

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 50 (1977)
Heft: 1

Artikel: Bestimmung der spektroskopischen Faktoren mehrerer Energieniveaux der Isotope Ni^{59,61, 63, 65} mit (d,p)-Reaktionen bei 2,8 MeV Deuteronenenergie
Autor: Staub, P. / Baumgartner, E. / Saladin, J.X.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114845>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. 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. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

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. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

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. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 15.01.2026

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

Bestimmung der spektroskopischen Faktoren mehrerer Energieniveaux der Isotope $\text{Ni}^{59, 61, 63, 65}$ mit (d, p) – Reaktionen bei 2,8 MeV Deuteronenenergie

von P. Staub, E. Baumgartner, J. X. Saladin,¹⁾ H. Schär und D. Trautmann

Institut für Physik der Universität Basel

(24. V. 1976)

Abstract. The differential cross section of $\text{Ni}^{58}(d, p)\text{Ni}^{59}$, $\text{Ni}^{60}(d, p)\text{Ni}^{61}$, $\text{Ni}^{62}(d, p)\text{Ni}^{63}$ and $\text{Ni}^{64}(d, p)\text{Ni}^{65}$ to different excitation states of the final nuclei have been measured at a deuteron energy of 2.8 MeV at angles between 50 and 160 degrees. The experimental differential cross sections were compared with theoretical curves. The spectroscopic factors for 76 different states of the product nuclides were determined.

1. Einleitung

Bei einer Deuteronenenergie von 2,8 MeV wurden im Winkelbereich von 50° bis 160° (in Schritten von 5°) die Energiespektren für die (d, p) -Reaktionen an den vier Isotopen Ni^{58} , Ni^{60} , Ni^{62} und Ni^{64} gemessen, und daraus die differentiellen Querschnitte der Strippingreaktionen bestimmt.

In der Theorie wird die Winkelabhängigkeit der differentiellen Querschnitte durch Modellparameter und Quantenzahlen bestimmt (vgl. Abschnitt 2). Da diese Parameter zum Teil durch Anpassung der theoretischen an die experimentellen Winkelverteilungen festgelegt werden, sollten Messdaten für einen möglichst grossen Winkelbereich vorliegen. Zwei Gründe engen diesen Bereich ein. Einerseits sind Messungen bei Winkeln grösser als 160° mit der verwendeten Apparatur nicht möglich, andererseits wären bei Winkeln kleiner als 50° zu lange Messzeiten erforderlich, weil der elastische Streuquerschnitt proportional zu $\sin^{-4}(\theta/2)$ ist, also für kleine Winkel gross wird und die registrierte Stosszahl nicht grösser als 1000 s^{-1} sein darf.

Bei der Anpassung der Winkelverteilungen werden ausser den Potentialparametern die spektroskopischen Faktoren bestimmt, die in den Tabellen 1–4 mit jenen aus Messungen anderer Autoren verglichen werden können.

2. Theorie

2.1. Allgemein

Die DWBA – Rechenmethode hat sich in den letzten Jahren als sehr erfolgreich erwiesen, um gemessene (d, p) -Querschnitte zu analysieren. Wir möchten hier lediglich einige für die weitere Analyse wichtige Punkte erwähnen; für eine ausführliche Diskussion verweisen wir dagegen auf die Literatur [6, 7].

¹⁾ University of Pittsburg, PA, USA.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Strippingreaktionen $A(d, p)B$ mit unpolarisiertem Deuteron d und Targetkern A , ist durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_d \mu_p}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_p}{k_d} \frac{1}{3(2J_A + 1)} \sum_{M_A m_d M_B m_p} |t_{dp}|^2 \quad (2.1a)$$

gegeben. Hierbei sind μ_d, μ_p die reduzierten Massen von Deuteron und Proton und k_d, k_p die Wellenzahlen der Relativbewegungen im Eingangs- und Ausgangskanal. Die magnetischen Quantenzahlen der Reaktionspartner sind M_A, m_d, M_B und m_p ; der Spin des Targetkerns ist J_A und der des Restkerns B sei J_B . Die Reaktionsamplitude t_{dp} ist in der 'post-interaction-Form' der DWBA durch

$$t_{dp} = \langle \Phi_B(\xi, \mathbf{r}_{nA}) \chi_p^{(-)}(\mathbf{k}_p, \mathbf{r}_{pB}) | V_{np}(\mathbf{r}_{np}) + V_{pA}(\mathbf{r}_{pA}) - U_{pB}(\mathbf{r}_{pB}) | \phi_d(\mathbf{r}_{np}) \Phi_A(\xi) \chi_d^{(+)}(\mathbf{k}_d, \mathbf{r}_{dA}) \rangle \quad (2.1b)$$

gegeben [7], wobei $\chi_d^{(+)}(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ und $\chi_p^{(-)}(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ ein- und auslaufende gestörte Wellen für das Deuteron und Proton in einem mittleren optischen Potential $U(r)$ darstellen. Die inneren Wellenfunktionen von d, A und B bezeichnen wir mit ϕ_d, Φ_A und Φ_B .

Wir vernachlässigen wie üblich die Potentialdifferenz $V_{pA}(\mathbf{r}_{pA}) - U_{pB}(\mathbf{r}_{pB})$ und schreiben für das Ueberlappintegral zwischen Anfangs- und Endzustand:

$$\langle B | A \rangle \equiv \int d\xi \Phi_B^*(\xi, \mathbf{r}_{nA}) \Phi_A(\xi) = \sum_{jm} \langle J_A M_A jm | J_B M_B \rangle \Phi_{jm}^* \quad (2.1c)$$

mit

$$\Phi_{jm} = \sum_{\mu\nu} \langle l\mu \frac{1}{2}\nu | jm \rangle u_{lj}(\mathbf{r}_{nA}) \chi_v^{1/2}, \quad (2.1d)$$

wobei ξ die inneren Koordinaten des Targetkerns sind. $\chi_v^{1/2}$ bezeichnet den Spinor des Neutrons; $u_{lj}(\mathbf{r}_{nA})$ ist die Einteilchen-Schalenmodellwellenfunktion des gebundenen Neutrons. Ausserhalb des Targetkerns ist sie proportional zu einer sphärischen Hankelfunktion, d.h. es gilt [5]:

$$\langle B | A \rangle = [(2J_B + 1) \Lambda_{ljn}]^{1/2} \kappa^{3/2} h_l^{(1)}(ikr) \quad \text{für } r > R_A. \quad (2.1e)$$

Hierbei ist κ mit der Bindungsenergie des Neutrons B_n durch

$$\kappa = [(2\mu_n/\hbar^2) B_n]^{1/2} \quad (2.1f)$$

verknüpft. Nach Rapaport [5] haben wir die dimensionslose 'reduzierte Normierung' Λ_{ljn} eingeführt, die vom Bahndrehimpuls l , vom totalen Drehimpuls j und von der Knotenzahl n des Neutronenniveaus abhängt. Sie hängt über die Normierung N_{ljn} der Hankelfunktionen mit dem spektroskopischen Faktor S_{lj} durch

$$\Lambda_{ljn} = \frac{N_{ljn}^2}{\kappa^3} S_{lj} \quad (2.1g)$$

zusammen.

Um die Berechnung von t_{dp} weiter zu vereinfachen, benutzen wir die sogenannte 'zero-range-Approximation':

$$V_{np}(\mathbf{r}_{np}) \phi_d(\mathbf{r}_{np}) = D_0 \cdot \delta(\mathbf{r}_{np}) \quad (2.1h)$$

mit der 'zero-range-Konstanten' D_0 , wobei $D_0^2 = 1,53 \cdot 10^4 \text{ MeV}^2 \text{ fm}^3$ ist. Weiterhin nehmen wir an, dass die Strippingreaktion allein durch *einen* Wert von l und j charakterisiert ist, so dass gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} D_0^2 S_{lj} \sigma_{lj}, \quad (2.1i)$$

wobei σ_{lj} das Quadrat der reduzierten Amplitude ist, die durch geeignete Rechenprogramme bestimmt werden kann, z.B. durch den Code DWUCK [8], wobei dort $\sigma_{lj} = [1/(2j + 1)] \sigma_{\text{DWUCK}}$ gesetzt werden muss. Ausserdem besitzen diese Codes im allgemeinen die Möglichkeit, die Nichtlokalität der optischen Potentiale in der Näherung von Perey [16] und 'finite-range-Korrekturen' in der Approximation von Goldfarb zu berücksichtigen [1].

2.2. (d, p) -Reaktionen bei niederen Energien

Bekanntlich ist die Bestimmung der gestörten Wellenfunktion $\chi^{(\pm)}$ in einem mittleren optischen Potential, das man durch Anpassung an gemessene elastische Streudaten erhält, sehr unsicher und zudem nicht eindeutig. Diese Unsicherheit macht die Berechnung der Reaktionsamplitude (2.1b) recht schwierig. Wie von verschiedenen Autoren [1–5, 9] gezeigt wurde, verringert sich diese Unsicherheit drastisch, wenn die gesamte Reaktion unterhalb der Coulomb-Barriere E_B stattfindet. Dies bedingt, dass nicht nur die Energie E_d des Deuterons kleiner als E_B ist, sondern dass auch die Protonenenergie $E_p \lesssim E_B$ ist, d.h. die Energietönung der Reaktion sollte genügend klein sein. Sind diese Bedingungen erfüllt, so werden, da die Reaktion ausserhalb des Kerns stattfindet, die radialen Wellenfunktionen von d , p und n innerhalb des Kerns unwichtig. Es tragen demnach nur die asymptotischen Teile dieser Wellenfunktionen, die durch Coulombfunktionen, respektive sphärische Hankelfunktionen, gegeben sind zur Reaktionsamplitude bei. Sie kann nach (2.1e) analytisch berechnet werden [1, 8, 10]. Leider sind die energetischen Bedingungen für Subcoulomb Stripping bei leichten und mittelschweren Targetkernen kaum erfüllbar. Die (d, p) -Reaktionen besitzen in diesem Massenbereich eine positive Energietönung von einigen MeV. Die Unsicherheiten in der Berechnung der Reaktionsamplitude verringern sich jedoch auch, wenn wir nur im Eingangskanal Subcoulombbedingungen haben, da die Amplitude nur noch von einem Teil der freien Potentialparameter schwach beeinflusst wird [4]. Da der Q -Wert durch

$$Q = B_g - E_x - \varepsilon_d \quad (2.2a)$$

gegeben ist, wo B_g die Bindungsenergie des Neutrons im Grundzustand, E_x die Anregungsenergie des bevölkerten Niveaus und $\varepsilon_d = 2.2246$ MeV die Bindungsenergie des Deuterons ist, so treffen wir bei (d, p) -Reaktionen zu angeregten Niveaus auf immer besser werdende Subcoulombbedingungen, so dass vor allem diese Niveaus gut untersucht werden können.

3. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

3.1. Strahloptik und Streukammer

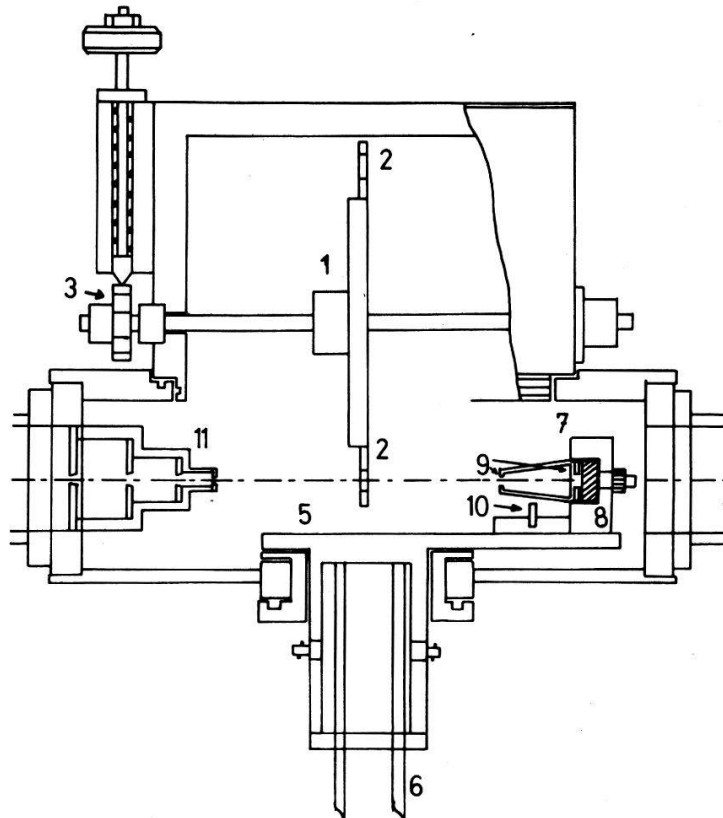
Als Beschleuniger für die Deuteronen dient ein 4-MV-Kaskadengenerator. Ein Analysatormagnet erlaubt die Energieverschmierung der Deuteronen auf maximal ein keV zu begrenzen. Der Teilchenstrahl wird durch zwei 1,5 mm Hauptblenden kollimiert. Sie befinden sich 65 cm vor, beziehungsweise unmittelbar bei der Streukammer. Die Winkeldivergenz wird dadurch so klein gehalten, dass der daraus resultierende Fehler bei der Auswertung nicht berücksichtigt werden muss.

Der geometrische Aufbau der Streukammer ist aus Figur 1 ersichtlich. Insbesondere hat sich die Möglichkeit des Targetwechsels unter Vakuum als nützlich erwiesen.

3.2. Targetherstellung und -reinigung

Als Target für die Stripping-Experimente dient eine freitragende Doppelfolie aus $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Kohlenstoff (Backing) und $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ isotonenreinem Nickel. Die metallischen Nickelpulver, welche als Ausgangsmaterialien zur Targetherstellung verwendet werden, haben folgende Reinheiten: Ni^{58} 99,89%, Ni^{60} 99,79%, Ni^{62} 99,02% und Ni^{64} 97,92%, wobei die Verunreinigungen durch leichte Elemente kleiner als 0,05% sind. Bei diesen Isotopen sind für beide Kanäle die Coulomb-Wälle so niedrig, dass kein Subcoulomb-Stripping vorliegt (siehe Anhang). Da die untersuchten Reaktionsquerschnitte in der Grössenordnung $\mu\text{-Barn}$ liegen und damit um einige Zehnerpotenzen kleiner sind, als jene von Reaktionen oberhalb des Coulomb-Walls, liegt eine extreme Empfindlichkeit auf die erwähnten Verunreinigungen der Targets vor. Die hohen Reinheitsansprüche an die Folien machten daher die Erprobung verschiedener Herstellungstechniken notwendig, wobei die im folgenden beschriebene die besten Resultate zeitigt.

Auf ein Objektträgerplättchen wird eine mindestens $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Kochsalzschicht aufgedampft. Das Kochsalz wird vorher in Pillen gepresst, da die freien



Figur 1
Streukammer für (d, p) Stripping Experiment: Rad (1) für 8 Targets (2) mit Rasterfixierung (3) um Streukammerachse drehbar; drehbarer Streutisch (5); Alkoholdurchflusskühlung (6) zur Zählerkühlung auf -15°C ; drei Diodenhalter (7) radial verschiebbar mit Halterung (8) und Kollimatoren (9); Stabmagnate (10) zur Unterdrückung von Elektroneneinfall; Strahlkollimator aus Tantal (11).

Körner beim Erwärmen wegen des verdampfenden Kristallwassers aus dem Aufdampfschiffchen springen würden.

Auf diese Salzsäure wird eine $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicke Kohlenstoffschicht aufgedampft (Kohlenbogenverfahren mit hochreiner Reaktorkohle). Die Schichtdicken werden durch ein Schwingquarz-Schichtdickenmessgerät kontrolliert. Die Kohlenstoff-Trägerfolien können auch bei der Firma Yissum²⁾ gekauft werden.

In einer Ultrahochvakuum-Aufdampfkammer (Druck $2-3 \times 10^{-9}$ Torr) wird das mit Kohlenstoff bedampfte Plättchen zuerst auf etwa 90°C erwärmt, um Anlagerungen zu verdampfen. Das in Pillen gepresste Nickel wird auf einer Wolframspirale so hoch erhitzt, bis es schmilzt. Wegen der chemischen Aggressivität kann kein Wolframschiffchen verwendet werden. Während des Schmelzvorganges ist die Kohlenstoff-Folie durch eine Blende abgedeckt, die sie vor Verunreinigungen schützt. Jetzt werden $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Nickel auf den Träger aufgedampft. Zur Kontrolle der Schichtdicke wird der elektrische Widerstand eines mitbedampften Glasplättchens gemessen. Um die unerwünschte Anlagerung von Stickstoff auf der Target gering zu halten, wird die Kammer mit reinem Sauerstoff belüftet. Die Kohlenstoff-Nickel-Folie wird von ihrer Unterlage durch Eintauchen in destilliertes Wasser gelöst. Ein Targethalterplättchen wird von unten so an die schwimmende Folie herangebracht, dass diese über dem Loch des Plättchens haftet. Zum Trocknen wird die Target hierauf in eine Sauerstoffatmosphäre gebracht und anschliessend in der Streukammer montiert. Um die Zusammensetzung der Gasanlagerung nochmals zu beeinflussen, d.h. den Stickstoffanteil zu reduzieren, wird die Folie in der Streukammer durch einen intensiven Lichtblitz auf einige 100°C erhitzt. Dies geschieht in einer Sauerstoffatmosphäre von einigen Torr.

3.3. Messungen

Auf dem in 3.1 beschriebenen Tisch sind zwei Zählkammern montiert. Der Winkel zwischen den Detektoren ist 30° . Die Targetfolie wird für Messungen unter Rückwärtswinkeln auf 'Reflexion', für solche unter Vorwärtswinkeln auf 'Transmission' gestellt.

Die verstärkten Diodenimpulse werden in einem Vielkanalanalysator verarbeitet und durch eine Kleinrechenanlage gespeichert. Zur Bestimmung der Totzeit der Messapparatur werden die Signale eines Impulsgenerators den Diodenimpulsen beigemischt. Die genaue Impulszahl des Generators wird durch einen Untersetzer festgehalten. Die Reaktionsquerschnitte werden durch Vergleich der Reaktionsausbeute mit derjenigen der elastischen Streuung ermittelt. Da bei der Analyse pro Kanal nur 32767 Ereignisse registriert werden können, muss zur Messung der Ausbeute der elastischen Streuung ein Untersetzer verwendet werden.

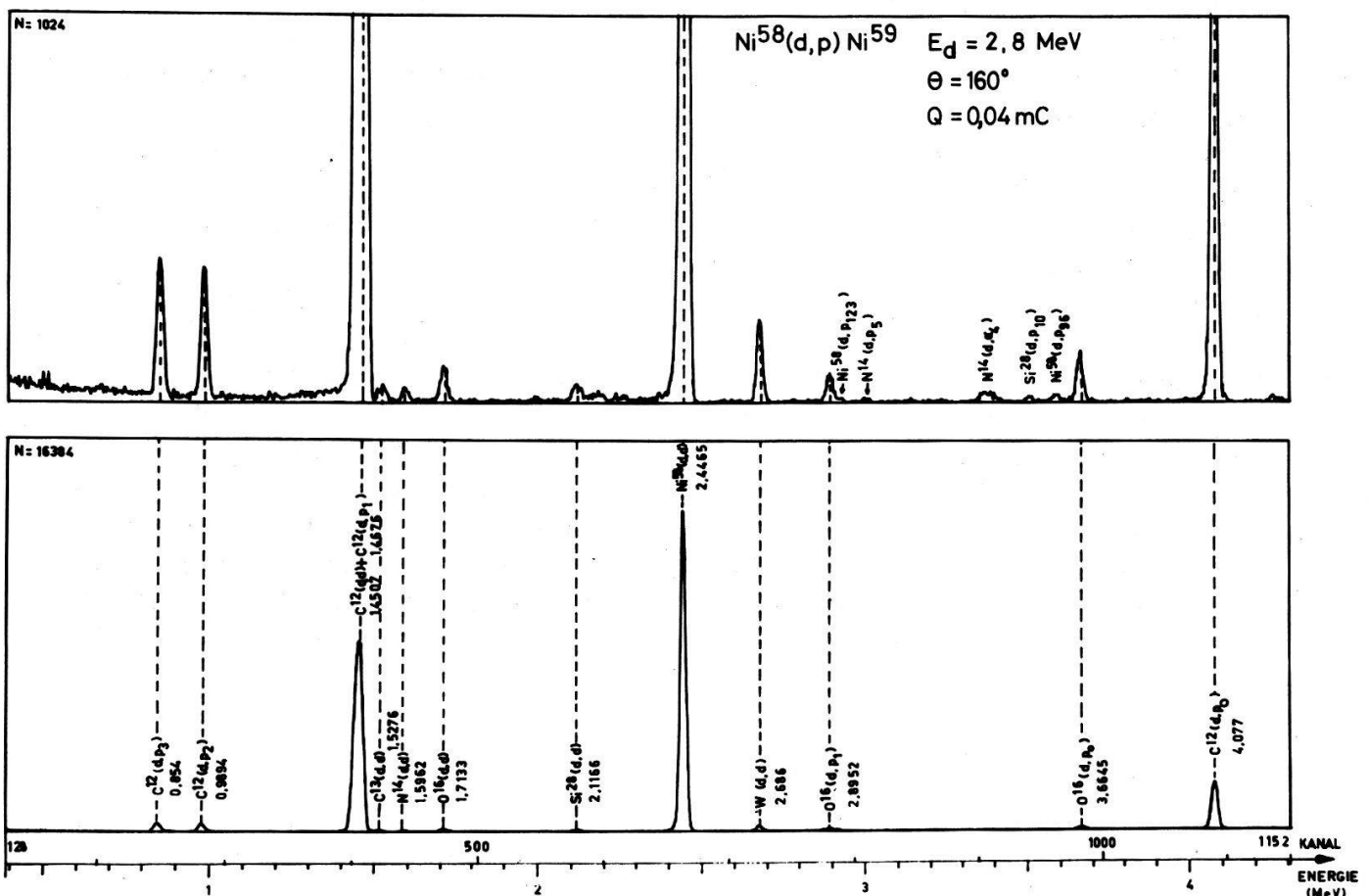
Durch Überwachung der Spektren am Bildschirm während der Messungen können Temperaturdrifteffekte und andere Störungen frühzeitig erkannt werden. Da sich diese Effekte hauptsächlich bei langen Messzeiten auswirken, werden die Messungen in Teile aufgegliedert, von denen keiner länger als drei Stunden ist. Dies macht bis zu drei Einzelmessungen bei den gleichen Einstellungen nötig.

