

# Vorschlag einer Neutronendiagnostik für Fusionsplasmen

K. Pinkau

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching b. München

Z. Naturforsch. 37a, 741–743 (1982); eingegangen 23. Juni 1982

To Professor Arnulf Schlüter on his 60th Birthday

Neutron Diagnostic Proposal for Fusion Plasmas

A diagnostic method for the measurement of neutrons from thermonuclear plasma devices is proposed on the basis of the neutron telescope applied in neutron astronomy. The method utilizes the elastic scattering of the neutron from a proton by measuring the directions and energies of the proton and the scattered neutron. The expected count rate is estimated, and methods of suppressing the background count level are indicated.

Die Diagnostik von Fusionsplasmen mit Hilfe der erzeugten Fusionsneutronen wird in Zukunft an Bedeutung gewinnen. Es ist deshalb interessant, die Übertragbarkeit von Methoden der Neutronen-Astronomie auf die Fusionsforschung zu untersuchen.

Die Neutronen-Astronomie widmet sich einmal der Beobachtung der solaren Neutronen, wie sie zuerst von Biermann, Haxel und Schlüter [1] vorhergesagt wurden, zum anderen der Messung atmosphärischer Neutronen, die als Quelle für die Strahlungsgürtel der Erde interessant sind (siehe z. B. Haymes [2]).

Zur Messung solarer und atmosphärischer Neutronen wurde ein Neutronen-Fernrohr vorgeschlagen (Pinkau [3]), mit dessen Hilfe in der Tat die Bestimmung der Energie- und Richtungsverteilung atmosphärischer Neutronen gelang [4, 5]. Solare Neutronen sind mit hoher Wahrscheinlichkeit von dem Gamma-Spektrometer der „Solar Maximum Mission“ [6] beobachtet worden. Diese Messungen sind allerdings bisher noch nicht veröffentlicht.

Das Prinzip des Neutronen-Fernrohrs beruht darauf, das einfallende Neutron zunächst elastisch an einem Proton zu streuen und dessen Bahn zu ver messen, sodann aber auch Energie und Richtung des gestreuten Neutrons durch eine zweite Wechselwirkung zu beobachten. Damit wird das Ergebnis voll analysierbar, d. h. sowohl Einfallsrichtung als auch Energie des primären Neutrons können bestimmt werden.

---

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. K. Pinkau, MPI für Plasmaphysik, D-8046 Garching.

0340-4811 / 82 / 0800-0741 \$ 01.30/0. — Please order a reprint rather than making your own copy.

## Meßprinzip

Fusionsneutronen sind nicht-relativistisch. Es gelten deshalb die folgenden Gleichungen [7] in Verbindung mit Abb. 1

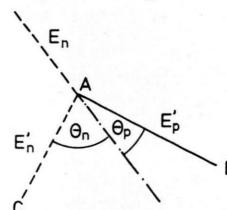


Abb. 1. Streugeometrie.

$$E_p' = E_n \cos^2 \theta_p, \quad (1)$$

$$E_n = E_n' + E_p', \quad (2)$$

$$\theta_p + \theta_n = \pi/2, \quad (3)$$

$$W = \frac{1}{\pi} \cos \theta_p d\Omega; \quad \theta_p \leq \frac{\pi}{2}; \quad (4)$$

wo  $W$  die Wahrscheinlichkeit ist, daß ein Rückstoßproton in das Raumwinkelelement gestreut wird.

Unter der Annahme, daß sowohl  $E_p'$  als auch  $E_n'$  gemessen wird und die Richtungen des Rückstoßprotons und gestreuten Neutrons bekannt sind — also die Punkte A, B und C bestimmt worden sind, ist sowohl die Energie  $E_n$  als auch die Einfallsrichtung des primären Neutrons meßbar, eine spektral aufgelöste Abbildung möglich. Mit A, B und C ist nämlich die Streuebene im Raum festgelegt, durch (2) die Primärenergie  $E_n$  und damit durch (1) der Winkel  $\theta_p$  bekannt, den die Richtung des einfallenden Neutrons in der Ebene A, B, C mit der Richtung AB einschließt.

Wenn die Protonen-Rückstoßenergie nicht ausreichend hoch ist, so daß die Punkte A und B nicht einfach getrennt und damit die Protonen-Rückstoß-



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.

richtung nicht einfach gemessen werden kann, dann geht die Abbildungseigenschaft des Doppelstoßprinzips verloren, die Richtung der einfallenden Neutronen müßte dann durch einen Kollimator festgelegt werden. Die Messung von  $E_p'$  (etwa in einem Szintillationszähler) und  $E_n'$  (etwa durch Flugzeitmessung) bleibt aber möglich und damit die Bestimmung von  $E_n$  nach (2).

Im folgenden sei angenommen, daß die Rückstoßenergie  $E_p'$  ausreichend hoch ist. Dann könnte man an die Stelle A einen Szintillationszähler, an die Stellen B und C in Abb. 1 je einen weiteren Detektor setzen. Im wasserstoffhaltigen Szintillationsmaterial bei A würde das Rückstoßproton erzeugt und durch Messungen der Impulshöhen und Flugzeitmessungen sowohl zwischen A und B als auch zwischen A und einem zweiten Stoßprozeß des gestreuten Neutrons in C die Energie  $E_p'$  und  $E_n'$  bestimmt. Der Winkel BAC beträgt  $\pi/2$ . Bringt man mehrere Zähler oberhalb und unterhalb B bzw. C an, so lassen sich entsprechend mehrere Einfallsrichtungen außerhalb der Papierebene bestimmen. Für jede Kombination A, B, C bestimmt man dann den Winkel  $\theta_p$  in der Ebene A, B, C durch  $E_p'$  und  $E_n'$  nach (1) und (2).

