung und der Bestrahlungsgruppe des Forschungsreaktors München.

Einlagerung, Diffusion und Dichteverteilung von Deuteronen in Selbsttargets aus Gold, Nickel und Kupfer *

V. HEINTZE und D. KAMKE

Physikalisches Institut der Universität Marburg/Lahn
und Institut für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum

(Z. Naturforschg. **22 a**, 796—808 [1967]; eingegangen am 4. Februar 1967)

The trapping and distribution of deuterons in self-targets consisting of gold, nickel, and copper has been investigated. The analysis of the proton-spectra of the d-d-reaction shows that in gold (5...50 mg/cm²) an inner and a surface part of the D(d,p)T-reaction exists, whereas in a massive gold target all reactions take place within the target; in gold foils having a thickness below 5 mg/cm² only surface reactions are observed. Likewise, massive nickel and copper targets show only a surface part of the d-d-reaction. An interpretation of these diverse spectra is given. Finally, a simple model of deuterium diffusion in a self-target is developed.

Der Beschuß eines Metalls mit Deuteronen führt zur Bildung eines Selbsttargets, d. h., die einfallenden Deuteronen werden im Material eingelagert und können mit nachfolgenden Deuteronen reagieren. Von den beiden möglichen Reaktionen $D(d,n)^3\text{He}$ und $D(d,p)^3\text{T}$ hat die erste — wohl wegen ihrer Bedeutung als Quelle monoenergetischer Neutronen — das besondere Interesse der Experimentatoren¹⁻⁸ gefunden. Die Neutronenausbeute als Funktion von Beschußzeit, Targetmaterial, Targettemperatur oder Deuteronenenergie ist mehrere Male untersucht wor-

den. Die dabei beobachtete Sättigung der Neutronenausbeute mit zunehmender Beschußzeit läßt den Schluß zu, daß die Dichteverteilung der eingelagerten Deuteronen nach genügend langer Bestrahlung stationär ist. Die Experimente weisen auf einen linearen Dichteverlauf der Deuteronen im Sättigungsfall hin^{1, 2, 4}. Einzelheiten der Dichteverteilung können mit der Reaktion $D(d,n)^3\text{He}$ jedoch nicht erfaßt werden, da die Analyse des Neutronenspektrums beim gegenwärtigen Stand der Nachweisttechnik nicht mit genügender Genauigkeit möglich ist.

* Im Auszug vorgetragen auf der Frühjahrstagung der DPG in Freudenstadt 21.—26. 3. 1966. — Eine Kurzmitteilung erschien in Appl. Phys. Letters **10**, 12 [1967].

¹ K. FIEBIGER, Z. Naturforschg. **11 a**, 607 [1956]; Z. Angew. Phys. **9**, 213 [1957].

² R. WEISBECK, Z. Angew. Phys. **12**, 529 [1960].

³ A. HOFMANN, Z. Physik **174**, 57 [1963].

⁴ D. KAMKE u. H. KRÜGER, Z. Naturforschg. **18 a**, 52 [1963].

⁵ A. HOFMANN u. G. PHILIPP, Nucl. Instr. Methods **37**, 313 [1965].

⁶ Y. Y. CHU u. L. FRIEDMAN, Nucl. Instr. Methods **38**, 254 [1965].

⁷ M. T. ROBINSON, A. L. SOUTHERN u. W. R. WILLIS, J. Appl. Phys. **31**, 1474 [1960].

⁸ A. F. GABRYSH, H. EYRING, M. E. WADSWORTH, G. S. BAKER u. T. REE, J. Appl. Phys. **31**, 1785 [1960].



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.

Die Reaktion $D(d,p)T$ ist dagegen — soweit uns bekannt — nur zweimal zur Untersuchung der Einlagerung und Verteilung von Deuteronen in Selbsttargets herangezogen worden^{9,10}. Dabei sollen die Messungen HEMSTREETS (nach CHU und FRIEDMANN⁶) zu keinen genügend genauen Aussagen über die Dichteverteilung der Deuteronen geführt haben, und auch der Arbeit von EBERT kann man kaum schlüssige Angaben über die Deuteronenverteilung im Target entnehmen, vor allem weil kein Protonenspektrum wiedergegeben wird.

Ziel unserer Messungen war es, die eingelagerten Deuteronen im Target mit Hilfe der Reaktion $D(d,p)T$ zu lokalisieren und dabei zu genaueren Aussagen zu kommen, als sie mit der bisher gebräuchlichen $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion möglich waren.

Nach der Besprechung der experimentellen Anordnung (Ziff. 1) werden die eigenen Messungen und ihre Ergebnisse diskutiert (Ziff. 2). Einige einfache Betrachtungen zum Diffusionsmechanismus folgen in Ziff. 3.

1. Experimentelle Durchführung

a) Anordnung

Die wesentlichen Merkmale der experimentellen Anordnung gehen aus Abb. 1 hervor. Der Kaskadengenerator des Marburger Instituts (maximale Beschleunigungsspannung 2 MV) liefert die Deuteronen. Aus der vertikalen Beschleunigungsstrecke kommend werden sie durch einen 90° -Magneten so umgelenkt, daß sie waagrecht in die Targetkammer eintreten, wo sie unter 15° auf das Target treffen.

Unter dem Beobachtungswinkel θ werden mit einem Festkörperzähler (ORTEC) geladene Teilchen regi-

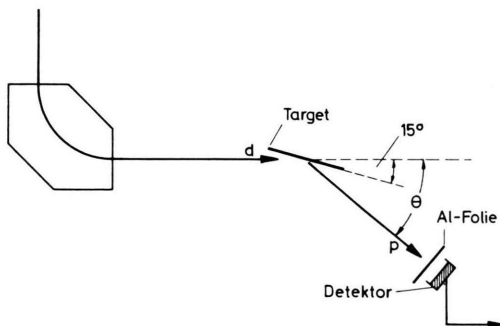


Abb. 1. Experimentelle Anordnung.

striert. Bei dieser Anordnung kann mit dem Detektor ein Winkelbereich zwischen $\theta = 30^\circ$ und $\theta = 160^\circ$ erfaßt werden. Die Detektorimpulse gelangen über einen Nuvisor-Vorverstärker zu einem Vielkanalanalysator (Nuclear Data ND 180), wo sie noch einmal verstärkt und anschließend hinsichtlich ihrer Größe analysiert werden. An dem Target gestreute Deuteronen werden mit einer Al-Folie vor dem Zähler völlig abgebremst.

Als Targets dienen einerseits 1–3 mm starke Metallscheiben mit einem Durchmesser zwischen 15 und 20 mm aus Au, Ni und Cu („massive Targets“) und andererseits gewalzte Au-Folien im Stärkebereich zwischen 1,6 und 174 mg/cm^2 .

b) Bestimmung von Folientemperaturen

Bei der Durchführung von Bestrahlungsexperimenten ist eine Kenntnis der Targettemperatur zwar nicht in jedem Fall erforderlich, aber aus Gründen der Reproduzierbarkeit und des Vergleichs mit anderen Experimenten wünschenswert. Ein Experiment, das eine Temperaturbestimmung fordert, ist insbesondere das in Ziff. 2 c) angeführte.

Die exakte Angabe einer Folientemperatur während des Beschusses ist schon deshalb problematisch, weil auf der Folie eine nicht konstante Temperaturverteilung vorliegt. Ein Thermoelement im Brennfleck des Deuteronenstrahls auf der Targetoberfläche stört die Beobachtung der $D(d,p)$ -Reaktion, so daß wir darauf verzichten müssen, die Folientemperatur im Strahl direkt zu messen. Wir beschränken uns darauf, eine über die Foliensfläche gemittelte Temperatur auf Grund einer Messung des elektrischen Widerstandes zu bestimmen. Dabei legen wir ein sehr elementares Verfahren zur Messung sehr kleiner Widerstände zugrunde¹¹.

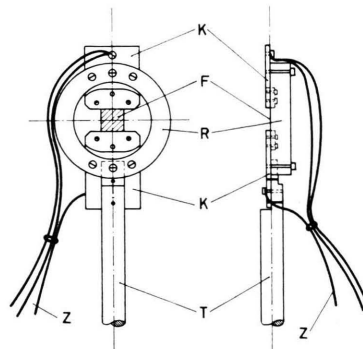


Abb. 2. Folienhalterung zur Widerstandsmessung (R Ergänzungsring, K Kontakte aus vernickeltem Messing, F Au-Folie, Z Zuführungskabel, T Targethalterstab).

Die Konstruktion der Folienhalterung (Abb. 2) gewährleistet, daß die Drehachse des Targethalterstabs in der Oberfläche der zweiseitig eingespannten Au-Folie liegt (Kontakte aus vernickeltem Messing). Mit Hilfe

⁹ P. J. EBERT, Thesis, Louisiana State University 1962.

