

the elastic dipole-dipole interaction^{7,8} which is long range, thus favoring the mean field approximation⁹.

b) The essential shortcoming of Landau's theory is the neglect of the interaction of fluctuations. On the other hand there are reasons to assume that in the system studied critical fluctuations with wavelength short compared to sample size are suppressed due to coherency strains in the host lattice¹⁰. Therefore, if only very few modes of the density fluctuations become critical, the interaction of the fluctuations may indeed be neglected.

⁷ G. ALEFELD, J. VÖLKL, and J. TRETKOWSKI, *J. Phys. Chem. Solids* **31**, 1765 [1970].

⁸ G. ALEFELD, JÜL-Bericht, JÜL-699-FF, Jülich 1970, and Proc. Battelle Colloquium, Geneva and Gstaad 1970, in Materials Science and Engineering, McGraw-Hill, in print.

The nonsingular behaviour of the mobility may also be attributed to the nonsingular behaviour of nearly all of the fluctuation modes.

Acknowledgments

The authors are grateful to K.-H. KLATT, G. WOLLENWEBER, and M. BEYSS for assistance in sample preparation and measurements.

⁹ R. H. BROUT, *Phasetransitions*, Benjamin Inc. New York, Amsterdam 1965.

¹⁰ W. CAHN, *Acta Met.* **9**, 795 [1961].

Die Emission geladener Teilchen nach dem Einfang langsamer Neutronen in ^{22}Na

R. EHEHALT, H. MORINAGA und Y. SHIDA

Physik-Department der Technischen Universität München (Z. Naturforsch. **26 a**, 590–591 [1971]; eingeg. am 24. Dezember 1970)

Dedicated to Professor Dr. H. Maier-Leibnitz
on his 60th birthday

Der Einfangsquerschnitt für thermische Neutronen von ^{22}Na , einem Positronenemitter mit $T_{1/2} = 2,6$ a beträgt $35.9 \pm 1.2 \text{ kb}$ ^{1,2}. Im gegenwärtigen Experiment wurde das Spektrum der geladenen Teilchen (s. Abb. 1) nach dem Einfang langsamer Neutronen untersucht.

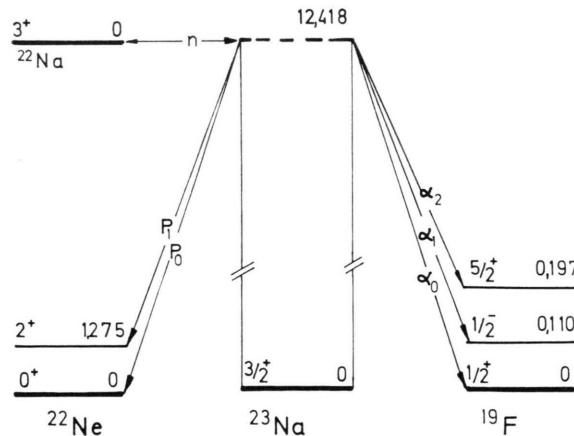


Abb. 1. Reaktionen nach dem Einfang langsamer Neutronen in ^{22}Na .

Die Messungen wurden durchgeführt am Strahlrohr QRII des Forschungsreaktors München bei einem Fluß

Sonderdruckanforderungen an R. EHEHALT, Physik-Department der Techn. Universität München, D-8000 München 2, Arcisstraße 21.

von $3 \times 10^6 \text{ n/sec} \cdot \text{cm}^2$. Der mittels ^6LiF -Absorbern auf einen Durchmesser von 0.5 cm abgeblendete Strahl fiel auf eine ^{22}Na -Quelle der Aktivität $2 \mu\text{Ci}/\text{cm}^2$, die durch Bedampfen einer Aluminiumfolie mit trügerfreier $^{22}\text{Na}_2\text{CO}_3$ -Lösung hergestellt wurde. Die geladenen Teilchen wurden mit einem Si-Detektor (100 mm^2 Fläche, max. $300 \mu\text{m}$ Dicke) nachgewiesen, der in einer Vakuumkammer außerhalb des Neutronenstrahls aufgestellt war (s. Abb. 2). Zur Verringerung der Untergrundzählrate, verursacht durch Target und Strahlrohr, wurde die Spannung am Detektor entsprechend dem Nachweis einer maximalen Protonenenergie von 4 MeV gewählt, also größer als $E(p_0)$.

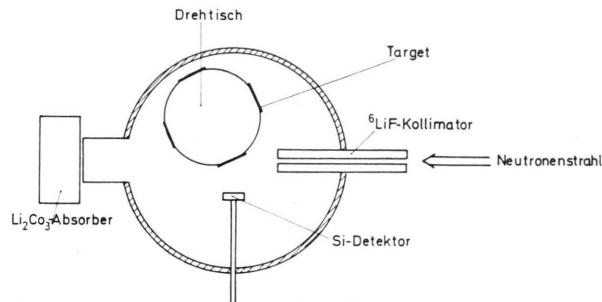


Abb. 2. Schematische Ansicht der experimentellen Anordnung.

Abb. 3 zeigt ein Spektrum der geladenen Teilchen aus der $(^{22}\text{Na} + n)$ -Reaktion. Während die Protonengruppe von 2.25 MeV vom Zerfall des Compoundkerns ^{23}Na zum ersten angeregten Zustand von ^{22}Ne als sehr starke Linie im Spektrum auftritt, konnten weder die Protonengruppe zum Grundzustand von ^{22}Ne noch die bei der Reaktion $^{22}\text{Na}(n, \alpha)^{19}\text{F}$ entstehenden α -Teilchen beobachtet werden. Die beiden Linien bei den Energien 1.43 MeV bzw. 1.77 MeV wurden als α -Gruppen der

¹ G. M. S. SIMS, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **29**, 593 [1967].

