

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 27 (1954)  
**Heft:** II

**Artikel:** Zur freien Weglänge von Neutrinos  
**Autor:** Houtermans, F.G. / Thirring, W.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-112506>

#### **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:** 31.01.2026

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

## Zur freien Weglänge von Neutrinos

von F. G. Houtermans und W. Thirring.

Physikalisches Institut der Universität Bern.

(12. VIII. 1953.)

---

Die Existenz des Neutrinos wird durch die Erhaltung von Energie, Impuls und Drehimpuls gefordert, jedoch sind alle Versuche fehlgeschlagen, Wechselwirkung freier Neutrinos mit Materie festzustellen. NAHMIAS (Na, 1935) hat 5 g Radium vor ein Zählrohr gestellt und die  $\alpha$ -,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen durch dicke Bleiabsorber abgeschirmt. Pro Minute durchquerten  $10^{10}$  Neutrinos das Zählrohr und es wurde versucht, eine Verstärkung der Ionisation durch die Anwesenheit des Präparats nachzuweisen. Der Versuch fiel negativ aus und lieferte als untere Grenze für die freie Weglänge von Neutrinos in Luft  $3 \cdot 10^9 \text{ cm} = 4 \cdot 10 \text{ g/cm}^2$ . Der Nahmias-Versuch wurde unter Verwendung der viel stärkeren Neutrinostrahlung von Uranbrennern wiederholt (Fe, 1950) und ergab als obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt von Neutrinos an Argonatomen  $10^{-32} \text{ cm}^2$  \*), entsprechend einer freien Weglänge  $> 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}$  Luft.

Es ist nun zu bedenken, dass der von der Sonne kommende Neutrinostrahl intensiver ist als der Neutrinostrahl der bisher angewandten Quellen. Nimmt man an, dass die Sonnenenergie durch den Kohlenstoffzyklus erzeugt wird, dann ist die Bildung eines Heliumkerns aus 4 Protonen mit der Emission von 2 Neutrinos vom  $\text{N}^{13}$  und  $\text{O}^{15}$  verbunden. Pro 28,6 MeV (Bindungsenergie von He) strahlt die Sonne also 2 Neutrinos aus, und da wir  $8 \cdot 10^7 \text{ erg} = 5 \cdot 10^{13} \text{ MeV}$  Strahlungsenergie pro  $\text{cm}^2$  und min erhalten, beträgt der Neutrinostrahl von der Sonne ca.  $6 \cdot 10^{10} \text{ Neutrinos/cm}^2 \text{ sec}$ . Dabei ist allerdings vorausgesetzt, dass die Neutrinos in der Sonne nicht wieder reabsorbiert werden oder beim Austritt aus der Sonne soviel Energie verlieren, dass sie, selbst im Falle einer Wechselwirkung mit einem gebundenen Elektron, nicht mehr ionisieren können. Diese Voraussetzung soll weiter unten diskutiert werden. Wenn die Neutrinos aus der Sonne herauskommen, erhält man eine weitere Verbesserung der unteren Grenze für die freie

---

\*) In Fe 1950 wird keine Beschreibung des Versuchs gegeben. Wir haben angenommen, dass sich dieses Datum auf den Querschnitt pro Argonatom bezieht.

Weglänge von Neutrinos durch den Vergleich des Neutrinostroms von der Sonne mit dem minimalen Nulleffekt von Zählapparaturen. Bei Ausschliessung der Höhenstrahlung durch eine Anti-Koinzidenzanordnung und Verwendung eines besonders reinen Materials für das Zählrohr konnten KULP und TYRON (Ku, 1952) den Nulleffekt eines mit Argon von 100 torr gefüllten Zählrohrs von etwa 1 Liter Volumen auf zwei Entladungen pro min reduzieren. Berücksichtigt man noch, dass die wirksame Ionisation in der Wand doppelt soviel ausmachen wird wie die Ionisation im Gas, dann erhält man als untere Grenze für die freie Weglänge von Neutrinos in Luft  $4 \cdot 10^{14} \text{ cm} = 5 \cdot 10^{11} \text{ g/cm}^2$ . Messungen mit Ionisationskammern unter Wasser (Wei, 1936) ergeben einen Nulleffekt, der zu einer wesentlich kürzeren unteren Grenze für die freie Weglänge führt. Da der Nulleffekt bei KULP und TYRON vermutlich grössten teils von der Aktivität des Zählrohres herrührt, dürfte sich ihr Wert auch nicht durch eine Antikoinzidenz-Anordnung unter Grund unterbieten lassen.