### Abschätzung der Zählrate

Der Wirkungsquerschnitt für Neutron-Proton-Streuung ist energieabhängig und beträgt bei 10 MeV etwa  $10^{-24} \text{ cm}^2$ . Die Protonendichte im Szintillator ist etwa  $4 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ . Mit einer Zählerfläche  $F_A$  und einer Zählerdicke  $d_A$  beträgt die empfindliche Fläche  $E_A [\text{cm}^2]$  des Zählers A

$$E_A [\text{cm}^2] = 4 \cdot 10^{-2} F_A d_A. \quad (5)$$

Wählt man  $F_A = 100 \text{ cm}^2$ ,  $d_A = 10^{-3} \text{ cm}$ , so erhält man einen typischen Wert von  $E_A = 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$ .

Die Wahrscheinlichkeit  $W$ , daß das gestreute Neutron den Detektor bei C trifft, ist gegeben durch (4) und dadurch, daß der Raumwinkel  $d\Omega$  durch die Zählerfläche  $F_c$  und den Abstand  $AC = r$  bestimmt ist. Man erhält für  $\theta_p = \theta_n = 45^\circ$  und  $d\Omega = F_c/r^2$

$$W = 0,23 \cdot F_c / r^2. \quad (6)$$

Wählt man  $F_c = 100 \text{ cm}^2$  und  $r = 100 \text{ cm}$ , so erhält man einen typischen Wert von  $W = 2,3 \cdot 10^{-3}$ .

Der Zähler B muß so aufgestellt werden, daß er immer vom Rückstoßproton getroffen wird, falls das Neutron C trifft.

Endlich ist noch das Ansprechvermögen des Zählers C zu berücksichtigen. Ist dieser z. B. als Szintil-

lationszähler von 5 cm Dicke ausgeführt, so ergibt sich ein Ansprechvermögen für typisch 1 MeV Neutronen ( $\sigma \sim 6 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$ ) von nahezu 1.

Die empfindliche Fläche der gesamten Anordnung,  $E$ , wird deshalb zu

$$E = E_A \cdot W. \quad (7)$$

Flüsse von  $10^6$  Neutronen/ $\text{cm}^2 \text{ s}$  und höher lassen sich deshalb nachweisen. Für sehr viel höhere Flüsse müssen die Zählerflächen  $F_A$ ,  $F_B$  und  $F_c$  kleiner gewählt werden.

### Unterdrückung des Untergrundes

Das Hauptproblem der Neutronenmessung besteht in dem außerordentlich hohen Untergrund, der durch das hohe Hintergrund-Strahlungsfeld erzeugt wird. Zur Reduktion des Untergrundes kann man die Apparatur abschirmen und man kann zum anderen die Signatur (Triggerbedingung) so kompliziert machen, daß mit hoher Wahrscheinlichkeit nur richtige Ergebnisse ausgewählt werden.

Die Abschirmung der Apparatur wird durch die Streugeometrie (Abb. 1) begünstigt. Stellt man sich vor, daß der Zähler A sich im Loch einer Abschirmung befindet, so werden die Zähler B und C seitlich hinter der Abschirmung stehen und können so besser vor Hintergrundteilchen geschützt werden.

Die Signatur eines „guten“ Ereignisses kann in der vorgeschlagenen Anordnung durch folgende Maßnahmen kompliziert werden:

1. Koinzidenz zwischen A und C mit zeitlicher Verzögerung von C gegen A. Diese zeitliche Verzögerung wird als Laufzeit zur Energiemessung  $E_n'$  des gestreuten Neutrons verwendet. Je nach der Ausgestaltung des Zählers C wird diese Energie auch als Impulshöhe des Signals von C auftreten und kann damit zur weiteren Kontrolle verwendet werden, ein „gutes“ Ereignis zu registrieren.
2. Gleichzeitig zur Koinzidenz zwischen A und C eine zwischen A und B, wo die zeitliche Verzögerung des Signals aus B und die Impulshöhen aus B und A kompatibel mit der Laufzeit des Protons  $E_p'$  zwischen A und B sein müssen.

Weil der Untergrund durch eine Vielzahl von Möglichkeiten entstehen kann, läßt sich dieses Problem letztlich nur experimentell dadurch lösen, daß beide Methoden – Verbesserung der Abschirmung und der Signatur – angewendet werden.

- [1] L. Biermann, O. Haxel u. A. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **6a**, 47 (1951).
- [2] R. C. Haymes, *Rev. Geophys.* **3**, 345 (1965).
- [3] K. Pinkau, *Z. Naturforsch.* **6**, 328 (1966).
- [4] E. Heidbreder, K. Pinkau, C. Reppin u. V. Schönfelder, *J. Geophys. Res. Lett.* **75**, 6347 (1970).
- [5] E. Heidbreder, K. Pinkau, C. Reppin u. V. Schönfelder, *J. Geophys. Res.* **76**, 2905 (1971).
- [6] D. J. Forrest, E. L. Chupp, E. M. Ryan, M. L. Cherry, I. U. Gleske, C. Reppin, K. Pinkau, E. Rieger, G. Kanbach, R. L. Kinzer, G. Share, W. N. Johnson, and J. D. Kurfess, *Solar Physics* **65**, 15 (1980).
- [7] B. Rossi, *High Energy Particles*, Prentice-Hall, London 1952.