Als Teilchendetektoren werden Silizium-Oberflächen-Sperrschicht-Zähler mit einer aktiven Fläche von 100 mm^2 und einer Dicke von $700 \mu\text{m}$ gewählt. Die Energieauflösung der Dioden beträgt etwa 18 bis 20 keV. Die verwendeten rauscharmen

²⁾ Yissum Research Dev. Comp. of the Hebrew Univ. of Jerusalem, Israel.

3.4. Auswertung

Vor der Bestimmung der Ausbeuten der (d, p) -Reaktionen müssen die Protonengruppen in den Energiespektren identifiziert werden. Wie aus den Figuren 2 und 3 ersichtlich, enthalten die Spektren neben den Protonengruppen aus $\text{Ni}(d, p)$ -Reaktionen viele Spitzen aus Reaktionen an anderen, auf der Target abgelagerten Substanzen. Die Gruppen aus den elastischen Streuungen an diesen Ablagerungen und jene von (d, p) -Reaktionen an C^{12} , N^{14} , O^{16} , C^{13} und Si^{28} erlauben [13, 14] eine gute Energieeichung (Fig. 3). Diese Eichung und die bekannten Energien der Protonen aus den untersuchten Reaktionen [11, 12] ermöglichen die Zuordnung dieser Gruppen. Trotzdem auftauchende Unsicherheiten werden auf Grund der Reaktionskinematik behoben. In den genannten Arbeiten sind die Anregungsniveaus der Endkerne numeriert. Wir haben diese Numerierung übernommen und benützen sie auch zur Kennzeichnung der Protonengruppen aus den Reaktionen in die entsprechenden Niveaus. Die Reaktionsausbeuten werden an der Univac 1108 Grossrechenanlage der Firma SANDOZ⁴⁾ bestimmt. Das Prinzip dieser Auswertung beruht darauf, dass die Spitzen in den Energiespektren angenähert Gaußkurven sind. Die Abweichung von der Normalform ist eine Verbreiterung gegen niedere Energien (vgl. Fig. 4), die von der Stossrate abhängt und von der Basislinienverschiebung in den



Figur 3

Beispiel eines Energiespektrums (2 Darstellungen mit verschiedenen Ordinatenmassstäben) der Deuteronenreaktionen an einer $\text{Ni}^{58} - \text{C}^{12}$ -Folie mit sichtbaren Si, O, N und W Verunreinigungen. Die Bedeutung der Indizes der ausfallenden Teilchen ist in 3.4. erklärt.

⁴⁾ Sandoz AG, Basel, Schweiz.

Verstärkern bewirkt wird. Wir stellen diese Kurve analytisch durch die Funktion $A \cdot f$ dar. A ist die Amplitude, f die Formfunktion, die nach

$$f(E_j, \mu, \sigma, a, \Delta) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E_j - \mu}{\sigma}\right)^2\right] + a \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E_j - \mu + \Delta}{\sigma}\right)^2\right] \quad (3.4a)$$

berechnet wird. Dabei werden E_j , μ , σ und Δ in MeV eingesetzt. E_j ist die Energie, die der Kanalnummer j entspricht. Die drei formbestimmenden Parameter a , σ und Δ werden durch Anpassung an eine ausgewählte Protonengruppe für jedes Spektrum nur einmal bestimmt. Durch die auf diese Weise festgelegte Funktion $A f(\mu)$ wird der erwartete Beitrag der Protonengruppe mit dem Mittelpunkt μ und der Amplitude A zur Zählrate im Kanal j bestimmt. Das Total dieser Zählrate wird durch die Funktion F_j angenähert, wobei die Beiträge aller benachbarten Gruppen und der Untergrundanteil U_j nach

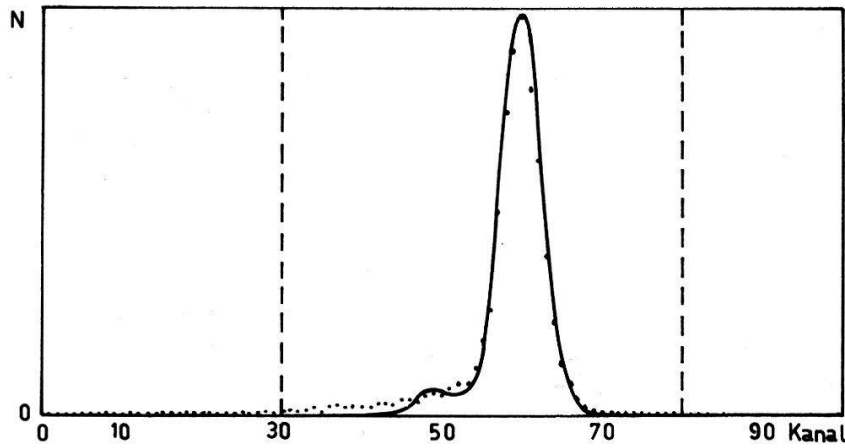
$$F_j = \sum_{i=1}^N A_i \cdot f_j(\mu_i) + U_j \quad (3.4b)$$

berücksichtigt sind. Die Anzahl N der auf einmal berücksichtigten Reaktionen darf nicht grösser als sechs sein, was durch Unterteilung der Spektren in etwa 50 Kanäle breite Stücke erreicht wird. Der Untergrundanteil wird aus einem reinen Kohlenstoffspektrum bestimmt (Figur 2 unten), oder aus Spektren anderer Nickel Isotope, wenn diese im untersuchten Bereich keine Spitzen haben. In Gleichung (3.4b) wären bei der Anpassung die Parameter A_i und μ_i frei wählbar. Bei den μ_i stimmt dies zwar nur bedingt, da sie mit den entsprechenden Werten aus der Literatur ungefähr übereinstimmen sollten. Sind für grosse μ_i Abweichungen zur Literatur von einigen keV erlaubt, so gilt dies für die Differenzen zwischen nahe beieinanderliegenden Spitzen nicht, da sich hier die Unsicherheiten in den Energieeichungen und die Nichtlinearitäten der Verstärker kaum auswirken. Aus diesem Grunde nehmen wir für die Spitzen eines Auswertungsintervalls die Umformungen $\mu_i = \mu_1 + \delta_i$ vor, wobei für die Energiedifferenzen δ_i die Werte aus der Literatur genommen werden. Somit kann bei der Anpassung ausser den Amplituden A_i nur noch die Energie der ersten Protonengruppe μ_1 (ausgehend vom Literaturwert) variiert werden. Da die Spektren für eine automatische Auswertung zu kompliziert sind, ist das Auswerteprogramm in 'Conversational Fortran' geschrieben. Auf einem Bildschirm können die Spektrentteile mit ihren analytischen Darstellungen verglichen werden (Figuren 4 und 5). Zu jeder Anpassung wird

$$\chi^2 = \frac{1}{n - p} \sum_{j=k}^{k+n-1} \frac{(m_j - F_j)^2}{F_j} \quad (3.4c)$$

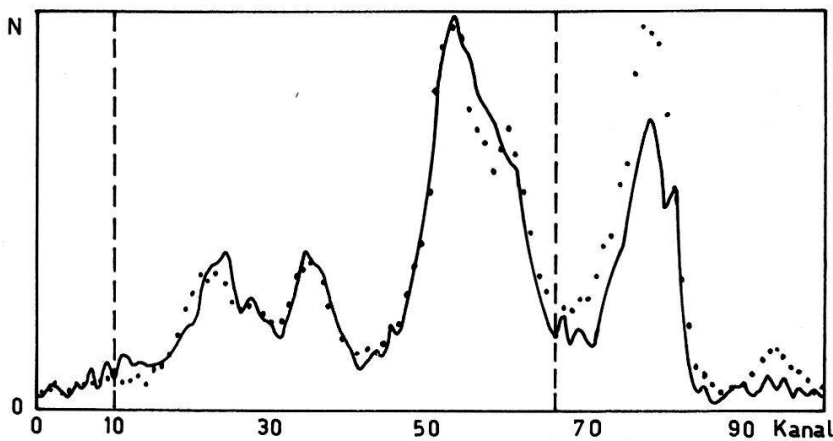
bestimmt, wobei m_j die Messwerte, F_j die angepassten Werte, n die Anzahl Kanäle des Intervalls und p die Anzahl angepasster Parameter von F_j sind. Ist dieses Chi-Quadrat, wie auch der optische Eindruck befriedigend, werden für alle Protonengruppen des Ausschnitts die Ausbeuten N_i und deren Fehler ΔN_i nach

$$N_i = A_i \sum_{j=K}^M f_j(\mu_i) \quad (3.4d)$$



Figur 4

Ausschnitt aus einem Energiespektrum von Deuteronenreaktionen an Ni^{58} gemessen bei 155° (Labor-system). Die Punkte stellen die Messwerte von der Protonengruppe aus der Reaktion $\text{Ni}^{58}(d, p_0)\text{Ni}^{59}$ dar. Zwischen Kanal 30 und 80 werden diese durch die ausgezogene Doppelgausskurve angenähert. Die Figur entspricht den Darstellungen auf dem Bildschirm bei der Computerauswertung, die zur optischen Begutachtung der Anpassung dienen.