² U. FARINELLI, *Neutron Dosimetry*, Vol. I, International Atomic Energy Agency, Vienna 1963, 211.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

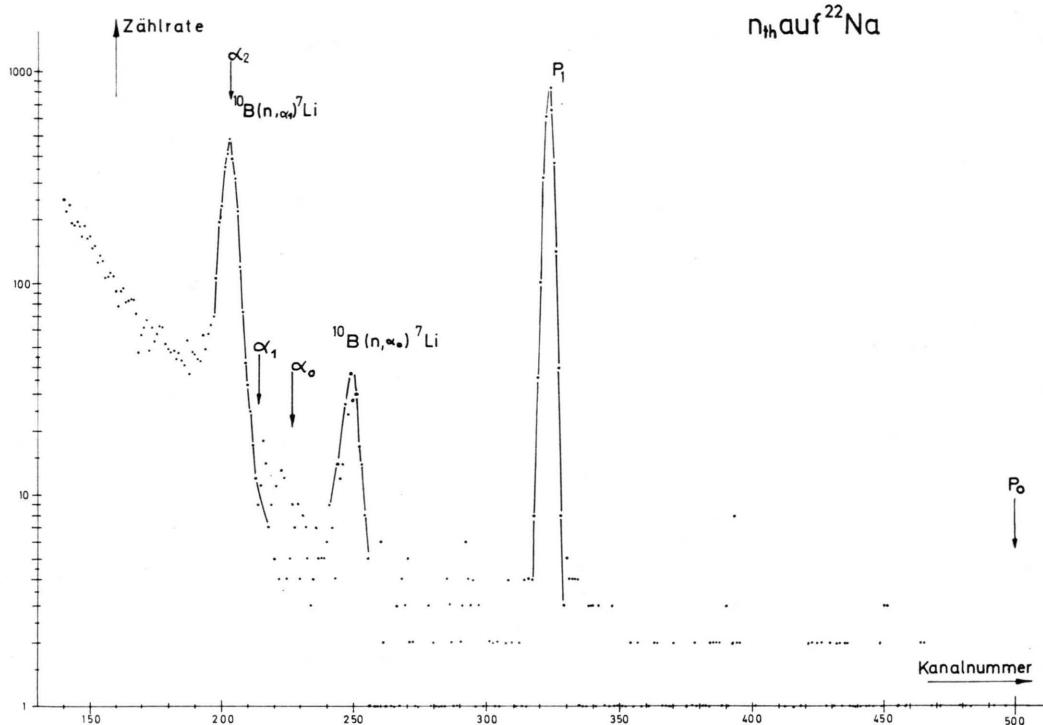


Abb. 3. Spektrum der geladenen Teilchen nach 7 Tagen
 Meßdauer. An den mit Pfeilen bezeichneten Kanälen werden
 α_0 , α_1 , α_2 bzw. p_0 erwartet.

unerwünschten Reaktion $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ identifiziert. Das System wurde geeicht mit α -Teilchen aus dem Zerfall von ^{242}Cm bzw. ^{238}Pm , sowie mit den bei der Reaktion $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ entstehenden Partikeln. Aus unseren Daten ergibt sich der (n, p_1) -Wirkungsquerschnitt zu $(4 \pm 2) \times 10^4 \text{ b}$.

Der große thermische Neutroneneinfangsquerschnitt von ^{22}Na kann auf die Existenz eines Niveaus nahe der Neutronenschwelle von ^{23}Na zurückgeführt werden. Mit großer Wahrscheinlichkeit ist dies eine bei der Reaktion $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$ bei $4 \pm 4 \text{ keV}$ unterhalb der Neutronenschwelle gefundene Resonanz³, welche ebenso wie der Neutroneneinfangszustand in diesem Experiment, stark durch Protonenemission zum ersten angeregten Zustand von ^{22}Ne zerfällt. Spin und Parität dieser Neutronenresonanz können dabei $5/2^+$ oder $7/2^+$ sein. Bei der $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$ -Reaktion ergab sich für die Breite des α_0 -Kanals $[230/(2J+1)] \times (\Gamma_T/\Gamma_{p_1}) \text{ eV}$ (Γ_T bzw. Γ_{p_1}

sind die totale Breite bzw. die Breite des p_1 -Kanals). Dieser Wert ist größer als das WIGNER-Limit⁴ der α_0 -Breite für $J^\pi = 7/2^+$ von 3 eV: Spin und Parität sind also wahrscheinlich $5/2^+$.

Ein weiterer Vergleich unserer Ergebnisse mit den Resultaten des (α, p) -Experiments zeigt jedoch eine Diskrepanz: die Intensität des α_0 -Übergangs im vorliegenden Versuch kann mit Hilfe der (α, p) -Daten mittels einer Breit-Wigner-Formel für eine isolierte Resonanz abgeschätzt werden:

$$\Gamma_{\alpha_0}/\Gamma_{p_1} = (230/6 \Gamma_T) \times (\Gamma_T/\Gamma_{p_1})^2.$$

Da die totale Breite aufgrund der Resultate des (α, p) -Experiments kleiner als 6 keV ist, sollte das Verhältnis der Intensitäten des α_0 -Übergangs zum p_1 -Übergang größer sein als $6,2 \times 10^{-3}$. Unsere Ergebnisse lassen dagegen auf ein Verhältnis von $(1 \pm 1,5) \times 10^{-3}$ schließen.

³ J. KUPERUS, Physica **31**, 1603 [1965].

⁴ A. M. LANE u. R. G. THOMAS, Rev. Mod. Phys. **30**, 257 [1958].