¹⁰ J. M. HEMSTREET, Thesis, Louisiana State University 1963; Hinweis auf diese Arbeit bei CHU und FRIEDMAN⁶.

¹¹ W. WESTPHAL, Physikalisches Praktikum, Verlag Vieweg, Braunschweig 1959.

des Targethalterstabs und der Zuführungskabel, die mittels dreier Durchführungen aus der Targetkammer herausgeführt werden, wird die Folie mit ihrem zu messenden Widerstand R in die Schaltung der Abb. 3 eingebaut. Die Eichung dieser Schaltung erfolgt, indem R und der Stöpselwiderstand R_0 durch zwei bekannte Widerstände R_2 und R_1 ersetzt werden; der zugehörige Galvanometerausschlag sei α .

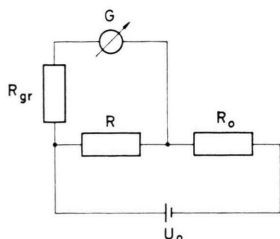


Abb. 3. Schaltung zur Widerstandsmessung [G Galvanometer mit Widerstand R_g , R_0 Stöpselwiderstand, U_0 Akkumulatorspannung, R_{gr} Grenzwiderstand des Galvanometers (zur Verwirklichung des Kriechfalls)].

Der unbekannte Folienwiderstand ergibt sich – unter den Voraussetzungen $R \ll R_0$, $R \ll R_g + R_{gr}$; $R_2 \ll R_1$ und $R_2 \ll R_g + R_{gr}$ – aus den Eichwiderständen R_1 und R_2 , dem Stöpselwiderstand R_0 sowie den Galvanometerausschlägen α (Eichung) und α_0

$$R = (\alpha_0/\alpha) (R_2/R_1) R_0.$$

Über den Temperaturkoeffizienten β und seine Definitionsgleichung

$$R = R_0^* (1 + \beta t)$$

(R_0^* ist der Folienwiderstand bei der Temperatur $t = 0^\circ\text{C}$) kann man aus dem Folienwiderstand R auf die Temperatur der Folie schließen.

Abgesehen davon, daß wir nur eine mittlere Folientemperatur bestimmen, die es nicht gestattet, exakte Aussagen über die vermutlich wesentlich höhere Temperatur im Brennfleck des Deuteronenstrahls zu machen, haben wir hier verschiedene Fehlerquellen zu diskutieren, die die Angabe der mittleren Folientemperatur verfälschen können.

Als erstes sind bei der Kleinheit der Folienwiderstände R die Kontaktwiderstände der Anordnung von Wichtigkeit. Eine Abschätzung zeigt, daß ihr Beitrag zum gemessenen Widerstand R bei 3–6% liegt.

Eine weitere Verfälschung des gemessenen Widerstandes könnte darauf zurückzuführen sein, daß während des Experiments durch die auf dem Target auftreffenden Deuteronen ein zusätzlicher Folienstrom fließt, der bei der Eichung der Anordnung fehlt. Die für den Galvanometerausschlag maßgebende Spannung kann sich während des Beschusses aus zwei Gründen ändern:

1. auf Grund einer Widerstandsänderung ΔR der Folie (Temperaturänderung),
2. auf Grund eines zusätzlichen Deuteronenstroms auf der Folie.

Man kann leicht abschätzen, daß der erste Anteil der Spannungsänderung am Galvanometer hier um Größenordnungen über dem zweiten liegt.

Ein letzter Effekt, der bei der Besprechung möglicher Fehlerquellen des Verfahrens angeführt werden muß, beruht darauf, daß sich der spezifische Widerstand einer Metallfolie bei der Bestrahlung mit geladenen oder ungeladenen Teilchen erhöht. Während bei sehr tiefen Temperaturen (und bei sehr hohen Geschossteilchendichten) die relative Änderung des spezifischen Widerstandes beim Beschuß von Au mit Deuteronen durchaus in die Größenordnung mehrerer Prozent kommen kann¹², verliert dieser Effekt bei Raumtemperatur und – noch mehr – bei erhöhten Temperaturen wesentlich an Bedeutung, da die durch die Bestrahlung erzeugten Defekte ausheilen können. Nach SCHMIDTKE¹³ gilt für die relative Widerstandsänderung bei der Bestrahlung einer dünnen Au-Folie mit Protonen der Energie 0,5 MeV bei $T = 77^\circ\text{K}$:

$$\Delta R/R = 0,35\%,$$

wenn man sich auf eine Flächendosis von 10^{14} Protonen/cm² bezieht (bei unseren Experimenten treffen pro Sekunde etwa 10^{14} Deuteronen/cm² auf das Target). Selbst wenn man berücksichtigt, daß die Zahl der von einem Proton und einem Deuteron erzeugten FRENKEL-Defekte unterschiedlich ist, so zeigt dieser Wert für $\Delta R/R$ bei Berücksichtigung der bei uns fehlenden Targetkühlung, daß eine Widerstandsänderung auf Grund der Bestrahlung bei den vorliegenden Experimenten unterhalb oder an der Grenze der Nachweisbarkeit liegt.

2. Messungen und Diskussion der Resultate

a) Winkelverhalten des Protonenspektrums bei Bestrahlung einer Goldfolie

Bestrahlt man ein Au-Target genügender Stärke mit Deuteronen, so können neben d-d-Reaktionen, die in diesem Selbsttarget ablaufen, Störreaktionen an der Targetoberfläche auftreten. Die Verwendung von Öldiffusionspumpen und von Vakuumfett an den Dichtungen führt zu einer Verunreinigung des Targets mit Kohlenstoff und Sauerstoff während des Experiments. Da die Spektren mit Halbleiterzählern analysiert werden, die nur geladene Teilchen nachzuweisen gestatten, interessieren an dieser Stelle nur die Reaktionen, die zu Protonen im Ausgangskanal führen. (Bei den späteren Messungen werden sich diese „Störreaktionen“ als willkommen erweisen, denn sie liefern Eichlinien.)

¹² H. G. COOPER, J. W. HENDERSON u. J. W. MARX, Phys. Rev. **88**, 106 [1952]. — H. G. COOPER, J. S. KOEHLER u. J. W. MARX, Phys. Rev. **94**, 496 [1954]. — Zusammenfassende Übersicht bei: K. LINTNER u. E. SCHMID, Ergebn. Exakt. Naturw. **28**, 302 [1955].

¹³ M. SCHMIDTKE, Z. Physik **188**, 165 [1965].

Mit der üblichen Reaktionskinematik kann man die Protonenenergien der beteiligten Reaktionen

$$^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{13}\text{C}, \quad Q = +2,722 \text{ MeV}$$

$$^{16}\text{O}(\text{d},\text{p}_0)^{17}\text{O}, \quad Q = +1,918 \text{ MeV}$$

$$\text{D}(\text{d},\text{p})\text{T}, \quad Q = +4,033 \text{ MeV}$$

berechnen. Abb. 4 zeigt die berechneten Energien in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel θ für eine Einschußenergie $E_d = 0,5 \text{ MeV}$. Die Protonenenergien der $\text{D}(\text{d},\text{p})$ -Reaktion gelten für Oberflächenreaktionen. Es bleibt dabei unberücksichtigt, daß diese Reaktion durchaus im Innern des Au-Targets ablaufen kann, im Gegensatz zu den O- und C-Reaktionen, die nur als Oberflächenreaktionen beobachtet werden. Die Kinematik sagt also einen Winkel voraus, der im Fall der betrachteten Energie etwa bei $\theta = 115^\circ$ liegt, für den man die Protonen der $\text{D}(\text{d},\text{p})$ - und die der $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)$ -Reaktion nicht mehr voneinander trennen kann.

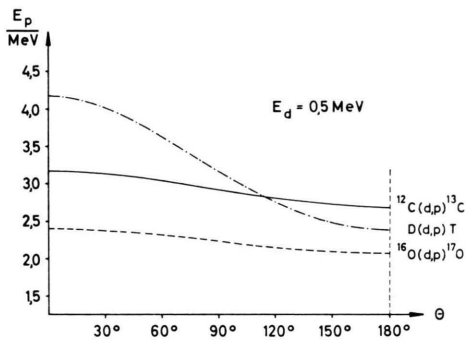


Abb. 4. Protonenenergien der Reaktionen $\text{D}(\text{d},\text{p})\text{T}$, $^{12}\text{C}(\text{d},\text{p})^{13}\text{C}$ und $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p})^{17}\text{O}$ in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel θ ; Einschußenergie $E_d = 0,5 \text{ MeV}$.