Figur 5

Ausschnitt aus einem Energiespektrum von Deuteronenreaktionen an Ni^{58} . Die Messwerte zwischen Kanal 10 und 66 (Punkte) werden durch 5 Doppelgausskurven (Figur 4) und Untergrund angenähert. Die fünf Normalkurven stellen die in dieses Intervall fallenden Protonengruppen p_{21} bis p_{25} dar. Ausserhalb der Intervallgrenzen entspricht die Kurve dem Untergrund. Diese Darstellungen dienen der optischen Begutachtung der Anpassungen während der Computerauswertung.

und

$$\Delta N_i = \left(\sum_{j=K}^M m_j + \sum_{j=K}^M U_j \right)^{1/2} \cdot \sqrt{\chi_i^2} \quad (3.4e)$$

berechnet, wobei A_i , f_j , m_j und U_j die gleiche Bedeutung haben wie früher. Die Summationsgrenzen werden so gewählt, dass die den Grenzkanälen entsprechenden Energien E_K und E_M die Bedingungen $E_K \cong \mu_i - \sigma$ und $E_M \cong \mu_i + \sigma$ erfüllen. χ_i^2 wird nach (3.4c) für das Summationsintervall K bis M bestimmt. In (3.4e) wird der statistische Fehler mit der Wurzel aus χ_i^2 multipliziert um die Güte der Anpassung zu berücksichtigen. Die Quotienten aus den nach (3.4d) berechneten Reaktionsausbeuten N_i und der Ausbeute der elastischen Streuung N_{el} sind die Anregungswahrscheinlichkeiten W_i . Aus diesen und dem elastischen Querschnitt können die

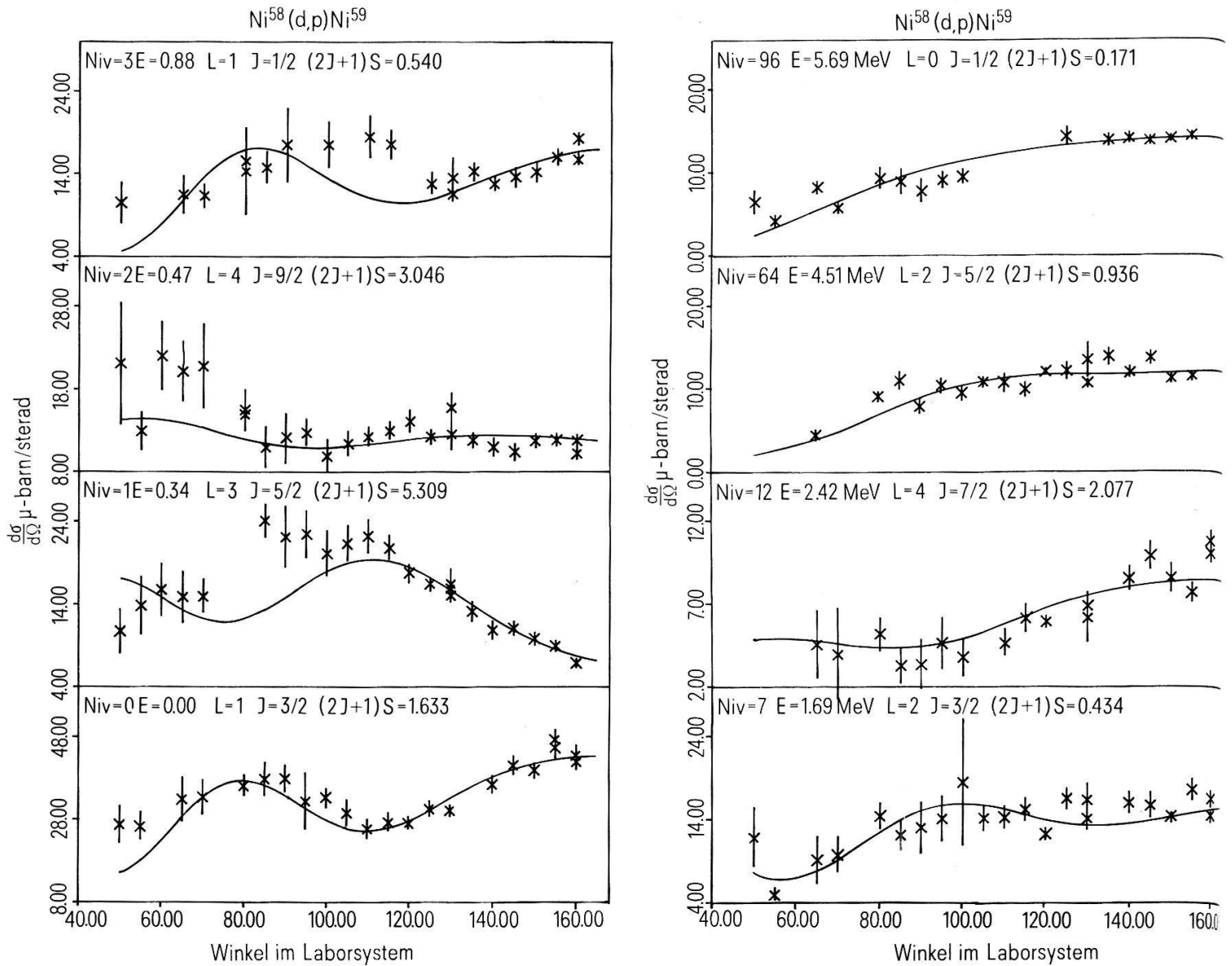
Reaktionsquerschnitte bestimmt werden. Da für die Energie von 2,8 MeV der Querschnitt für die elastische Deuteronenstreuung mit Abweichungen kleiner als zwei % mit dem Rutherfordquerschnitt übereinstimmt (durch Kontrollmessungen und Rechnungen geprüft), können diese nach folgender Formel berechnet werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_i = W_i \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth.}} \quad (3.4f)$$

Die Fehler von N_{el} sind gegenüber jenen von N_i vernachlässigbar. Das gleiche gilt für jene Fehler die vom Ersetzen des elastischen- durch den Rutherfordquerschnitt herrühren. Daher kann der Fehler Δ_i der nach (3.4f) bestimmten Querschnitte nach

$$\Delta_i = \Delta N_i \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth.}} \cdot \frac{1}{N_{\text{el}}} \quad (3.4g)$$

berechnet werden.



Figur 6

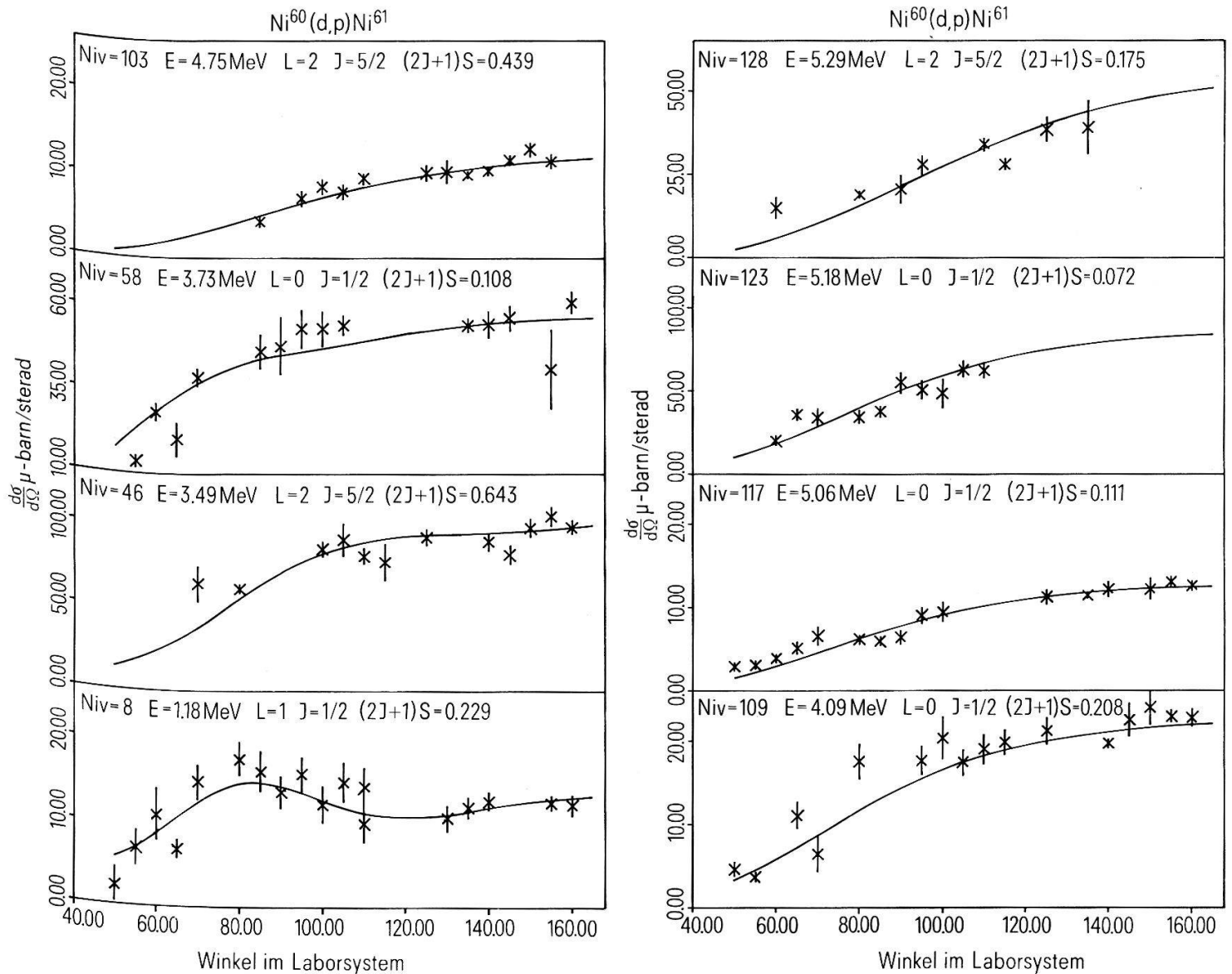
Winkelverteilungen für einige Protonengruppen aus den $\text{Ni}^{58}(\text{d}, \text{p})\text{Ni}^{59}$ Reaktionen. Die Punkte sind experimentelle Daten, die Linien sind berechnete Verteilungen.

