

Aktivität von scheibenförmigen Neutronensonden

Von M. A. VIGON*

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik, Göttingen

(Z. Naturforsch. 8a, 727—729 [1953]; eingegangen am 18. September 1953)

Bothe berechnete die Aktivität einer radioaktiven Scheibensonde als Funktion des Neutronenabsorptionskoeffizienten μ der Sondensubstanz für verschwindenden Selbstabsorptionskoeffizienten α der Elektronen in der Sonde. Die Voraussetzung $\alpha/\mu \ll 1$ ist aber im allgemeinen nur in der Nähe einer starken Resonanzabsorptionsstelle der Sondensubstanz für die Neutronen erfüllt. In dieser Arbeit werden deshalb ein allgemeiner Ausdruck für die Aktivität von Scheibensonden sowie Näherungsformeln für einige Grenzfälle abgeleitet. Es zeigt sich, daß die Aktivität bei Berücksichtigung der Selbstabsorption der Elektronen in der Regel von der Orientierung der Sonde abhängt, und daß die Berücksichtigung dieses Umstandes u. a. nicht nur die Neutronendichte, sondern auch den Neutronenstrom zu messen gestattet.

Wir betrachten, ebenso wie Bothe¹, ein Neutronenfeld, das in jedem Punkt eine Symmetrie seiner Intensität um eine Rotationsachse besitzt, und setzen voraus, daß sich die Neutronenintensität auf der Oberfläche der Sonde nicht ändert. Die Neutronenintensität in einer beliebigen Richtung ist dann nur eine Funktion der Geschwindigkeit v der Neutronen sowie des Winkels ω , welchen die betrachtete Richtung mit der Rotationsachse einschließt, und läßt sich daher nach Kugelfunktionen P_n entwickeln:

$$K(v, \omega) = \frac{1}{4\pi} \sum K_n(v) (2n + 1) P_n(\cos \omega). \quad (1)$$

Die Aufgabe besteht darin, den Zusammenhang zwischen der Aktivität A pro Quadratcentimeter einer der beiden Sondenoberflächen und den Koeffizienten $K_n(v)$, welche das Neutronenfeld beschreiben, abzuleiten. Dabei ist bekanntlich K_0 für den Neutronenfluß ($K_0 = \rho v$) und K_1 für den Neutronenstrom ($K_1 = -\lambda_t/3 (\text{grad } \rho v)_{\omega=0}$; λ_t = Transportweglänge des Streumediums) charakteristisch. Es sei C die Aktivierung, d. h. die Anzahl der je Sekunde und Quadratcentimeter absorbierten Neutronen, die zu der betreffenden Aktivität führen. Wir betrachten zunächst gemäß Abb. 1 diejenigen Neutronen, welche aus dem Raumwinkelement $d\Omega$ in der Schicht x bis $x + dx$ pro Sekunde absorbiert werden und deren Geschwindigkeit zwischen v und $v + dv$ liegt. Ihr Beitrag zur Aktivierung ist:

$$dC = K(v, \omega) e^{-\mu x / \cos \Theta} \mu_a dx dv d\Omega, \quad (2)$$

wobei μ und μ_a die Koeffizienten für die totale Neutronenabsorption bzw. für die Aktivierung des Sondenmaterials sind. Die von dieser Aktivierung herührende β -Strahlung erleidet vor dem Austritt aus der Sonde eine Absorption $F(x)$.

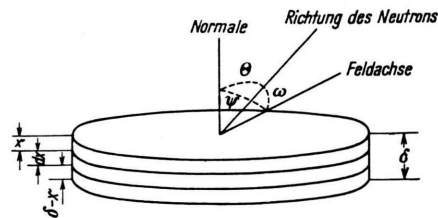


Abb. 1.