Für die hier vorliegende Fragestellung wird es sich als wichtig erweisen, diese Winkelabhängigkeit durchzumessen, unabhängig davon, ob das Target schon gesättigt ist oder nicht. Es stellt sich heraus, daß bereits dieses Experiment eine qualitative Aussage über die Verteilung der Deuteronen im Target erlaubt. Die Messung wird an einem $5,8 \text{ mg/cm}^2$ starken Au-Target durchgeführt. Die Stellung des unter 15° zum Strahl stehenden Targets bleibt während des Experiments unverändert. In Abständen von 10° wird das Protonenspektrum – bei einer Einschußenergie der Deuteronen von $0,5 \text{ MeV}$ – für den zur Verfügung stehenden Winkelbereich ($30^\circ \dots 160^\circ$) aufgenommen. Die Sammelzeit pro Winkelstellung beträgt 20 Minuten bei einer Deute-

ronenstromstärke von wenigen μA . Einen Überblick über die gemessenen Protonenspektren bei verschiedenen Beobachtungswinkeln θ zeigt Abb. 5.

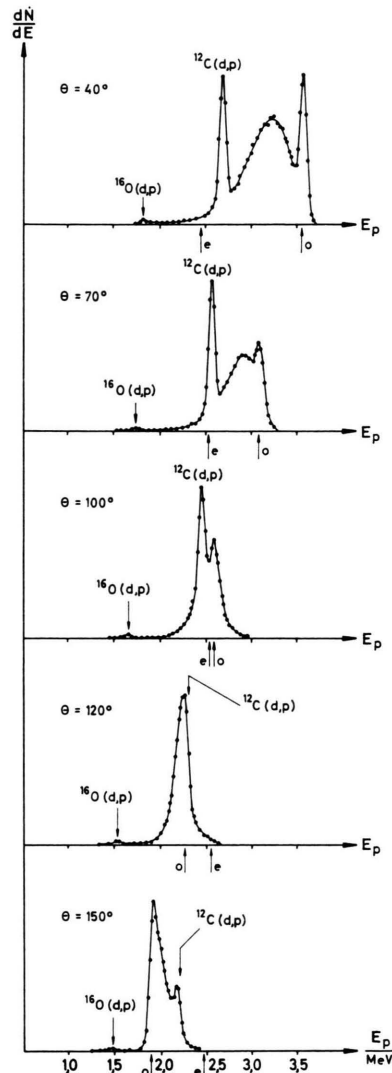


Abb. 5. Winkelabhängigkeit des Protonenspektrums für $\theta = 40^\circ, 70^\circ, 100^\circ, 120^\circ$ und 150° ; Einschußenergie $E_d = 0,5 \text{ MeV}$.

Besonders interessant ist das Protonenspektrum bei sehr kleinen Beobachtungswinkeln. Neben einer hohen, scharfen C-Linie und einer nur sehr schwachen O-Linie findet man bei Energien knapp unter 4 MeV^{14} ($\theta = 40^\circ$) eine weitere scharfe Linie, die man leicht solchen $\text{D}(\text{d},\text{p})$ -Reaktionen zuschreiben

¹⁴ Alle hier angegebenen Energiewerte wurden unter Berücksichtigung der $4,9 \text{ mg/cm}^2$ starken Al-Bremsfolie vor dem Zähler gewonnen (Ausnahme: Ordinatenmaßstab in Abb. 4).

kann, die an der Oberfläche des Au-Targets ablaufen. Diese Identifizierung kann man vornehmen, indem man in die gemessenen Spektren die aufgrund der Kinematik berechneten Protonenenergien der $D(d,p)$ -Oberflächenreaktionen einträgt ($\uparrow o$). Der breite Protonenberg (bei $\Theta = 40^\circ$) kann dagegen solchen Reaktionen zugeordnet werden, die im Targetinnern ablaufen („innerer Reaktionsanteil“). Um diese Behauptung zu bestätigen, sind in die gemessenen Spektren zusätzlich die Protonenenergien der $d-d$ -Reaktionen eingetragen, die am Ende der Reichweite von 0,5 MeV-Deuteronen in Au ablaufen ($\uparrow e$). Auch diese Identifizierung ist in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Spektren (Abb. 5). Bemerkenswert ist die Tatsache, daß die Protonenenergie der Oberflächenreaktionen bei Beobachtung in Rückwärtsrichtung unter der Energie solcher Protonen liegt, die von Reaktionen am Ende der Deuteronenreichweite kommen. Das heißt aber, daß mit zunehmender Deuteronenenergie bei Beobachtung in Rückwärtsrichtung die Energie der $d-d$ -Protonen kleiner wird, was genau den kinematischen Voraussetzungen entspricht (Abb. 6).

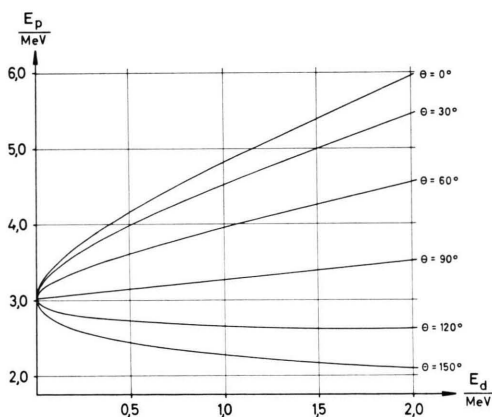


Abb. 6. Protonenenergie der $D(d,p)T$ -Reaktion in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie mit dem Beobachtungswinkel Θ als Parameter.

b) Bestrahlung eines sehr dünnen und eines massiven Au-Targets

Das zuvor angeführte Experiment zeigt bei Bestrahlung einer Au-Folie mit Deuteronen der Energie 0,5 MeV zwei Anteile der $D(d,p)$ -Reaktion: *Oberflächenreaktionen* und einen *inneren Reaktionsanteil*. Dieses Ergebnis findet man aber nur bei Au-Folien im Bereich zwischen 5 und etwa 50 mg/cm^2 ; die Stärke dieser Folien ist bei einer Stellung von 15°

zum Strahl 3...30mal größer als die Reichweite der eingeschossenen Deuteronen.

Bei Bestrahlung einer sehr dünnen Folie (Dicke $< 5 \text{ mg}/\text{cm}^2$), deren Stärke bei der Schrägstellung des Targets aber noch ausreichen sollte, um alle Deuteronen abzubremesen, findet man nur Oberflächenreaktionen (Abb. 7), während im Fall eines massiven Au-Targets (3 mm stark) nur der innere Anteil festzustellen ist. Oberflächenreaktionen sind im letzteren Fall nicht nachzuweisen (Abb. 8). Als Grenzfall zeigt Abb. 9 das Protonenspektrum bei Bestrahlung einer 58 mg/cm^2 starken Au-Folie. Die Oberflächenreaktionen deuten sich hier gerade noch an der höherenergetischen Flanke des inneren Reaktionsanteils an.

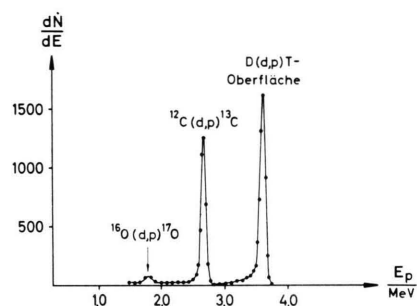


Abb. 7. Protonenspektrum beim Beschuß einer 3,2 mg/cm^2 starken Au-Folie ($E_d = 0,5 \text{ MeV}$, $\Theta = 30^\circ$).

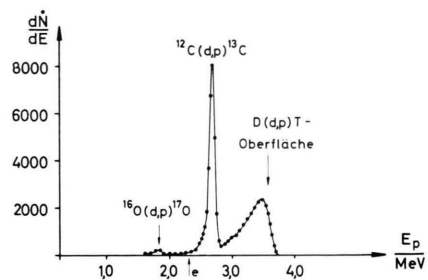


Abb. 8. Spektrum beim Beschuß eines massiven Au-Targets (3 mm stark) mit 0,5 MeV-Deuteronen ($\Theta = 30^\circ$).

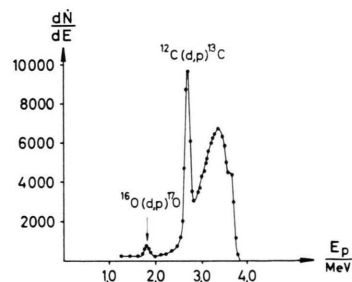


Abb. 9. Protonenspektrum bei Bestrahlung eines 58 mg/cm^2 starken Au-Targets ($E_d = 0,5 \text{ MeV}$, $\Theta = 30^\circ$).