In den Figuren 6 bis 9 sind die Winkelverteilungen der Reaktionsquerschnitte einiger Strippingreaktionen zu sehen. In 4.4. ist beschrieben, wie aus den Messdaten durch Anpassung der theoretischen Winkelverteilungen die spektroskopischen Faktoren bestimmt werden. Die angepassten theoretischen Verteilungen sind in den Figuren 6 bis 9 als ausgezogene Linien zu sehen.

4. Theoretische Anpassung

4.1. Optisches Potential für die Protonen

Die Energie der auslaufenden Protonen liegt bei $\text{Ni}(d, p) \text{Ni}$ Reaktionen zum Teil erheblich über der Coulombbarriere. Daher wird das optische Potential, das die entsprechende elastische Streuung dieser Protonen beschreibt, den grössten Einfluss auf die Reaktionsamplitude haben. Da eine direkte Messung dieser elastischen Streuung für uns nicht möglich ist, benutzen wir die Messungen von Greenlees *et al.*



Figur 7
Winkelverteilungen für einige Protonengruppen aus den $\text{Ni}^{60}(d, p)\text{Ni}^{61}$ Reaktionen. Die Punkte sind experimentelle Daten, die Linien sind berechnete Verteilungen.

[15], die u.a. die Streuung von 9,4 MeV Protonen an Ni^{58} und Ni^{60} mit einem optischen Potential analysiert haben. Diese Energie stimmt fast mit der Energie der Protonen aus der Grundzustandsreaktion $\text{Ni}^{58}(d, p)\text{Ni}^{59}$ (g.s.), $E_p = 9,64$ MeV überein. In Anlehnung an diese Arbeit setzen wir das Potential

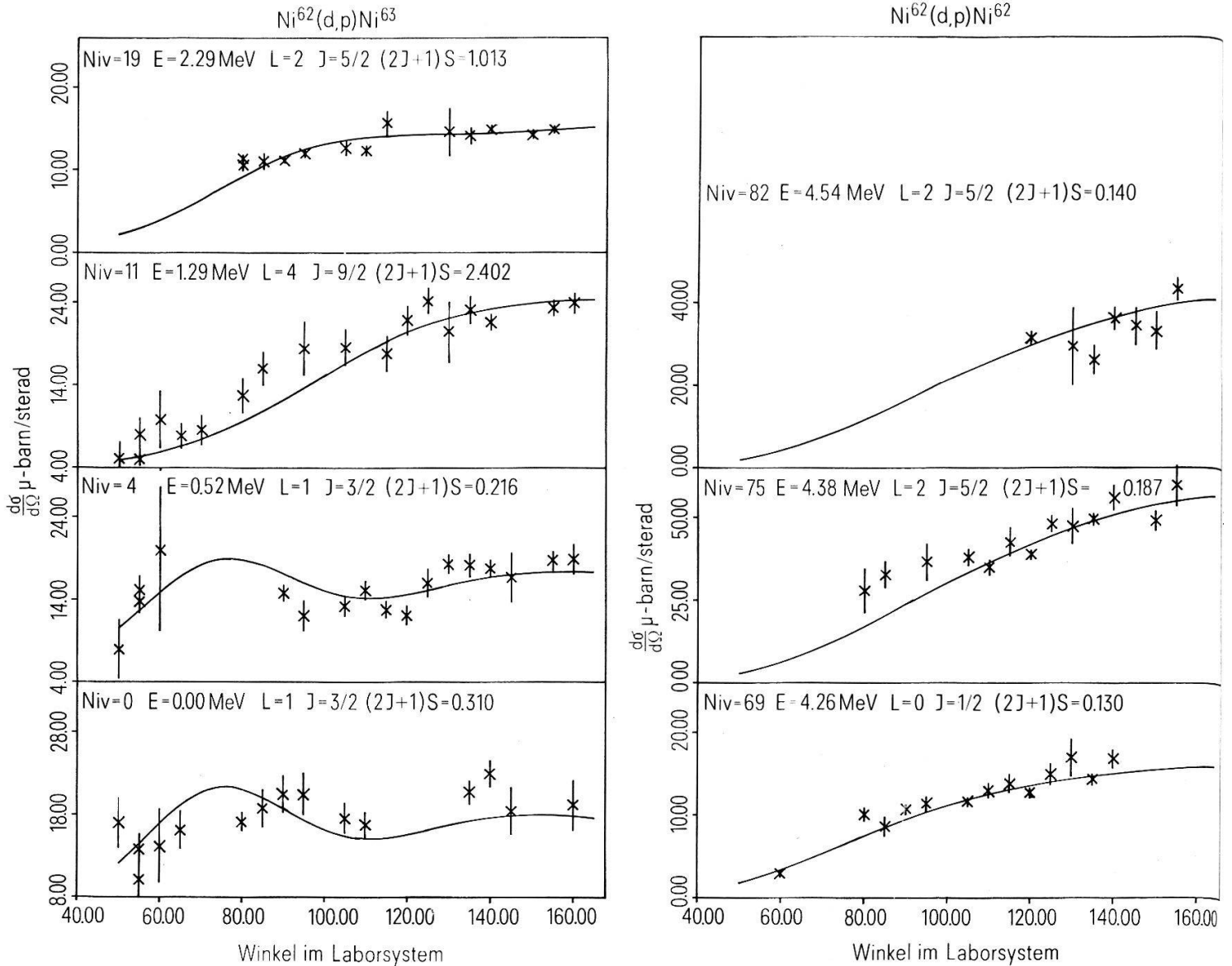
$$V_{pB} = V_C(r) + V \cdot f(r) + iWa \frac{df(r)}{dr} + V_{so} \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \sigma \mathbf{l} \quad (4.1a)$$

mit der Saxon-Wood-Form

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_0 A^{1/3}}{a}\right) \right]^{-1} \quad (4.1b)$$

an. Die Parameter haben dabei folgende Werte:

$$V = \begin{cases} +46,0 \text{ MeV} & \text{für } \text{Ni}^{59+61} \\ +46,5 \text{ MeV} & \text{für } \text{Ni}^{63+65} \end{cases} \quad r_0 = 1,3 \text{ fm}, a = 0,65 \text{ fm},$$



Figur 8

Winkelverteilungen für einige Protonengruppen aus den $\text{Ni}^{62}(d, p)\text{Ni}^{63}$ Reaktionen. Die Punkte sind experimentelle Daten, die Linien sind berechnete Verteilungen.

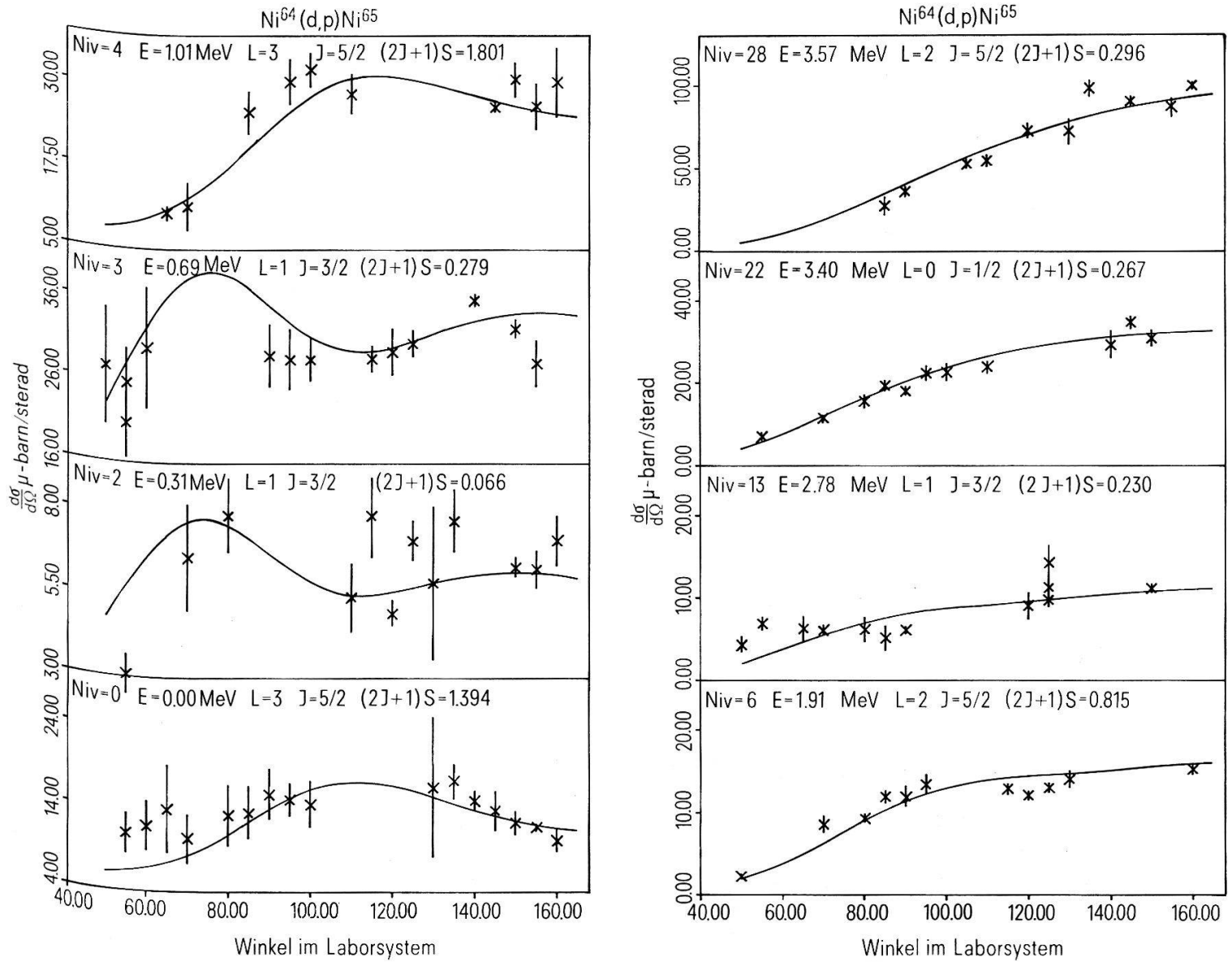
und

$$W = -32,8 \text{ MeV}, \quad V_{\text{so}} = 12 \text{ MeV(fm)}^2.$$

Da bei unseren Messungen die Energie der Protonen bis zum Maximalwert $E_p = 9,64 \text{ MeV}$ stark variiert, können wir dieses Potential nicht für alle Energien übernehmen, sondern korrigieren die Energieabhängigkeit wie üblich [16] durch den Ansatz

$$V = V_0 - c \cdot E_p, \quad \text{mit } c \cong 0,55, \quad (4.1c)$$

wobei V_0 für Ni^{58} so bestimmt wird, dass $V = 46,0 \text{ MeV}$ für $E_p = 9,4 \text{ MeV}$. Weiterhin müssen wir berücksichtigen, dass wir die elastische Streuung von Protonen an Ni^{59} , Ni^{61} , Ni^{63} und Ni^{65} beschreiben müssen. Der Uebergang vom Potential von



Figur 9

Winkelverteilungen für einige Protonengruppen aus den $\text{Ni}^{64}(d,p)\text{Ni}^{65}$ Reaktionen. Die Punkte sind experimentelle Daten, die Linien sind berechnete Verteilungen.