Ein Faktor R soll die Geometrie, die Absorption außerhalb der Sonde, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählrohres sowie die Zeitabhängigkeit berücksichtigen. Für die Aktivität dA der Schicht dx erhalten wir dann:

$$dA = R F(x) dC = R K(v, \omega) e^{-\mu x / \cos \Theta} \mu_a F(x) dx dv d\Omega. \quad (3)$$

Um die Gesamtaktivität zu erhalten, hat man (3) noch über die Geschwindigkeit, die Dicke und die möglichen Einfallrichtungen zu integrieren. Für die von unten kommenden Neutronen wird dabei die

Absorption durch $e^{-\frac{\mu(\delta-x)}{\cos \Theta}}$ beschrieben. Da μ und μ_a mehr oder weniger komplizierte Funktionen der Geschwindigkeit sind, ist die Integration über die Geschwindigkeit im allgemeinen schwierig. Ändern sich diese Koeffizienten nur wenig im betrachteten

* Beurlaubt von Junta de Energia Nuclear, Madrid.

¹ W. Bothe, Z. Physik 120, 437 [1943].



Geschwindigkeitsintervall, so kann man Mittelwerte verwenden. Wenn diese Näherung nicht ausreicht (z. B. bei Indiumfolien für die epithermischen Neutronen), kann man das Gesamtintervall unterteilen und die Integration durch eine Summe ersetzen. Dadurch entfällt die Integration über v . Von der Funktion $F(x)$, welche die Elektronenselbstabsorption in der Sonde beschreibt, wollen wir annehmen, daß sie sich in guter Näherung als eine Exponentialfunktion² oder als eine Summe von Exponentialfunktionen darstellen läßt³.

Durch Integration von (3) über die Dicke δ und der Raumwinkel erhält man die Aktivität/cm² einer der beiden Oberflächen der Sonde in der Form:

$$A = R \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} P_n(\cos \psi) \Phi_n(\nu, \lambda, \beta) K_n \quad (4)$$

mit $\nu = \mu\delta$; $\lambda = \mu_a/\mu$; $\beta = \alpha\delta$; α = Absorptionskoeffizient der Elektronen in der Sondensubstanz; $P_n(\cos \psi) = n$. Kugelfunktion; ψ = Winkel zwischen Sondennormale und Feldachse.

Die ersten vier Koeffizienten werden

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= \frac{\lambda\nu}{\beta} \left\{ (1 - e^{-\beta}) (1 + e^{-\nu}) - \frac{\nu}{\beta} \left(\ln \frac{\nu+\beta}{\nu} + e^{-\beta} \ln \frac{|\nu-\beta|}{\nu} \right) \right. \\ &\quad \left. + \left[\nu (1 - e^{-\beta}) - \frac{\nu}{\beta} (1 + e^{-\beta}) \right] \text{Ei}(-\nu) + \frac{\nu}{\beta} \left[\text{Ei}(-(\nu+\beta)) + e^{-\beta} \text{Ei}(-(\nu-\beta)) \right] \right\}, \\ \Phi_1 &= \frac{1}{2} \frac{\lambda\nu}{\beta} (1 + e^{-\beta}) [1 - (1 - \nu) e^{-\nu} + \nu^2 \text{Ei}(-\nu)] - \frac{\nu}{\beta} \Phi_0, \\ \Phi_2 &= \frac{1}{2} \frac{\lambda\nu}{\beta} (1 - e^{-\beta}) \left[1 + \left(1 - \frac{\nu}{2} + \frac{\nu^2}{2} \right) e^{-\nu} + \frac{\nu^3}{2} \text{Ei}(-\nu) \right] - \frac{3}{2} \frac{\nu}{\beta} \Phi_1 - \frac{1}{2} \Phi_0, \\ \Phi_3 &= \frac{5}{8} \frac{\lambda\nu}{\beta} (1 + e^{-\beta}) \left[1 - \left(1 - \frac{\nu}{3} + \frac{\nu^2}{6} - \frac{\nu^3}{6} \right) e^{-\nu} + \frac{\nu^4}{6} \text{Ei}(-\nu) \right] - \frac{5}{3} \frac{\nu}{\beta} \left(\Phi_2 + \frac{1}{2} \Phi_0 \right) - \frac{3}{2} \Phi_1. \end{aligned} \quad (5)$$

Da diese Koeffizienten i. a. von Null verschieden sind, und da speziell Φ_1 i. a. nicht neben Φ_0 vernachlässigt werden kann, folgt aus (4), daß die Aktivität A in der Regel vom Orientierungswinkel ψ der Sonde im Neutronenfeld abhängt.