Zur Deutung dieses verschiedenartigen Verhaltens muß man den Einfluß der Targettemperatur auf das Protonenspektrum heranziehen. Die Vermutung liegt nahe, daß eine sehr dünne Au-Folie durch den Deuteronenstrahl so stark erwärmt wird, daß neben einem „mikroskopischen“ Diffusionsmechanismus, auf den wir in Ziff. 3 noch eingehen werden, eine „normale“ (makroskopische) Diffusion der Deuteronen im Au-Target einsetzt. Die Wärmeableitung ist bei der dünnen Folie nicht gut genug, um die Ausheizung des Targets auch bei niedrigen Deuteronenströmen zu verhindern. So diffundieren die eingeschossenen Deuteronen sofort – vom Ende ihrer Reichweite im Metall startend – zur Targetoberfläche, wo sie eine gewisse Zeit verweilen und ein Deuterium-Oberflächentarget bilden.

Daß andererseits die bei sehr dünnen Au-Folien beobachtete Ausheizung bei mittleren Folienstärken und am massiven Target nicht festzustellen ist, kann damit erklärt werden, daß mit zunehmender Folienstärke die Wärmeableitung immer besser wird. Das hat zur Folge, daß wegen der niedrigeren Targettemperatur bei dickeren Folien mehr Deuteronen eingelagert werden können als bei dünneren Targets. Da die Reaktionsausbeute der Dichte der eingelagerten Deuteronen proportional ist, deutet das auf ein Anwachsen des inneren Reaktionsanteils mit zunehmender Folienstärke hin, was experimentell auch bestätigt werden kann. Wenn beim massiven Au-Target nur innere Reaktionen festzustellen sind, so kann das allein mit der sehr guten Wärmeableitung erklärt werden, die zum einen die makroskopische Diffusion der Deuteronen zur Oberfläche und damit den Oberflächenanteil selbst herabsetzt und zum anderen den inneren Reaktionsanteil so stark anwachsen läßt, daß daneben Oberflächenreaktionen nicht mehr zu beobachten sind.

c) Temperaturmessung; Ausheizung einer Folie

Um den Einfluß der Targettemperatur auf das Protonenspektrum zu untersuchen, wird eine $9,65 \text{ mg/cm}^2$ starke Au-Folie in der Anordnung der Abbildung 2 mit Deuteronen ($E_d = 0,5 \text{ MeV}$) bestrahlt und nach dem in Ziff. 1 b) beschriebenen Verfahren die mittlere Targettemperatur der Folie registriert. Um die unter dem festen Beobachtungswinkel $\Theta = 30^\circ$ nacheinander aufgenommenen Protonenspektren in der Ausbeute der inneren Reaktionen miteinander vergleichen zu können, werden die Sammelzeiten der Spektren auf feste Stromintegratorraten normiert.

Bei einer zunächst festgehaltenen Stromstärke von etwa $5,4 \mu\text{A}$ – als zugehörige mittlere Folientemperatur ergibt sich etwa $t = 50^\circ\text{C}$ – kann aufgrund des anwachsenden inneren Reaktionsanteils die Einlagerung der Deuteronen in das Target beobachtet werden (siehe hierzu Abb. 10, in der die Ausbeute ¹⁵

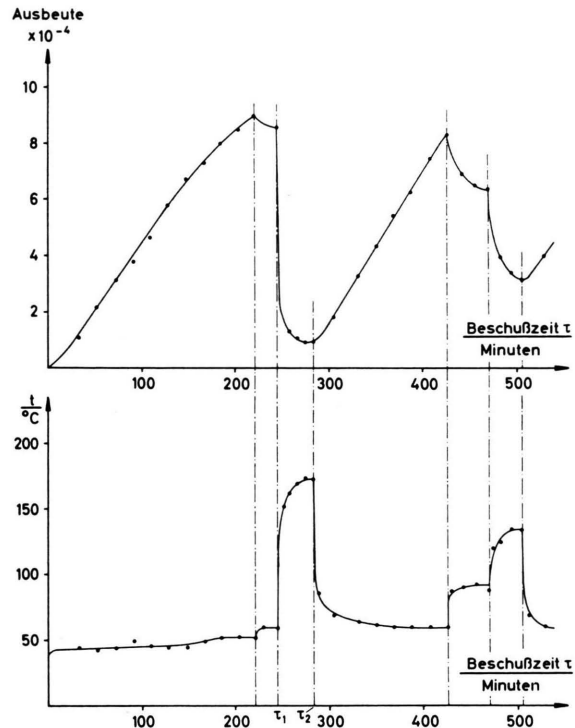


Abb. 10. Ausbeute der $D(d,p)T$ -Reaktion in Abhängigkeit von der Beschußzeit τ bei gleichzeitiger Temperaturbestimmung (Normierung der Ausbeute auf 5000 Stromintegratorimpulse $\cong 5 \text{ mC}$ Deuteronen).

der $D(d,p)$ -Reaktion in Abhängigkeit von der Beschußzeit τ dargestellt ist; zum Vergleich darunter die zugehörigen Folientemperaturen). Nach mehr als zweistündigem Beschuß – es sind noch keine Anzeichen einer Sättigung des Targets festzustellen – wird die Stromstärke auf etwa $14 \mu\text{A}$ erhöht ($t \approx 175^\circ\text{C}$). Das Protonenspektrum bei dieser Targettemperatur unterscheidet sich von dem Spektrum vor der Erhöhung durch das Fehlen des inneren Reaktionsanteils (Abb. 11), was zur Folge hat, daß die Ausbeute sehr stark absinkt. Nach diesem ersten „Ausheizen“ der Folie wird die Stromstärke etwa auf den alten Wert erniedrigt und der innere

¹⁵ Die Ausbeute wird dabei durch eine einfache Aufsummation aller oberhalb der C-Linie registrierten Protonen gewonnen, ohne Korrekturen anzubringen.

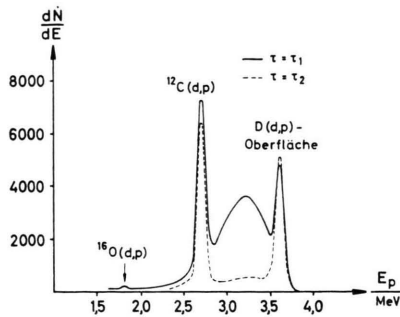


Abb. 11. Protonenspektrum beim Beschuss einer 9,65 mg/cm² starken Au-Folie ($E_d=0,5$ MeV) zu den Zeiten τ_1 und τ_2 (siehe Abb. 10).

Anteil erneut beobachtet. Nach etwa zweistündiger Deuteroneneinlagerung in das Target wird die Stromstärke noch einmal in zwei Stufen erhöht und die Folie ein zweites Mal ausgeheizt. Jede Erhöhung der Stromstärke (und damit auch der mittleren Targettemperatur) hat eine Verminderung der Protonenausbeute der d-d-Reaktion zur Folge.

Das Ergebnis dieses Experiments ist in völliger Übereinstimmung mit der in Ziff. 2 b) gegebenen Interpretation des Protonenspektrums und den dort durchgeführten Identifikationen (*innerer* und *Oberflächenanteil* der d-d-Reaktion).

d) Deuteroneneinlagerung in durchstrahlten Bereichen

Aufgrund ihrer Untersuchungen waren bereits FIEBIGER¹ und WEISBECK² zu der Ansicht gekommen, daß bei Bestrahlung eines Metallselbsttargets eine Diffusion und Anreicherung der Deuteronen nur in durchstrahlten Bereichen stattfindet. Einer Untersuchung dieser Frage dienen die beiden folgenden Experimente.

Ein unter 15° zum Strahl stehendes 9,65 mg/cm² starkes Au-Target wird mit Deuteronen der Energie 0,5 MeV beschossen und das Protonenspektrum unter $\Theta=30^\circ$ aufgenommen. Durch Beobachtung des Protonenspektrums kann die Einlagerung der Deuteronen in das Target gut verfolgt werden. Nach mehrstündiger Bestrahlung wird das Target um genau 180° gedreht, so daß der Deuteronenstrahl auf die rückwärtige, noch nicht bestrahlte Targetseite fällt. Das erste Spektrum bei Bestrahlung der Rückseite stimmt qualitativ und — wenn man von kleineren Abweichungen in der Ausbeute der C-Linie absieht — quantitativ mit dem ersten Spektrum

überein, das unmittelbar nach Beginn des Beschusses der Vorderseite aufgenommen worden ist. Während der Bestrahlung der Vorderseite sind demnach keine Deuteronen durch das Target hindurch zu rückwärtigen Bereichen der Au-Folie diffundiert. Abb. 12 zeigt das Protonenspektrum nach mehr als zweistündigem Beschuss und (punktiert) das Spektrum bei Bestrahlung des um 180° gedrehten Targets.