Ni^{58} , das durch Messungen bestimmt ist, zu den Potentialen der anderen Isotope wird durch den Ansatz

$$V_0 = v_0 + v_1 \frac{N - Z}{A} + v_2 \frac{Z}{A^{1/3}} \quad (4.1d)$$

vollzogen [15, 16]. Dabei ist in unserem Fall $v_0 = 42,4$ MeV, $v_1 = 19$ MeV und $v_2 = 0,4$ MeV. Glücklicherweise wirkt sich die geringe Unsicherheit in der Konstanten c in Gleichung (4.1c) in unserem Fall nicht aus. Reaktionen zu hoch angeregten Niveaus, bei denen der Einfluss dieser Unsicherheit auf die Potentialparameter am grössten ist, sind kaum mehr empfindlich auf das Protonenpotential.

4.2. Optisches Potential für die Deuteronen

Da uns keine systematische Studie für die optischen-Modellparameter bekannt ist, wurden diese durch Anpassung an die vorliegenden differentiellen Stripping-Querschnitte bestimmt. Dabei wurde beachtet, dass die Berechnung des elastischen Streuquerschnittes der Deuteronen innerhalb weniger Prozente den, auch experimentell gefundenen Rutherford-Wert hat. Weiterhin sollen die Parameter in der Grössenordnung liegen, die von anderen Autoren [16, 29, 30] durch Anpassung bei Energien oberhalb der Coulombbarriere bestimmt wurden. In unserem Fall erweist sich die Tiefe V des reellen Woods-Saxon-Potentials als Parameter mit dem grössten Einfluss. Es ist unmöglich, mit dem in der Literatur angegebenen Wert von -130 bis -110 MeV eine konsistente Darstellung unserer Messdaten zu erhalten. Dies gelingt jedoch leicht, wenn man den, ebenfalls in der Literatur angegebenen Wert von -70 bis -60 MeV benutzt (siehe Abschnitt 4.4.). Der Einfluss einer Variation der anderen Parameter des Deuteronenpotentials ist wesentlich geringer; insbesondere zeigt es sich, dass die Mitnahme eines Spin-Bahn-Potentials und einer Volumenabsorption einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Winkelverteilung hat. Diese Terme werden daher weggelassen.

4.3. Optisches Potential für das Neutron

Für das Woods-Saxon-Potential für das gebundene Neutron benutzen wir die in [17] angegebenen Werte: $r = 1,3$ fm, $a = 0,65$ fm und $\lambda = 25$, wobei λ die Stärke der Spin-Bahn-Kopplung ist. Die Tiefe des Einteilchenpotentials wird dabei nach der 'Separationsenergiemethode' bestimmt. Der Einfluss dieser Parameter auf die Bestimmung der spektroskopischen Faktoren wird weiter unten untersucht.

4.4. Bestimmung der spektroskopischen Faktoren mit dem Code DWUCK [8]

Zur Bestimmung der spektroskopischen Faktoren nach Gleichung (2.1i) ist es notwendig, die Werte für N , l und j für das bevölkerte Niveau anzugeben. Zu diesem Zweck benutzen wir, wenn möglich, Literaturwerte, die aus Schalenmodellrechnungen stammen, resp. bei höheren Deuteronenenergien aus (d, p) -Reaktionen bestimmt wurden [18, 19, 20].

Bei einigen tiefliegenden Niveaus mussten wir, um Uebereinstimmung mit dem Experiment zu erhalten, von der Literatur abweichende Werte benutzen. Bei höheren Anregungsenergien ist auf Grund der besseren Subcoulomb-Bedingungen – wie

bekannt – die Abhängigkeit der Winkelverteilung von N , l und j so schwach, dass durchwegs die Literaturwerte benutzt werden konnten.

Zur Bestimmung des besten optischen Deuteronenpotentials wurden beispielsweise für Ni^{58} die theoretischen Winkelverteilungen der Reaktionen in die fünf Niveaus 0, 1, 2, 12 und 96 des Ni^{59} durch Variation der Potentialparameter an die gemessenen Verteilungen angepasst. Das Potential, das hierbei die geringste Abweichung zwischen Theorie und Experiment ergab, d.h. bei dem die Summe der χ^2 der fünf Verteilungen minimal ($\cong 10$) war, bestimmte sich zu:

$$\begin{aligned} V &= -64,44 \text{ MeV}, & r_R &= 1,25 \text{ fm}, & a_R &= 0,76 \text{ fm}, \\ W &= 14,00 \text{ MeV}, & r_I &= 1,25 \text{ fm}, & a_I &= 0,72 \text{ fm}. \end{aligned}$$

Als Ergebnisse der Anpassung für alle gemessenen Strippingreaktionen ergaben sich die spektroskopischen Faktoren nach (2.1i) und die reduzierten Normierungen nach (2.1i, g). Diese Werte, ihre Fehler, sowie Vergleichswerte aus Messungen bei höheren Deuteronenergien [19, 20] sind in den Tabellen 1 bis 4 aufgeführt. Die Fehler, bei denen die Unsicherheiten in der Bestimmung der Potentialparameter nicht berücksichtigt sind, werden aus jenen der Reaktionsquerschnitte (3.4g) berechnet. Zu Vergleichszwecken dienen die Artikel [21–25].

4.5. Sensitivität der spektroskopischen Faktoren

Nach der Bestimmung der spektroskopischen Faktoren ist es natürlich ausserordentlich wichtig zu wissen, wie zuverlässig diese Werte sind. Da sich ihre Fehler nicht allein als Kombination von Mess- und Anpassungsfehlern ergeben (Tabellen 1–4), sondern auch aus den Unsicherheiten der Parameter der optischen Potentiale, soll hier gezeigt werden wie gross die Auswirkungen der letzteren sind. Zu diesem Zweck haben wir die Parameter des Deuteronenpotentials, ausgehend von den Werten die die optimale Anpassung ergeben, so abgeändert, dass eine möglichst starke Veränderung der spektroskopischen Faktoren eintritt. Die Güte der Anpassung wird durch die χ^2 -Werte gekennzeichnet (optimaler Wert = χ_0^2). In Figur 10 haben wir dargestellt, wie sich die spektroskopischen Faktoren von drei Niveaus als Funktion der Änderung der χ^2 -Werte ändern, wenn man die Parameter V und a_R in Richtung der grössten Gradienten von S_{lj} variiert. Wie zu sehen ist, ändert sich dabei der spektroskopische Faktor für die Grundzustandsreaktion um höchstens 15%, wenn sich der Wert ($\chi^2 - \chi_0^2$) von null auf eins verändert. Naturgemäss verringert sich diese Abhängigkeit, wenn man Strippingreaktionen zu angeregten Niveaus betrachtet und verschwindet bei hoch angeregten fast vollständig (vgl. Niveau 96 in Figur 10). Dies bestätigt, dass im Subcoulomb-Fall die spektroskopischen Faktoren mit guter Genauigkeit bestimmt werden können. Bei dieser Sensitivitätsanalyse werden die Parameter vom Protonen- und Neutronenpotential festgehalten. Während das Protonenpotential als durch elastische Streudaten bestimmt angesehen wird, besteht eine gewisse Freiheit in der Wahl des Neutronenpotentials. Die dadurch entstehende Unsicherheit in den spektroskopischen Faktoren lässt sich jedoch nach [5, 26] umgehen, wenn man statt S_{lj} die in Gleichung (2.1g) definierte reduzierte Normierung betrachtet. Wie in Figur 11 für die Reaktion in das erste angeregte Niveau in Ni^{59} gezeigt wird, ändert sich Λ_{lj} nicht merklich bei Variation der drei Parameter a_R , r_0 , λ , während S_{lj} eine deutliche Änderung erfährt. Natürlich ist bei Stripping in höher liegende Niveaus diese Abhängigkeit geringer. Die Modellunabhängigkeit der reduzierten Normierungen veranlasste uns, sie als weitere Grössen in unsere Tabellen aufzunehmen.

5. Schlussbemerkungen

Die Unsicherheiten der optischen Potential-Parameter bestimmen die Fehler der spektroskopischen Faktoren für die tiefliegenden Niveaus (4.5.). Dies erklärt sich daraus, dass die Protonenenergien im Ausfallskanal über der Coulombbarriere liegen (s. Abschnitt 2.2. und Anhang). Für genügend hoch angeregte Niveaus (Q -Wert kleiner 2,5 MeV) sind die spektroskopischen Faktoren nur noch sehr schwach potentialabhängig. In diesen Fällen werden aber zwei weitere Ursachen fehlerbestimmend: Die intensiven Protonengruppen aus Verunreinigungen erschweren die Bestimmung der Ausbeuten, und die Beiträge aus Compoundreaktionen werden prozentual wichtiger. Insbesondere deutet die Form einiger Winkelverteilungen von Reaktionen mit kleinen Querschnitten auf das Auftreten von Zwischenkern-Reaktionen als Konkurrenzprozesse hin. In diesen Fällen stellt man eine durch direkte Reaktionen nicht erklär-bare Zunahme der Querschnitte gegen Vorwärtswinkel fest. Die aus den aufgezählten Gründen erwachsenden Unsicherheiten lassen sich schwer abschätzen und sind daher bei den Fehlerangaben in den Tabellen nicht berücksichtigt.