Wir kommen nun zur Frage, ob die Neutrinos aus der Sonne herauskönnen. Die Absorptionswahrscheinlichkeit durch einen Kern lässt sich leicht abschätzen und gibt keine merklichen Schwächungen des Neutrinostromes (vgl. Be 34). Wie wir weiter unten sehen werden, haben auch alle andern Prozesse, die durch bisher bekannte Wechselwirkungen der Neutrinos hervorgerufen werden, keine Bedeutung. Es besteht jedoch die Möglichkeit, dass die Neutrinos durch eine bisher noch unbekannte Kopplung mit Materie in Wechselwirkung treten. So könnten Neutrinos durch irgendeine Wechselwirkung an Elektronen gestreut werden und beim Durchgang durch grosse Materieschichten eine Energieeinbusse erleiden. Um das mögliche Ausmass eines solchen Energieverlustes beim Austritt aus der Sonne abzuschätzen, nehmen wir den ungünstigsten Fall an, nämlich die experimentell bekannte obere Grenze von  $10^{-32} \text{ cm}^2/\text{Argonatom}$  entspreche einem tatsächlichen Streuquerschnitt von Elektron-Neutrino. Zur Vereinfachung der folgenden Rechnung nehmen wir noch an, das Neutrino werde nur nach vorne oder nach rückwärts gestreut, und zwar mit gleicher Wahrscheinlichkeit. Dadurch reduziert sich die folgende Diffusionsrechnung auf ein eindimensionales Problem. Dann wird die Zahl der Stöße  $s$ , die ein Neutrino auf seinem Weg aus der Sonnenmitte erfährt, gleich  $f^2$ , wobei  $f$  der Sonnenradius ist, ausgedrückt in freien Weglängen

$$f = L \cdot \sigma \int_0^R \varrho(r) dr. \quad (1)$$

Hier ist  $\sigma$  der Querschnitt pro Elektron =  $10^{-32} \text{ cm}^2/18$  Elektronen =  $5 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2/\text{Elektron}$ ,  $R$  der Sonnenradius (=  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}$ ),  $L$  die Avogadrosche Zahl und  $\varrho(r)$  die Sonnendichte. Für letztere setzen wir

$$\varrho(r) = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{2}}{\pi} \bar{\varrho} \frac{r_0^4}{r^4 + r_0^4} \left( \frac{R}{r_0} \right)^3 \quad (2)$$

an (vgl. Sa, 1953), wobei  $\bar{\varrho}$  die mittlere Sonnendichte (1,414) und  $r_0 = R/3$  ist.  $\int \varrho dr$  berechnet sich dann zu

$$\int_0^R \varrho(r) dr = 3 \bar{\varrho} R \quad (3)$$

und wir erhalten  $f \sim 100$  oder die mittlere Zahl der Stöße innerhalb der Sonne

$$s \sim 10^4. \quad (4)$$

Um den Energieverlust bei  $s$  Stößen zu berechnen, verwenden wir folgende Beziehung zwischen der Wellenlänge des Neutrinos  $\lambda$  und  $\lambda'$  vor und nach dem Stoß:

$$\lambda' = \lambda + \lambda_c (1 - \cos \vartheta). \quad (5)$$

Diese Relation ( $\vartheta$  = Streuwinkel des Neutrinos im Laborsystem) ist identisch mit der Comptonschen Relation für Streuung von Licht am Elektron,  $\lambda_c$  bedeutet auch hier die Compton-Wellenlänge des Elektrons. Nach  $s$  Stößen ist die Wellenlänge im Mittel

$$\lambda^{(s)} = \lambda^{(0)} + s \lambda_c \quad (6)$$

und die mittlere Energie  $E^{(s)}$  nach  $s$  Stößen

$$E^{(s)} \sim mc^2/s. \quad (7)$$

Die beim Austritt aus der Sonne im Mittel erreichte Energie der Neutrinos wird für Anfangsenergien von der Größenordnung der Ruhenergie des Elektrons gleich  $mc^2 \cdot 10^{-4}$ .