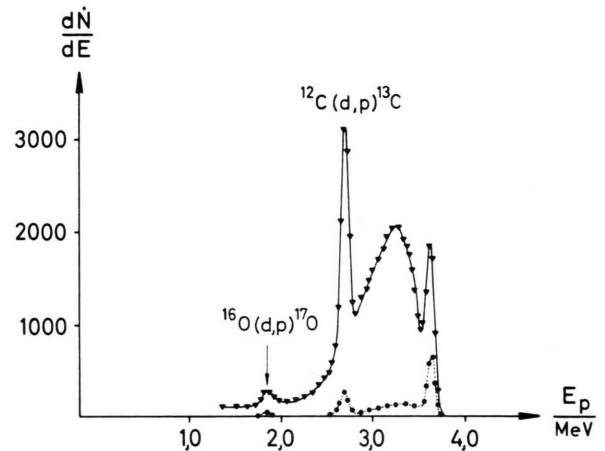


Abb. 12. Spektrum nach zweistündigem Beschuss einer 9,65 mg/cm² starken Au-Folie mit Deuteronen ($E_d=0,5$ MeV, $\Theta=30^\circ$). Punktierte Verlauf: Bestrahlung des um 180° gedrehten Targets.

Bei einem zweiten Experiment¹⁶, das dazu dienen soll, die eingelagerten Deuteronen direkt zu lokalisieren, wird eine 10,4 mg/cm² starke Au-Folie unter 25° (!) zum Strahl zunächst mit Deuteronen der Energie 0,5 MeV beschossen. Das Protonenspektrum wird hier unter $\Theta=40^\circ$ registriert. Nach etwa fünfstündiger Deuteroneneinlagerung wird die Einschussenergie auf 2,4 MeV erhöht und das Protonenspektrum bei sehr kleiner Stromstärke (ca. 30 nA) — um eine Ausheizung der Folie zu verhindern — aufgenommen (Abb. 13 a). In dem gemessenen Spektrum kann man einerseits die Energie kennzeichnen, die d-d-Reaktionen an der Oberfläche ($\uparrow \textcircled{1}$) zuzuordnen ist, und zum anderen die Protonenenergie solcher D(d,p)-Reaktionen, die am Ende der Reichweite von 0,5 MeV-Deuteronen ablaufen ($\uparrow \textcircled{2}$). Dreht man das Target um 180°, so treffen die einfallenden 2,4 MeV-Deuteronen die zuvor eingelagerten an der Rückseite an (in Analogie zu den Energien $\uparrow \textcircled{1}$ und $\uparrow \textcircled{2}$ in Abb. 13 a sind nun in Abb. 13 b

¹⁶ Dieses Experiment wurde mit dem neuen Marburger 4 MeV-VAN DE GRAAFF-Generator der Firma HVEC durchgeführt.

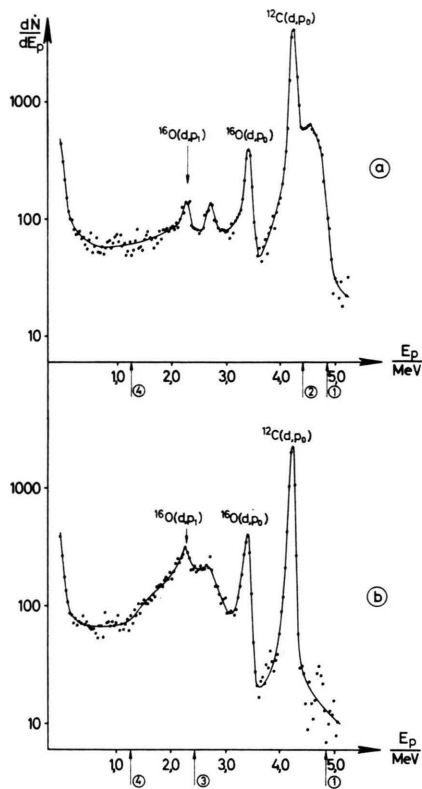


Abb. 13. Beschuss eines $10,4 \text{ mg/cm}^2$ starken Au-Targets, in das zuvor $0,5 \text{ MeV}$ -Deuteronen eingelagert worden sind, mit Deuteronen der Energie $E_d = 2,4 \text{ MeV}$ (Abb. 13 a). Drehung des Targets um 180° , Beschuss der Rückseite (Abb. 13 b). (Die Protonenlinie bei $E_p \approx 2,7 \text{ MeV}$ ist vermutlich auf eine Verunreinigung des Laufrohres mit Stickstoff zurückzuführen: $^{14}\text{N}(d,p)^{15}\text{N}$.) Man beachte den logarithmischen Maßstab der Ordinate.

die Energien $\uparrow ④$ und $\uparrow ③$ eingetragen). Aus der Tatsache der Verschiebung des experimentellen Protonenberges gegenüber den berechneten Energien $\uparrow ③$ und $\uparrow ④$ kann man schließen, daß die bei $0,5 \text{ MeV}$ eingelagerten Deuteronen etwas weiter in das Target hineindiffundiert sind, als es ihrer Reichweite entspricht. Einzelheiten der Deuteronenverteilung – Aufspaltung in inneren und Oberflächenanteil – sind bei diesem Experiment nicht mehr festzustellen. Wenn man von der eben erwähnten Verschiebung zwischen den experimentellen und den aus der Reaktionskinematik berechneten Grenzen der Protonenenergien absieht, bestätigt auch dieses Experiment, daß eine Deuteroneneinlagerung und -Diffusion im wesentlichen *nur in den von ihnen durchstrahlten Bereichen* des Targets stattfindet.

e) $D(d,p)T$ -Reaktion am massiven Ni- und Cu-Target

Alle bisherigen Experimente wurden an Au-Selbsttargets durchgeführt. Um den Einfluß des Targetmaterials auf das Protonenspektrum zu untersuchen, werden nun massive Metallscheiben aus Cu (3 mm stark, $15 \text{ mm } \phi$) bzw. Ni (1 mm stark, $20 \text{ mm } \phi$) mit Deuteronen beschossen und die Protonenspektren registriert und analysiert. In beiden Fällen sind bei der Bestrahlung nur d-d-Oberflächenreaktionen zu finden (Abb. 14), dagegen keine inneren Reaktionen. Nimmt man die Ausbeute der Oberflächen-

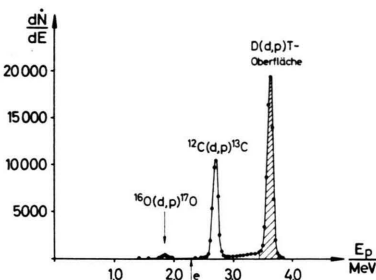


Abb. 14. Protonenspektrum beim Beschuss eines massiven Ni-Targets mit Deuteronen der Energie $E_d = 0,5 \text{ MeV}$.

reaktionen (schraffierte Fläche in Abb. 14) in Abhängigkeit von der auf dem Target registrierten Deuteronenladung auf (Normierung auf Stromintegratorraten) und vergleicht damit die entsprechende Ausbeute eines $5,8 \text{ mg/cm}^2$ starken Au-Targets, bei dem nur Oberflächenreaktionen festzustellen waren, so kommt man zum Diagramm der Abb. 15. Bei den massiven Cu- oder Ni-Targets liegt die Ausbeute des Oberflächenanteils um den Faktor $30 \dots 35$ über der einer dünnen Au-Folie. Wie der Vergleich mit der

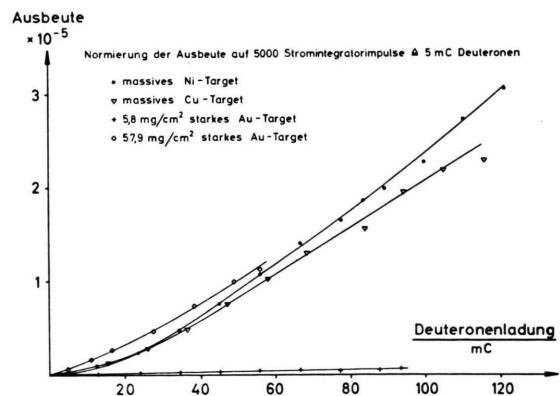


Abb. 15. Protonenausbeute der d-d-Reaktion in Abhängigkeit von der auf dem Target registrierten Ladung bei Bestrahlung verschiedener Targets.

Gesamtausbeute einer dicken Au-Folie (58 mg/cm^2) zeigt, laufen bei dieser ebenso viele d-d-Reaktionen im Innern *und* an der Oberfläche ab wie bei einem massiven Cu- oder Ni-Target an der Oberfläche allein. Eine Sättigung der Ausbeute wird bei den vorliegenden Stromstärken trotz Beschußzeiten von mehr als 9 Stunden noch nicht gefunden, so daß diese Angaben durchaus *nicht für die Sättigungswerte* richtig sein müssen.