Beim Vergleich der spektroskopischen Faktoren aus unseren Messungen mit jenen von [19, 20] zeigt sich, dass wir mehrheitlich um zwanzig bis sechzig Prozent kleinere Werte erhalten. Bei Ni^{59} gilt dies für 50%, bei Ni^{61} für 60%, bei Ni^{63} für 75%

Tabelle 1
Resultate von $\text{Ni}^{58}(d, p)\text{Ni}^{59}$ Reaktionen

Niv. Num.	Anreg. Energ. (MeV)	l_n	$2J_f$	$d\sigma/d\Omega$ max ($\mu\text{B}/\text{sr}$)	$(2J_f + 1)S$ [19]	$(2J_f + 1)S$	$(2J_f + 1)\Lambda$	% rel. Fehler von S und Λ	χ^2
0	0.0	1	3	47.21	2.77	1.573	906.0	1.9	1.74
1	0.34	3	5	22.22	5.19	5.372	117.9	2.7	2.21
2	0.466	1	1	22.0	1.24	0.527	228.9	5.9	7.5
3	0.88	1	1	18.42	0.311	0.54	201.6	3.1	2.82
7	1.685	3	5	18.49	0.605	3.166	36.59	5.6	7.14
9	1.748	1	1	5.26	0.031	0.081	21.79	7.0	1.95
11	1.953	2	5	5.76	—	0.107	14.33	5.7	0.57
12	2.418	4*)	7	10.74	—	1.787	2.08	3.0	2.39
15	2.635	3	5	4.54	0.307	0.476	4.54	2.6	0.20
20	2.901	2	5	6.50	0.006	0.069	5.74	10.3	2.09
21	3.035	1	3	16.54	0.032	0.119	20.5	4.4	1.75
22	3.06	4	9	26.95	7.5	3.53	4.52	3.7	2.22
24	3.186	1	1	11.36	0.03	0.094	13.74	4.9	2.32
28	3.356	1	3	13.48	—	0.083	12.28	5.1	1.89
32	3.416	1	1	12.69	0.154	0.091	11.78	4.7	2.53
35	3.544	2	5	14.88	0.197	0.137	7.99	4.6	3.85
39	3.696	2	5	8.38	0.017	0.069	3.72	7.6	1.26
44	3.866	1	3	20.83	0.101	0.121	14.12	5.1	1.52
50	4.036	1	1	10.76	0.052	0.064	6.30	3.8	2.26
54	4.154	1	1	8.49	0.054	0.037	3.44	6.8	3.19
64	4.506	2	5	137.5	1.44	0.945	30.86	1.9	2.45
71	4.799	2	5	36.26	0.257	0.190	5.12	6.6	1.46
89	5.458	2	5	44.15	0.31	0.176	2.94	4.3	6.49
92	5.569	0	1	53.84	0.126	0.049	6.01	8.6	7.01
96	5.692	0	1	143.2	0.268	0.169	19.30	1.7	1.89
123	6.380	0	1	130.1	0.175	0.0898	6.65	11.1	4.58

*) von Ref. [19] verschiedener Drehimpuls.

und bei Ni^{65} für 70% der Niveaus. Die Ausnahmen von dieser 'Regel' machen vorwiegend die kleineren spektroskopischen Faktoren, deren Bestimmung im Sub-coulomb Fall, wie erwähnt, durch Beiträge von Zwischenkern-Reaktionen und durch schlechte Statistik am meisten gefährdet ist. Dass die spektroskopischen Faktoren kleiner sind, mag ganz oder teilweise eine Folge der verbesserten theoretischen Auswertungsmethoden sein. Insbesondere wurden in den früheren Arbeiten [19, 20] die Wellenfunktionen der Neutronen nicht für ein Woods-Saxon Potential berechnet. Die Spin-Bahn Kopplung und die Nichtlokalität der Potentiale wurden vernachlässigt. Weiterhin wurden die Effekte der endlichen Reichweite nur teilweise korrigiert. Ob Messungen bei verschiedenen Einschussenergien (unterhalb und oberhalb des Coulombwalls) auch bei identischer Auswertung und Messung zu verschiedenen spektroskopischen Faktoren führen, kann aus den genannten Gründen nicht entschieden werden.

Anerkennung

Für ihre Unterstützung bei diesem Experiment möchte ich allen Mitarbeitern im Elektroniklabor und in der mechanischen Werkstatt des Instituts für Physik herzlich danken. Bei der Auswertung der Messungen mit dem Computer haben sich die Herren Dr. H. J. Tobler und Ch. Walliser von der Firma Sandoz AG in zuvorkommender Weise persönlich eingesetzt und dadurch die Verwendung der Bildschirmeinheit ermöglicht.

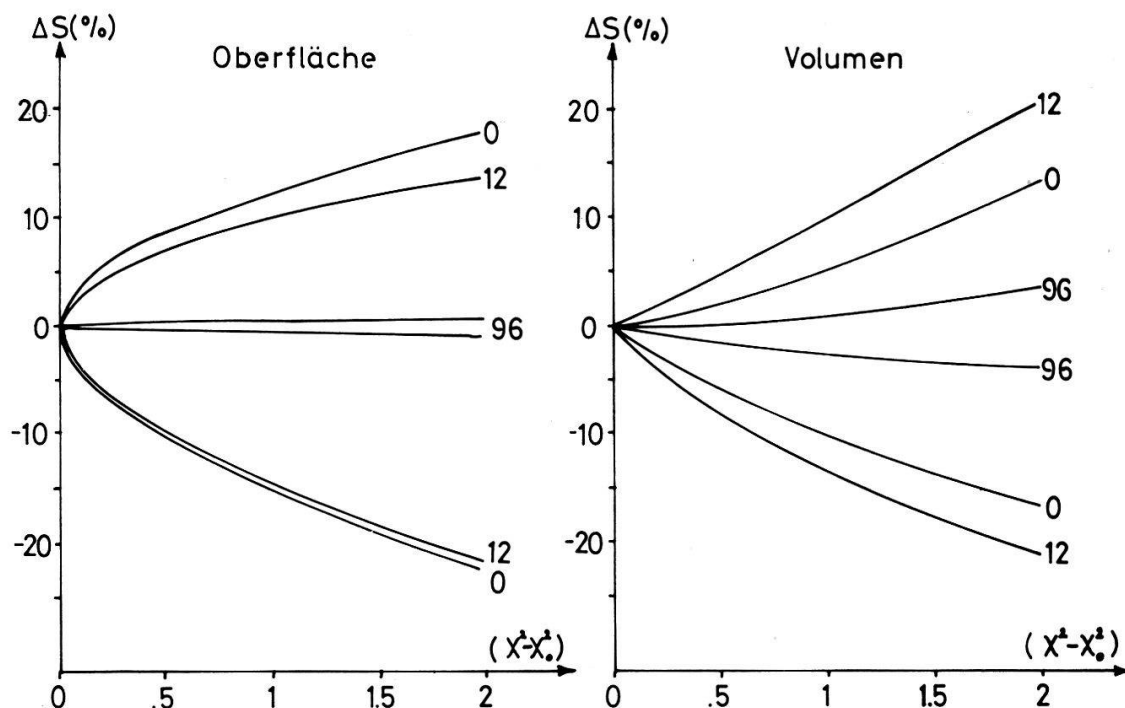
Diese Arbeit wurde vom Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung finanziell unterstützt.

Tabelle 2
Resultate von $\text{Ni}^{60}(d, p)\text{Ni}^{61}$ Reaktionen

Niv. Num.	Anreg. Energ. (MeV)	l_n	$2J_f$	$d\sigma/d\Omega$ max ($\mu\text{B}/\text{sr}$)	$(2J_f + 1)S$ [19]	$(2J_f + 1)S$	$(2J_f + 1)\Lambda$	% rel. Fehler von S und Λ	χ^2
0	0.000	1	3	36.90	1.67	0.752	294.25	3.9	6.2
1	0.065	3	5	20.43	3.37	3.646	56.41	5.1	5.5
2	0.280	1	1	26.95	1.21	0.733	231.03	3.4	5.1
3	0.654	1	3	4.72	0.040	0.086	25.81	7.5	4.1
4	0.906	1	1	5.25	0.232	0.088	21.63	9.4	4.3
6	1.099	1	1	6.33	0.183	0.115	26.19	4.5	2.1
7	1.134	3	5	5.42	0.271	0.507	4.52	12.7	8.0
8	1.184	1	1	16.31	0.255	0.244	53.31	6.2	3.6
17	2.123	1	1	32.98	0.29	0.338	49.10	3.8	4.2
23	2.619	2	5	39.49	0.53	0.345	17.54	2.5	2.4
28	2.848	1	1	5.08	0.018	0.037	3.81	8.1	3.3
31	3.053	0	1	21.10	0.083	0.060	15.46	5.2	8.4
46	3.486	2	5	104.5	1.0	0.607	18.71	2.3	1.9
53	3.621	2	5	22.09	0.186	0.114	3.19	5.5	3.8
58	3.730	0	1	61.39	0.078	0.105	19.18	4.9	5.6
77	4.234	1	1	14.33	0.046	0.037	1.80	7.8	4.5
102	4.741	1	1	115.4	—	0.202	7.12	10.5	8.6
103	4.752	2	5	129.4	0.55	0.429	5.11	2.3	1.8
109	4.903	0	1	238.8	0.25	0.205	18.95	2.4	2.3
117	5.056	0	1	130.2	0.16	0.111	10.25	2.7	4.9
123	5.183	0	1	83.29	0.115	0.072	6.65	7.0	4.6
128	5.295	2	5	49.99	0.155	0.175	2.09	6.9	5.6

Tabelle 3
Resultate von $\text{Ni}^{62}(d, p)\text{Ni}^{63}$ Reaktionen

Niv. Num.	Anreg. Energ. (MeV)	l_n	$2J_f$	$d\sigma/d\Omega$ max ($\mu\text{B}/\text{sr}$)	$(2J_f + 1)S$ [20]	$(2J_f + 1)S$	$(2J_f + 1)\Lambda$	% rel. Fehler von S und Λ	χ^2
0	0.000	1	3	22.92	0.747	0.414	113.81	4.9	3.0
1	0.088	3	5	18.53	2.39	2.32	22.87	5.0	3.2
2	0.155	1	3	32.32	1.065	0.567	145.85	4.1	9.9
4	0.518	1	3	19.96	0.306	0.276	60.52	3.2	2.2
11	1.292	4	9	24.24	6.1	3.376	3.71	3.9	3.7
19	2.291	2	5	156.8	1.66	1.245	46.02	3.3	5.9
21	2.514	4	9	15.61	2.7	1.606	0.60	5.2	2.8
23	2.692	2	5	11.88	0.16	0.081	2.27	3.7	0.8
26	2.941	0	1	166.3	0.375	0.275	46.48	3.6	4.7
34	3.283	2	5	44.56	3.96	0.213	3.91	2.6	2.3
48	3.709	2	5	25.55	0.212	0.096	1.24	7.0	6.7
55	3.912	2	5	49.60	—	0.159	1.73	2.4	1.4
56	3.939	2	5	87.55	0.739	0.302	3.21	2.9	3.7
61	4.052	2	5	117.5	0.258	0.418	4.01	8.5	8.5
69	4.258	0	1	169.6	0.18	0.137	10.39	2.5	2.5
75	4.376	2	5	59.69	0.309	0.194	1.36	2.8	2.5
82	4.544	2	5	43.20	0.165	0.145	0.85	4.2	1.8



Figur 10
Sensitivitätstest: Deuteronenpotential.