Für sehr große sowie sehr kleine Absorptionen vereinfachen sich die Ausdrücke beträchtlich. Wir betrachten die folgenden Fälle:

1. Sehr kleine Absorption der Elektronen ($\beta \ll 1$) und beliebige Absorption der Neutronen.

Der Beitrag der ungeraden Glieder der Entwicklung (1) verschwindet und die entsprechenden Ausdrücke werden:

$$\begin{aligned} \Phi_0 &= \lambda [1 + e^{-\nu} (\nu - 1) + \nu^2 \text{Ei}(-\nu)], \\ \Phi_1 &= 0, \\ \Phi_2 &= \lambda \left[\frac{1}{4} + e^{-\nu} \left(\frac{\nu^3}{8} - \frac{\nu^2}{8} - \frac{\nu}{4} - \frac{1}{4} \right) \right. \\ &\quad \left. + \text{Ei}(-\nu) \left(\frac{\nu^4}{8} - \frac{\nu^2}{2} \right) \right], \\ \Phi_3 &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Wenn außerdem auch die Neutronenabsorption klein ist ($\nu \ll 1$), so ist Φ_2 von zweiter Ordnung in ν und

$$\Phi_0 = 2\lambda\nu. \quad (7)$$

Die Näherungen für Φ_0 und Φ_1 in (6) und die Ursache für das Verschwinden der ungeraden Glieder im Falle fehlender Selbstabsorption der Elektronen sind bereits von Bothe diskutiert worden; die für Φ_2 entspricht ebenfalls einem Resultat von Bothe.

2. Sehr große Absorption der Elektronen ($\beta \gg 1$) und kleine Absorption der Neutronen ($\nu \ll 1$).

Hier sind Φ_1 , Φ_2 und Φ_3 von zweiter Ordnung in ν , und für Φ_0 erhält man:

$$\Phi_0 = 2\lambda \frac{\nu}{\beta}. \quad (8)$$

3. Sowohl die Elektronen ($\beta \gg 1$) als auch die Neutronen ($\nu \gg 1$) werden stark absorbiert. Wir betrachten zwei Fälle:

a) $\beta \gg \nu$: Φ_2 ist von zweiter Ordnung in ν/β und die übrigen Glieder werden:

² O. Huber, O. Lienhard, P. Scherrer u. H. Wäffler, *Helv. physica Acta* **18**, 221 [1945].

³ M. A. Vigon u. E. Montero, *Naturwiss.* **40**, 458 [1953].

$$\begin{aligned}\Phi_0 &= \frac{\lambda v}{\beta}, & \Phi_1 &= \frac{1}{2} \frac{\lambda v}{\beta}, \\ \Phi_3 &= -\frac{1}{8} \frac{\lambda v}{\beta}.\end{aligned}\quad (9)$$

b) $v \gg \beta$: Φ_3 ist von der Größenordnung β/v ; im übrigen erhält man:

$$\begin{aligned}\Phi_0 &= \frac{1}{2} \lambda, & \Phi_1 &= \frac{1}{3} \lambda, \\ \Phi_2 &= \frac{1}{8} \lambda.\end{aligned}\quad (10)$$