Anders als bei dünnen Au-Folien kann das Fehlen des inneren Anteils hier aber nicht mehr allein mit einer Ausheizung des Targets erklärt werden, denn bezüglich der Wärmeableitung verhalten sich Au und Cu nahezu gleich, nicht aber Cu und Ni. Das völlige Fehlen der inneren Reaktionen bei Cu und Ni muß dagegen mit einer erheblich größeren Diffusionskonstanten für die Bewegung der Deuteronen in diesen Materialien gegenüber der in Au in Zusammenhang gebracht werden; Cu und Ni verhalten sich bezüglich der Deuteronendiffusion offensichtlich sehr ähnlich. Der größere Oberflächenanteil bei Cu und Ni deutet auf eine – gegenüber Au – stärkere Adsorption der Deuteronen an der Targetoberfläche hin.

f) Dichteverteilung der eingelagerten Deuteronen

Wenn man bei Selbsttargets von einem Dichteverlauf der eingelagerten Deuteronen spricht, so ist das im Fall der untersuchten Metalle nur bei einem Au-Target sinnvoll, denn die d-d-Reaktionen laufen – wie die vorliegenden Experimente zeigen – bei Ni und Cu vorwiegend an der Oberfläche ab. Über die Dichteverteilung der in Au eingelagerten Deuteronen kann man aus unseren Experimenten eine Aussage gewinnen.

Unter der Voraussetzung, daß die Eindringtiefe (Reichweite) R der Deuteronen sehr viel kleiner ist als der Durchmesser der bestrahlten Fläche F , haben wir ein lineares Problem, die Ausbeute ist

$$A(x, t) = C_0 \int_0^R \varrho(x, t) \sigma(x) dx. \quad (1)$$

Hierbei ist C_0 eine Konstante, die die Abhängigkeit der Ausbeute von der Deuteronenstromdichte und von der speziellen Meßanordnung enthält, $\rho(x, t)$ die Dichte der eingelagerten Deuteronen und $\sigma(x)$ der Wirkungsquerschnitt der D(d,p)-Reaktion. Im

Fall einer stationären Dichteverteilung ist

$$A(x) = C_0 \int_0^R \varrho(x) \sigma(x) dx. \quad (2)$$

Jedes Wegelement Δx liefert den Beitrag

$$\Delta A(x) = C_0 \varrho(x) \sigma(x) \Delta x \quad (3)$$

zur Ausbeute. Das Maximum dieses Ausdrucks bezüglich x gibt die Tiefe im Target an, wo (relativ) die meisten Protonen der d-d-Reaktion entstehen.

Unter Zugrundelegung der Energie-Reichweite-Beziehung für Deuteronen in Au¹⁷ und einer daraus gewonnenen Energie-Weg-Kurve kann man den Wirkungsquerschnitt¹⁸ als Funktion der Targettiefe x bestimmen. Durch numerische Produktbildung mit verschiedenen angenommenen Dichteverläufen ($\varrho_0 = \text{const}$, $\varrho_1 = a_1 x$, $\varrho_2 = a_2 x^2$, $\varrho_3 = a_3 x^3$, $\varrho_4 = a_4 x^{1/2}$) erhält man ΔA als Funktion der Targettiefe. Unter Verwendung der E - R -Kurven für Deuteronen und Protonen in Au einerseits und den Formeln der Reaktionskinematik andererseits kann man leicht berechnen, mit welcher Energie Protonen in den Zähler gelangen, die aus d-d-Reaktionen in den verschiedenen Tiefen x resultieren.

Die experimentellen E - R -Kurven und die Formeln der Kinematik geben also einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Targettiefe x und der zugehörigen Protonenenergie E_p , was mathematisch durch

$$E_p = E_p(x) \quad \text{oder} \quad x = g(E_p) \quad (4 \text{ a, b})$$

gekennzeichnet werden soll. Aus Gl. (3) wird damit

$$\Delta A = \Delta A(g(E_p)) = C_0 \varrho(g(E_p)) \sigma(g(E_p)) \frac{dg}{dE_p} \Delta E_p. \quad (5)$$

Im Experiment wird unter einem festen Beobachtungswinkel θ die pro Zeiteinheit in einem bestimmten Energieintervall nachgewiesene Zahl von Protonen bestimmt. Für diese Größe $\dot{N}/\Delta E_p$ gilt

$$\dot{N}/\Delta E_p = C_1 \cdot \Delta A/\Delta E_p. \quad (6)$$

Wir können also die numerisch ermittelten Ausbeuteverläufe [rechte Seite der Gl. (6)] mit dem Experiment [linke Seite der Gl. (6)] vergleichen. Das Ergebnis dieses Vergleichs für $\varrho_1 = a_1 x$ und $\varrho_4 = a_4 x^{1/2}$ zeigt Abb. 16. Die Maxima von $\Delta A/\Delta E_p$ für die Dichteverläufe $\varrho_0 = \text{const}$, $\varrho_2 = a_2 x^2$ und $\varrho_3 = a_3 x^3$ sind zusätzlich angegeben.

¹⁷ W. WHALING, Handbuch der Physik Bd. 34, S. 193, Verlag Springer, Berlin 1958.

¹⁸ Siehe auch W. A. WENZEL u. W. WHALING, Phys. Rev. **83**, 1149 [1952].

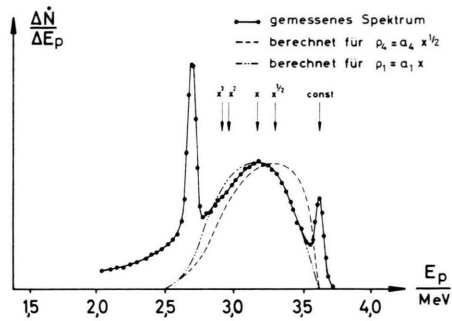


Abb. 16. Bestrahlung einer 9,65 mg/cm² starken Au-Folie mit Deuteronen der Energie $E_d = 0,5$ MeV. Vergleich mit gerechneten Ausbeuteverläufen.

Unsere Messungen deuten auf einen linearen Dichteverlauf der eingelagerten Deuteronen hin, was in Übereinstimmung mit den Messungen von FIEBIGER¹, WEISBECK², KAMKE und KRÜGER⁴ ist.

3. Einfache Betrachtungen zum Diffusionsmechanismus

a) Modell für die strahlungsverstärkte Diffusion

Wenn sich die in ein Metalltarget eingeschossenen Deuteronen während der Einlagerung in dem ganzen durchstrahlten Bereich verteilen und schließlich zu einer stationären Dichteverteilung führen, so muß damit ein Diffusionsprozeß der – zunächst am Ende ihrer Reichweite im Target eingelagerten – Deuteronen verbunden sein. Es dürfte klar sein, daß diese Diffusion nach einem anderen Mechanismus abläuft als eine „normale Diffusion“ in einem Festkörper, bei der sich das Fremdatom aufgrund von Platzwchselfvorgängen, über Zwischengitterplätze usf. durch das Metallgitter des Targetmaterials bewegt. Für die bei uns vorliegende „strahlungsverstärkte Diffusion“ („radiation enhanced diffusion“) wollen wir versuchen, mit Hilfe elementarer Abschätzungen ein einfaches Modell zu entwickeln.

Wir gehen bei unseren Überlegungen davon aus, daß das mit der Einschußenergie E_d auf das Target treffende Deuteron seine gesamte kinetische Energie auf dem Weg von der Oberfläche bis zum Ende der Reichweite R_d abgibt. In unmittelbarer Umgebung der Teilchenbahn muß letzten Endes eine Umwandlung von kinetischer Teilchenenergie in thermische Energie – also in Wärme – zu beobachten sein, die zu einer starken Temperaturerhöhung in der Nähe der Teilchenbahn führt. (Auf die in diesem Bereich ablaufenden Einzelprozesse – Anregung

und Ionisation von Gitteratomen, Auslösung von Gitterschwingungen – wollen wir erst am Schluß noch etwas ausführlicher eingehen.) Das eingedrungene Deuteron hinterläßt einen „aufgeweichten Schlauch“ hoher thermischer Energie, in dem die Temperatur bei etwa 10⁴ °K liegt, der sich unter Verminderung der Temperatur ausweitet. Geht dieser Kanal nur dicht genug an einem zuvor eingelagerten Deuteron vorbei, so besitzt dieses die Möglichkeit, sich in diesem Gebiet großer Unordnung ein Stück zur Targetoberfläche hin zu bewegen. Ist die Temperaturerhöhung wieder abgeklungen (größenordnungsmäßig auf 500 °K), so „friert“ es an seiner gegenwärtigen Position wieder ein, ehe es durch einen weiteren Kanal in seiner engeren Nachbarschaft erneut eine Diffusionsmöglichkeit erhält.