Nach 10000 Stößen besitzt das Neutrino also noch 50 eV Energie, es befindet sich noch lange nicht im thermischen Gleichgewicht. Seine Energie reicht jedoch nicht mehr zur Ionisation, da es nach der Comptonrelation bei einem Stoß nur den Bruchteil

$$\Delta E = E \frac{E}{mc^2} \sim mc^2/s^2 \quad (8)$$

seiner Energie verliert. Dazu ist allerdings zu bemerken, dass beim Stoß mit den gebundenen Elektronen des Zählrohres die Compton-

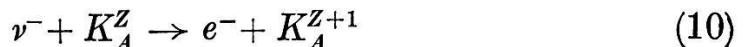
linie verbreitert wird, so dass auch grössere Energieverluste als nach der Comptonrelation vorkommen. Diese Verbreiterung entspricht einer Dopplerverbreiterung der Linie durch die Eigenbewegung der gebundenen Elektronen und ist für die äussersten Elektronen von der Ordnung

$$\Delta E \sim E \frac{v}{c} \sim E/137. \quad (9)$$

Dadurch wären bei  $E = 50$  eV Energieabgaben des Neutrinos von einem halben Volt noch möglich, was aber auch zur Ionisierung noch nicht ausreicht.

Man kann daher auf Grund der bisherigen *experimentellen* Evidenzen nicht schliessen, dass die Neutrinos mit genügender Energie aus der Sonne herauskommen, um selbst im Falle eines hinreichend grossen Wechselwirkungsquerschnittes mit Elektronen Atome ionisieren zu können. Da jedoch die freie Weglänge *quadratisch* in die Energie  $E^{(s)}$  eingeht, würde eine Verbesserung der bisherigen experimentellen Daten etwa durch Anwendung von Kilo-Curie-Präparaten um einen Faktor 3 bereits den Schluss zulassen, dass die Neutrinos mit zur Ionisation hinreichender Energie zur Erde kommen und somit die bisherige untere Grenze für die freie Weglänge um einen Faktor 200 erhöhen. Der Energieverlust der Neutrinos durch Wechselwirkung mit schweren Teilchen ist auf Grund der Energie-Impuls-Relationen viel kleiner und soll nicht diskutiert werden.

Wir wollen nun die Voraussagen über die freie Weglänge von Neutrinos zusammenfassen, die theoretisch aus den bisher bekannten Wechselwirkungen von Neutrinos folgen. Dabei beschränken wir uns auf Neutrinoenergien von einigen MeV, wie sie beim  $\beta$ -Zerfall von Kernen entstehen. Als Möglichkeit einer Wechselwirkung eines Neutrinos wurde bisher (Be, 1934) der Einfang eines Neutrinos durch einen Atomkern unter Aussendung eines Elektrons berechnet. Da man heute aus den Daten über den doppelten  $\beta$ -Zerfall weiß, dass zwischen Neutrinos und Anti-Neutrinos zu unterscheiden ist (Ko, 1953), ist jedoch zu bedenken, dass wir von der Sonne Anti-Neutrinos erhalten, wenn wir das bei  $\beta^-$ -Zerfall entstehende Teilchen als Neutrino bezeichnen. Die Anti-Neutrinos, die beim Kohlenstoff-Zyklus entstehen, können nur von solchen Kernen absorbiert werden, für die der Prozess



möglich ist, also nur von  $\beta^-$ -Strahlern. Da die Konzentration von  $\beta^-$ -Strahlern in der Sonne sehr gering ist, spielt die Absorption von Anti-Neutrinos durch Kerne in der Sonne sicher keine Rolle. Selbst