Anhang

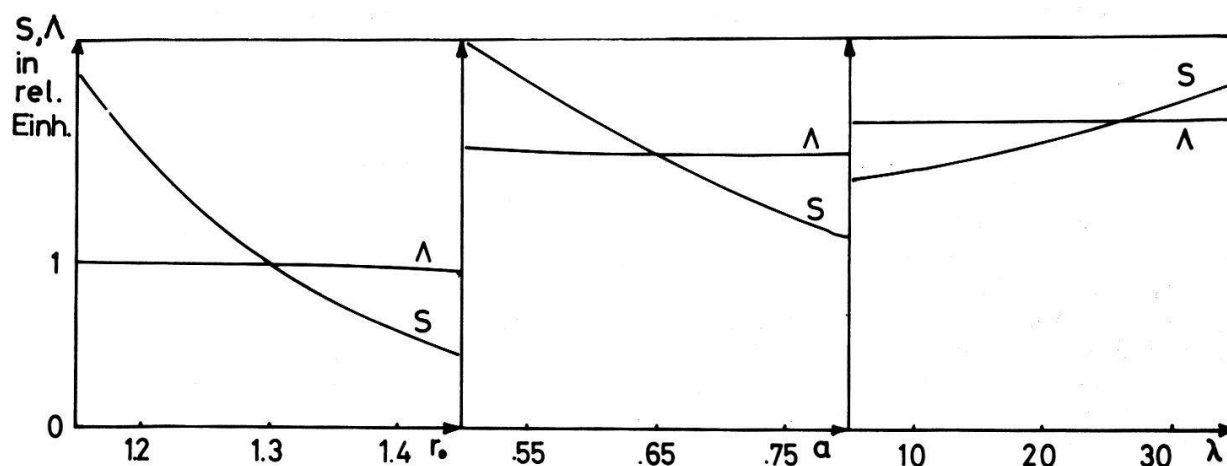
In Tabelle 5 werden die Teilchenenergien für (d, p) -Reaktionen bei 2,8 MeV Deuteronenenergie mit den Höhen der Coulomb-Wälle (V_c) verglichen. V_c hängt ausser von den Kernladungszahlen Z_1 , Z_2 und den Nukleonenzahlen A_1 , A_2 des Teilchenpaares noch von der Art der verwendeten Kernpotentiale und von den

Tabelle 4
Resultate von $\text{Ni}^{64}(d, p)\text{Ni}^{65}$ Reaktionen

Niv. Num.	Anreg. Energ. (MeV)	l_n	$2J_f$	$d\sigma/d\Omega$ max ($\mu\text{B}/\text{sr}$)	$(2J_f + 1)S$ [20]	$(2J_f + 1)S$	$(2J_f + 1)\Lambda$	% rel. Fehler von S und Λ	χ^2
0	0.000	3	5	17.54	1.49	1.32	9.58	3.0	1.4
1	0.062	1	3	51.08	1.23	0.549	110.72	6.6	9.2
2	0.309	1	3	7.49	0.173	0.072	12.96	5.4	3.3
3	0.686	1	3	39.25	0.615	0.286	42.92	3.2	4.8
4*)	1.013	3	5	32.31	2.3	1.802	6.87	2.6	1.4
6	1.915	2	5	157.9	1.3	0.766	22.68	2.8	3.2
13	2.785	1†)	3	110.3		0.247	11.52	5.7	4.3
22	3.401	0	1	346.8	0.267	0.267	20.20	3.0	2.2

*) Drehimpulse und spektroskopische Faktoren aus MIT report (siehe Ref. [20]).

†) von Ref. [20] verschiedener Drehimpuls (bessere Anpassung).



Figur 11
Sensitivität von S und Λ auf Variation der Parameter des Neutronenpotentials (Stützstelle: $r_0 = 1,3$, $a = 0,65$, $\lambda = 25$).

Kernradien ab. Die Tabellenwerte sind für Woods-Saxon Kernpotentiale (für scharfe Kerne) nach folgenden Formeln berechnet:

für Deuteronen:

$$V_c(d) = \frac{1,44 Z}{2,2 + R_0 A^{1/3} + 2,2d} \text{ MeV}$$

für Protonen:

$$V_c(p) = \frac{1,44Z}{2,2d + R_0(A^{1/3} + 1)} \text{ MeV}$$

Dabei sind: $d = 0,65$ fm und $R_0 = 1,25$ fm (in fm eingesetzt) mit den Bedeutungen:

Diffuseness = d

Radius = $R_0 A^{1/3} + 2,2d$

Tabelle 5
Teilchenenergien*) im Vergleich zu den Coulomb-Wällen

	Einfallskanal ($E_d = 2.8$ MeV)		Ausfallskanal		
	Paar	V_c (MeV)	Paar	V_c (MeV)	Ep_0 (MeV)†)
Target-Isotope	Ni ⁵⁸ -d	4.76	Ni ⁵⁹ -p	5.34	9.58
	Ni ⁶⁰ -d	4.73	Ni ⁶¹ -p	5.30	8.40
	Ni ⁶² -d	4.70	Ni ⁶³ -p	5.26	7.41
	Ni ⁶⁴ -d	4.67	Ni ⁶⁵ -p	5.23	6.67
Verunreinigungen	C ¹² -d	1.33	C ¹³ -p	1.53	5.52
	N ¹⁴ -d	1.51	N ¹⁵ -p	1.74	11.41
	O ¹⁶ -d	1.69	O ¹⁷ -p	1.95	4.72
	Si ²⁸ -d	2.71	Si ²⁹ -p	3.09	9.05

*) Die Teilchenenergien gelten für das Laborsystem, unterscheiden sich aber nur unwesentlich von jenen im Schwerpunktsystem.

†) Die zur Bestimmung von Ep_0 (Protonenenergie für die Reaktion in den Grundzustand) verwendeten Q -Werte stammen aus Ref. [14].

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] L. J. B. GOLDFARB, Nucl. Phys. 72, 537 (1965) und K. K. WONG, Nucl. Phys. A90, 361 (1967).
- [2] F. P. GIBSON und A. K. KERMAN, Phys. Rev. 145, 758 (1966).
- [3] W. R. SMITH, Nucl. Phys. 72, 593 (1965).
- [4] P. VON BRENTANO, M. DOST und H. L. HARNEY, *Theory of Nuclear Structure, Trieste Lectures 1969* (IAEA, Wien 1970).
- [5] J. RAPAPORT und A. K. KERMAN, Nucl. Phys. A119, 641 (1968).
- [6] G. R. SATCHLER, Nucl. Phys. 55, 1 (1964).
- [7] N. AUSTERN, *Direct Nuclear Reactions Theories* (Wiley-Interscience, New York 1970).
- [8] P. D. KUNZ, University of Colorado, Internal Reports COO-535-613.
- [9] D. TRAUTMANN und K. ALDER, Helv. Phys. Acta 43, 363 (1970).
- [10] K. A. TER-MARTIROSYAN, Jept 2, 620 (1956).
- [11] R. G. TEE und A. ASPINALL, Nucl. Phys. A98, 417 (1967).
- [12] E. R. COSMAN, C. H. PARIS, A. SPERDUTO und A. ENGE, Phys. Rev. 142, 673 (1966).
- [13] C. M. LEDERER, J. M. HOLLANDER und I. PERLMAN, *Table of Isotopes* (John Wiley & Sons, Inc. New York).
- [14] *Nuclear Data Tables*, United States Atomic Energy Commission.
- [15] G. W. GREENLEES, U. HAZNEDAROGLU, A. B. ROBBINS, P. M. ROLPH und J. ROSENBLATT, Nucl. Phys. 49, 496 (1963).
- [16] F. G. PEREY, *Proc. Conf. Direct Interaction Nucl. Reaction Mech.*, p. 125 (Gordon and Breach, Science Publishers Inc., New York, 1962).
- [17] A. BOHR und B. R. MOTTELSON, *Nucl. Structure*, Vol. 1 (W. A. BENJAMIN, Inc., New York 1969).
- [18] H. D. SCOTT, Nucl. Phys. 27, 490 (1961).
- [19] R. H. FULMER, A. L. MCCARTHY und B. L. COHEN, Phys. Rev. 133B, 955 (1964).
- [20] R. H. FULMER und A. L. MCCARTHY, Phys. Rev. 131, 2133 (1963).
- [21] B. L. COHEN, R. H. FULMER und A. L. MCCARTHY, Phys. Rev. 126, 698 (1962).
- [22] V. F. LITVIN, Nucl. Phys. A184, 105 (1972).
- [23] D. SYKES, Can. J. Phys. 50, 2096 (1972).
- [24] V. F. LITVIN, Sov. J. Nucl. Phys. 11, 153 (1970).
- [25] V. M. ZABEGAI *et al.*, Sov. J. Phys. 10, 647 (1970).
- [26] A. STRÖMICH, Dissertation Univ. Köln, 1973 (unveröffentlicht).
- [27] T. R. ANFINSEN, K. BJORNDAL, A. GRAUE, J. R. LIEN, G. E. SANDVIK und L. O. TVEITA, Nucl. Phys. A157, 561 (1970).
- [28] I. M. TURKIEVICZ, P. BEUZIT, J. DELAUNAY und J. P. FOUAN, Nucl. Phys. A143, 641 (1970).
- [29] L. L. LEE, jr. und J. P. SCHIFFER, Phys. Rev. 134B, 765 (1964).
- [30] C. M. PEREY und F. G. PEREY, Atomic Data and Nucl. Data Tables 13A, 293 (1974).