Unsere Berechnungen zeigen, daß in Übereinstimmung mit den schon früher von Bothe erhaltenen Ergebnissen die ungeraden Glieder der Entwicklung (1) nichts zur Aktivität beitragen, wenn die Absorption der Elektronen klein ist. Wenn schon die ersten beiden Glieder der Entwicklung (1) genügen, um das Neutronenfeld zu beschreiben, hängt die Aktivität wegen $\varrho v = K_0$ dann nur von der Dichte ϱ und der Geschwindigkeit v der Neutronen ab und nicht von der Orientierung der Sonde. Dasselbe gilt für große Elektronenabsorption verbunden mit kleiner Neutronenabsorption, auch wenn die Anisotropie des Neutronenfeldes stärker ausgeprägt ist. In den übrigen Fällen jedoch bewirkt die Berücksichtigung der Elektronenabsorption, daß die Aktivität von jedem der Glieder in (1) und da-

mit auch von der Orientierung der Sonde abhängt, d. h. vom Winkel ψ zwischen Sondennormale und der Verteilungsachse des Neutronenfeldes.

Der anschauliche Grund für dieses Verhalten ist, daß das Zerfallselektron dann eine möglichst große Wahrscheinlichkeit hat, die Sonde wieder zu verlassen, wenn das zugehörige Neutron möglichst nahe an der betrachteten Sondenoberfläche absorbiert wird. Deshalb ist die Aktivität für große μ dann am größten, wenn der Neutronenstrom senkrecht auf die zu untersuchende Sondenoberfläche zugerichtet ist, und dann am kleinsten, wenn er sie von rückwärts trifft.

Da im allgemeinen die Entwicklung (1) bis $n = 1$ notwendig ist, ist die Aktivität wegen $\Phi_1 \neq 0$ in der Regel nicht nur eine Funktion der Dichte, sondern auch des Neutronenstroms, der auf diese Weise durch die Orientierungsabhängigkeit der Aktivierung der Messung durch die üblichen Sonden zugänglich wird. Wir haben dies durch Messungen zu prüfen versucht, auf die in anderem Zusammenhang eingegangen wird.

Ich danke Herrn Professor Wirtz für die Anregung zu dieser Arbeit und wertvolle Diskussionen. Herr cand. rer. nat. P. von Volckamer danke ich für die Durchführung einer Kontrollberechnung der Koeffizienten (5).

Zur Thermodynamik der irreversiblen Prozesse III

VON ROLF HAASE

Aus dem Institut für Theoretische Hüttenkunde und Physikalische Chemie der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

(Z. Naturforschg. 8a, 729—740 [1953]; eingegangen am 4. September 1953)

Die Problematik, die in der Formulierung des Ersten Hauptsatzes bei offenen Systemen liegt, wird diskutiert. Es wird gezeigt, daß der Begriff „Wärmestrom“ nur durch Definition eingeführt werden kann. Die Vorteile bei der Benutzung des sog. „reduzierten Wärmestromes“ werden auseinandergesetzt.

Die Wärmeleitfähigkeit bei chemisch reagierenden Zweistoffgemischen wird diskutiert, besonders hinsichtlich einer einfachen und übersichtlichen Ableitung der Beziehungen und hinsichtlich einer von Nernst angegebenen Formel für die Wärmeleitfähigkeit eines dissoziierenden idealen Gases.

Die Gültigkeitsgrenzen des Prinzips der minimalen Entropieerzeugung für stationäre Zustände werden untersucht.

Einige allgemeinere Probleme der Thermodynamik der irreversiblen Prozesse, die in früheren Abhandlungen^{1,2} diskutiert und in einen zusammenfassenden Artikel³ übernommen wurden, hängen direkt oder indirekt mit Fragen zusammen, die inzwischen in der Literatur untersucht worden sind. Diese Fragen betreffen

1. das Problem des „Wärmestromes“ und überhaupt die Formulierung des Ersten Hauptsatzes bei offenen Systemen,

¹ R. Haase, Z. Naturforschg. 6a, 420 [1951].

² R. Haase, Z. Naturforschg. 6a, 522 [1951].

³ R. Haase, Ergebn. exakt. Naturwiss. 26, 56 [1952].