Um dieses qualitative Diffusionsbild etwas zu untermauern, fragen wir nach dem Querschnitt dieses Schlauches, wenn seine Temperatur auf etwa 500 °K abgesunken ist.

Ein in einem festen Kristallgitter um seine Gleichgewichtslage schwingendes Atom hat einen Energieinhalt von $3 k T$. Das in das Au-Target eindringende Deuteron gibt seine gesamte kinetische Energie E_d auf dem Weg von der Targetoberfläche bis zum Ende der Reichweite R_d an N Atome in der Umgebung der Teilchenbahn ab; es erhöht damit den Energieinhalt dieser Gitteratome um

$$\Delta E = 3 N k \Delta T = E_d. \quad (7)$$

Die Veränderung des Energieinhalts ΔE der N Gitteratome hat eine Temperaturänderung ΔT zur Folge. N wird durch die Teilchendichte n des Bremsmaterials, durch die Reichweite R_d und durch den Querschnitt F des „aufgeweichten Kanals“ bestimmt

$$N = n F R_d. \quad (8)$$

Dabei ist $F R_d$ das Volumen, auf das die Energie verteilt wird. Aus (7) und (8) folgt

$$E_d = 3 n F R_d \cdot k \Delta T, \quad (9)$$

woraus der gesuchte Querschnitt F berechnet werden kann. Mit $\Delta T = 200$ °K (Erhöhung von Raumtemperatur $T_0 \approx 300$ °K auf $T_1 = 500$ °K), der Reichweite von 0,5 MeV-Deuteronen¹⁷ in Au und der bekannten Teilchendichte n von Au kann man F berechnen und erhält

$$F = (78 \text{ Å})^2.$$

Dieser Fläche entspricht ein zylindrischer Kanal mit einem Radius $r = 44$ Å. Die Gitterkonstante von Au

liegt bei $4,07 \text{ \AA}$ ¹⁹. Ein in Au eingedrungenes Deuteron hinterläßt nach dieser Abschätzung einen „aufgeweichten Schlauch“, der Bereiche erfaßt, die bis zu 10 Gitterkonstanten von der Bahn des eingeschossenen Deuterons entfernt sind.

Die Frequenz, mit der die einfallenden Deuteronen einen Kanal dieses Querschnitts treffen, erhält man aus der im Experiment vorliegenden Stromdichte

$$j_d = 1,56 \cdot 10^{14} \text{ Deuteronen/cm}^2 \text{ sec.}$$

Bezieht man sich auf eine Fläche von $(78 \text{ \AA})^2$:

$$j_d = 95 \text{ Deuteronen}/(78 \text{ \AA})^2 \text{ sec.}$$

Im statistischen Mittel treffen pro Sekunde 95 Deuteronen auf eine Fläche von $(78 \text{ \AA})^2$, d. h., im Abstand von $t_1 = 1,05 \cdot 10^{-2} \text{ sec}$ wird dieser Querschnitt von einem Deuteron getroffen.

Eine andere in diesem Zusammenhang wichtige Zeit ist die Laufzeit eines Deuterons im Target. Ihre Größenordnung kann man aus der Reichweite von 0,5 MeV-Deuteronen in Au abschätzen. Aus der Einschußenergie $E_d = 0,5 \text{ MeV}$ ergibt sich eine Deuteronengeschwindigkeit von

$$v_d = 6,92 \cdot 10^8 \text{ cm/sec.}$$

Die Reichweite beträgt

$$R_d = 5,2 \text{ mg/cm}^2 \triangleq 2,69 \cdot 10^{-4} \text{ cm,}$$

so daß die Abbremszeit des Deuterons bei Annahme einer mittleren Deuteronengeschwindigkeit von $\frac{1}{2} v_d$ im Target gegeben ist durch

$$t_2 \approx 7,8 \cdot 10^{-13} \text{ sec.}$$

(Zur Vereinfachung haben wir also angenommen, daß die Geschwindigkeit des Deuterons im Target gleichmäßig abnimmt, d. h., es soll $dv/dx = \text{const}$ sein im Bereich $0 \leq x \leq R_d$).

Im Bereich zwischen t_1 und t_2 dürfte die Zeit t_3 liegen, die zwischen dem Eindringen des Deuterons und der damit verbundenen Erzeugung einer lokalen Temperatur von etwa $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ ²⁰ einerseits und der Ausbreitung dieses Schlauchs und der damit verknüpften Erniedrigung der Temperatur auf beispielsweise $500 \text{ }^\circ\text{K}$ andererseits vergeht. Eine Abschätzung für diese Zeit t_3 ist nicht elementar und einfach zu geben. Denkt man daran, daß beim Wärmetransport u. a. Atomanregungen eine Rolle spielen, und

daß die Lebensdauer angeregter Zustände in der Größenordnung von 10^{-8} sec liegt, so wird man etwa $t_3 = 10^{-6} \text{ sec}$ als charakteristische Zeit für das Abklingen der Temperaturerhöhung ansetzen können.

Wir haben also die folgende Situation: Ein Deuteron der Energie $E_d = 0,5 \text{ MeV}$ trifft auf ein Au-Target. Es benötigt etwa 10^{-12} sec , um die Strecke von der Oberfläche bis zum Ende seiner Reichweite zurückzulegen. Dabei wird seine kinetische Energie in thermische Energie umgesetzt. Es hinterläßt einen Kanal „großer Unordnung“ („Temperatur“ $T \approx 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$), der sich – verursacht durch Wärmeleitung – unter Verminderung seiner Temperatur ausweitet. Das Deuteron hat sich selbst einen Diffusionskanal geschaffen, in dem es sich nun – nach Beendigung des Einlagerungsvorgangs – bewegen kann. Nach – grob geschätzt – 10^{-6} sec ist die Temperatur auf etwa $500 \text{ }^\circ\text{K}$ abgeklungen (der Radius des zylindrischen Schlauchs beträgt dann etwa $r = 44 \text{ \AA}$ – oder ungefähr 10 Gitterkonstanten). Das Deuteron verliert seine Beweglichkeit und „friert ein“. Im statistischen Mittel trifft nun nach 10^{-2} sec ein weiteres Deuteron auf das Target, dessen selbst geschaffener Diffusionskanal nicht weiter als 10 Gitterkonstanten vom ersten eingelagerten Deuteron entfernt verläuft, welches dadurch wieder beweglich wird und weiter zur Oberfläche zurückdiffundieren kann, während das zweite eingeschossene Deuteron nach seiner Abbremsung seinerseits zu diffundieren beginnen kann. Durch das Absinken der Temperatur unter ca. $500 \text{ }^\circ\text{K}$ wird eine weitere Bewegung der Deuteronen unterdrückt, usf. – Die Bewegung und Diffusion der Deuteronen erfolgt so in vielen kleinen Schritten. Da die Deuteronen am Ende ihrer Reichweite eingelagert werden, bildet sich ein Konzentrationsgefälle aus, das der Diffusion eine Vorzugsrichtung zur Oberfläche gibt.

Nach diesem Diffusionsbild ist es klar, daß eine bestehende Dichteverteilung der Deuteronen in Au über Wochen hinweg unverändert erhalten bleibt, da die während der Bestrahlung geschaffenen Diffusionskanäle fehlen.

b) Struktur eines Diffusionskanals

Den größten Teil seiner Energie verliert ein in Materie eindringendes schnelles Teilchen bei Ionisierungs- und Anregungsstößen mit den Atomen des

¹⁹ CH. KITTEL, Introduction to Solid State Physics, John Wiley & Sons, New York 1963.

²⁰ Zu einer Temperatur dieser Größenordnung gelangt man, indem man ΔT aus Gl. (9) für $F = \pi d^2$ ($d = 4,07 \text{ \AA} = \text{Gitterkonstante von Au}$) berechnet.

Bremsmaterials. Erst gegen Ende der Teilchenbahn liefern auch Kernstöße mit den Atomen der Targetsubstanz einen merklichen Beitrag zum Energieverlust. Als Folge der Wechselwirkung des einfallenden Teilchens mit den Atomen des Targets treten eine Anzahl langsamer und schneller Elektronen (δ -Strahlen) sowie — allerdings sehr viel seltener — sogenannte knock-on-Atome auf (d. h. aus Gitterplätzen herausgeschlagene Targetatome).

Bei einem elastischen Stoß zwischen zwei Teilchen der Massen m_d und m_A kann maximal die Energie ²¹

$$T_{\max} = 4 \frac{m_d m_A}{(m_d + m_A)^2} E_d \quad (10)$$

übertragen werden, wenn E_d die Energie des einfallenden Ions ist. Für den Stoß zwischen einem Deuteron und dem Hüllenelektron eines Au-Atoms ergibt sich hier ($E_d = 0,5$ MeV)

$$T_{\max} = 0,544 \text{ keV}.$$

Die Energie der δ -Strahlen reicht also aus, um in Stößen weitere Au-Atome zu ionisieren, dagegen ist sie zu niedrig, um Au-Atome zu verlagern (wenn man eine mittlere Verlagerungsenergie von etwa 25 eV annimmt). Diese Elektronen zeigen nur in dem engsten Bereich um die Bahn des eingeschossenen Deuterons herum eine Wirkung, die darin bestehen dürfte, Gitteratome anzuregen oder — durch eine Vielzahl von Stößen im Bereich eines einzigen Atoms — Gitterwellen auszulösen. Durch Wechselwirkung der Gitteratome untereinander pflanzen sich diese Gitterschwingungen weiter fort.

Beim Kernstoß zwischen einem Deuteron und einem Au-Atom wird andererseits gemäß Gl. (10) die maximale Energie

$$T_{\max} = 19,9 \text{ keV}$$

übertragen. Solch hochenergetische knock-on-Atome können in einem Kristallgitter eine verheerende Wirkung zeigen. Sie besitzen genügend hohe Energie, um ihre Gitterplätze zu verlassen, größere Strecken im Metall zurückzulegen und eine ganze Anzahl weiterer Verlagerungen („secondary knock-ons“) zu erzeugen, die ihrerseits energiereich genug sind, um die Gitterordnung lokal weiter zu zerstören.

Um die Häufigkeit, mit der die beiden Streuprozesse auftreten, gegeneinander abzuschätzen, benötigen wir den Wirkungsquerschnitt dafür, daß auf einem bestimmten Wegstück Δx in der Bremssub-

stanz irgendeine Energie zwischen T_{\min} und T_{\max} übertragen wird. Er ist bestimmt ²¹ durch

$$\sigma = \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} \frac{d\sigma}{dT} dT \quad (11)$$

mit
$$\frac{d\sigma}{dT} = C \cdot \frac{Z_A^2}{m_A} \cdot \frac{1}{T^2}.$$

(Dabei werden die für beide Streuprozesse gleichen Größen in der Konstanten C zusammengefaßt.) Wählt man als untere Grenze der Energieübertragung die Schwellenenergie, die zur Verlagerung eines Au-Atoms aufgewendet werden muß (ca. 25 eV), so kann man leicht abschätzen, daß Stöße der Deuteronen mit Elektronen etwa um einen Faktor 55 häufiger sind als Stöße mit den Atomen des Targets:

$$\sigma^{\text{Au}} : \sigma^{\text{El}} = 1 : 55,4.$$

Schnelle δ -Elektronen sind zwar sehr viel häufiger als knock-on-Atome, sind aber in ihrer Wirkung auf das Kristallgitter sehr viel harmloser als jene, so daß eine „Unordnung“ im Gitter und eine „Aufweichung“ eines Diffusionskanals in erster Linie auf die knock-on-Atome zurückzuführen ist.

Gegen Ende der Bahn des eindringenden Deuterons nehmen Kernstöße mit Au-Atomen an Häufigkeit zu, bis schließlich unterhalb einer Grenzenergie E_g im wesentlichen nur noch elastische Stöße mit den Au-Atomen möglich sind. Die thermische Unordnung im Kristall wird so groß, daß größere Teilbereiche des Au-Targets eingeschmolzen werden können („thermal spikes“). Diese Grenzenergie kann man nach SEITZ ²² abschätzen

$$E_g^2 = \frac{Z_d^{4/3} Z_A^2}{3 n} \cdot \frac{m_d^2}{m_e m_A} \cdot \frac{E_R^2}{76,2} \ln \frac{E_d}{E^*} \quad (12)$$

mit

$$E^* = 0,618 (Z_d^{1/3} + Z_A^{1/3})^2 \frac{m_e m_d}{4 \mu^2} E_R.$$

Hierbei bedeutet $E_R = 13,54$ eV die RYDBERG-Energie, $\mu = m_d m_A / (m_d + m_A)$ die reduzierte Masse des Systems, m_e die Elektronenmasse, n die Zahl der Leitungselektronen pro Atom.

Im vorliegenden Fall ergibt sich

$$E_g \approx 1,8 \text{ keV}.$$

Erst gegen Ende der Reichweite, wenn die mit einer Energie von $E_d = 0,5$ MeV eingeschossenen Deuteronen auf etwa 1,8 keV abgebremst worden sind, ver-

²¹ W. RIEZLER u. W. WALCHER, Kerntechnik, Stuttgart 1958.

²² F. SEITZ, Discussions Faraday Soc. 5, 271 [1949].

lieren sie ihre restliche Energie nahezu ausschließlich durch elastische Stöße mit den Au-Atomen des Targets; dort kommt es zum Einschmelzen und zum erneuten Auskristallisieren größerer Bereiche des Targets.

4. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird von Bestrahlungsexperimenten an Deuterium-Selbsttargets aus Au, Ni und Cu berichtet. Die Analyse des Protonenspektrums der $D(d,p)T$ -Reaktion gestattet eine Lokalisierung der in das Target eingelagerten Deuteronen. Bei der Bestrahlung von massiven Ni- und Cu-Targets zeigt das Experiment nur einen Oberflächenanteil der $d-d$ -Reaktion, während bei Au-Folien mittlerer Stärke ($5 \dots 50 \text{ mg/cm}^2$) zusätzlich ein bedeutender innerer Reaktionsanteil zu beobachten ist. Bei sehr dünnen Au-Folien fehlen – bedingt durch Ausheizung des Targets aufgrund des Folienstroms – die inneren Reaktionen, während am massiven Au-

Target Oberflächenreaktionen neben dem inneren Anteil nicht mehr festzustellen sind. Das sind Einzelheiten der Deuteronenverteilung, wie sie mit der bisher verwendeten $D(d,n)^3\text{He}$ -Reaktion nicht erfaßt werden konnten.

In einem zweiten Teil der Arbeit wird ein einfaches Modell der durch die Bestrahlung hervorgerufenen Deuteronendiffusion im Selbsttarget entwickelt. Nach diesem Bild schafft sich jedes eingeschossene Deuteron einen eigenen Diffusionskanal, der sich unter Verminderung seiner Temperatur ausweitet. Deuteronen, die sich im Bereich dieses Kanals befinden, erhalten kurzzeitig eine Diffusionsmöglichkeit, ehe die lokale Temperatur (durch Wärmeleitung) so weit abgesunken ist, daß eine weitere Bewegung der Deuteronen unterdrückt wird. Sie „frieren“ an ihren Positionen ein und erhalten erst durch ein weiteres eindringendes Deuteron in ihrer Nachbarschaft die erneute Möglichkeit zur Diffusion.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. WALCHER für die Zurverfügungstellung von Institutsmitteln.

Begründung des Energie-Impuls-Tensors der allgemeinen Relativitätstheorie auf Grund eines kinetischen Modells der Materie

JÜRGEN AUDRETSCH

Institut für Theoretische Physik der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforschg. **22 a**, 808–815 [1967]; eingegangen am 15. Februar 1967)

The energy-momentum tensor $T^{\alpha\beta}$ of the general theory of relativity is investigated on the basis of a kinetic model of matter (point-particles). Its freedom of divergence results from the motion of the particles. After a suitable decomposition of $T^{\alpha\beta}$ into its invariant components these can be interpreted in a generally covariant manner according to their microstructure. By means of the distribution of matter special time-like world-lines are designated as stream-lines. The freedom of divergence of $T^{\alpha\beta}$ can be interpreted by virtue of the model as a local balance of energy and momentum. In this balance the influence of gravitational and inertial forces become immediately evident. Pressure results as a function of the particle properties (state equation).

§ 1. Einführung

Der Energie-Impuls-Tensor (E-I-T) der Materie spielt als Bestandteil der EINSTEINSchen Feldgleichungen der Gravitation eine dominierende Rolle bei der Untersuchung materieller Vorgänge. Da sich in der nichtrelativistischen Mechanik und Wärmetheorie statistische Methoden als tiefgehender erwiesen haben als phänomenologische Betrachtungen, wollen wir im folgenden den E-I-T auf Grund eines dem idealen Gase entsprechenden kinetischen Modells der Materie (Punktteilchen) konstruieren. Dabei lassen

wir beliebige Zustände des Gases zu, spezialisieren also nicht auf das thermodynamische Gleichgewicht. Ferner betrachten wir die gesamte raum-zeitliche Materieverteilung als vorgegeben, behandeln also nicht ihre zeitliche Entwicklung aus einem Anfangszustand. Daher tritt die Frage nach der Gültigkeit des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik (bzw. des H-Theorems) in der allgemeinen Relativitätstheorie (a.R.) in dieser Untersuchung noch nicht auf.

Einige Beiträge zur statistischen Behandlung des E-I-T sind bereits in vorangehenden Arbeiten ge-