in reinem  $T_2O$  ergibt sich für Anti-Neutrinos von 1 MeV Energie eine freie Weglänge von  $10^{18}$  cm. Wegen der universellen Fermikopplung entspricht dies größenordnungsmässig der freien Weglänge von  $\mu$  Mesonen für den Prozess  $\mu + P \rightarrow N + e^+$ . Tatsächlich durchquert ein  $\mu$ -Meson nach Einfang durch einen schweren Kern 5 m Kernmaterie ( $= 10^{17}$  g/cm<sup>2</sup>) bevor es absorbiert wird. Zur Berechnung dieses Wertes haben wir die Formel von BETHE-PEIERLS verwendet und die neueren Daten für die Fermische Kopplungskonstante, nämlich  $g = 3 \cdot 10^{-49}$  erg cm<sup>3</sup>, benutzt.

Theoretisch müsste auch eine direkte Streuung eines Neutrinos an einem Elektron über die universelle Fermische Wechselwirkung möglich sein. Dabei tauschen Elektron und Neutrino ein virtuelles Nukleonpaar oder ein Anti-Neutrino und ein  $\mu$ -Meson aus. Dieser Prozess ist analog der Streuung geladener Teilchen, die ja unter

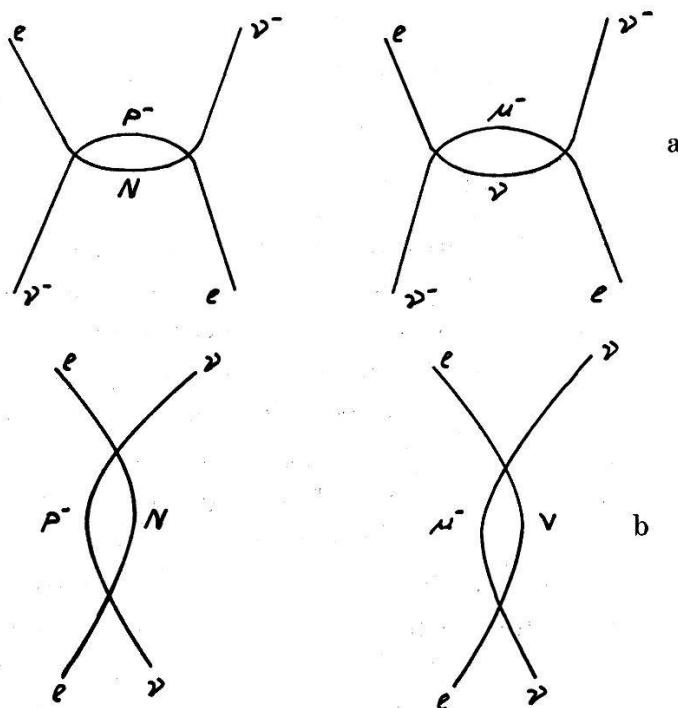


Fig. 1.

Austausch eines Photons vor sich geht. Die Feynman-Diagramme dieser Prozesse sind in Fig. 1 gegeben.

Wegen der grösseren Masse der Nukleonen geben die Prozesse über das  $\mu$ -Meson den überwiegenden Beitrag. Leider lassen sich diese Prozesse nicht streng berechnen, da sie auf ein divergierendes Impulsraumintegral führen. Um einen Überblick über die zu erwartenden Größenordnungen zu gewinnen, ist es üblich (vgl. etwa Fe 51), das divergierende Integral durch Einführung einer Abschneidelänge von der Grösse der Nukleon-Compton-Wellenlänge

( $2 \cdot 10^{-14}$  cm) zu limitieren. In den folgenden Formeln messen wir der Einfachheit halber alle Geschwindigkeiten in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit, alle Massen in Einheiten der Nukleon-Masse ( $1,65 \cdot 10^{-24}$  gr) und alle Längen in Einheiten der Nukleon-Compton-Wellenlänge ( $= 2 \cdot 10^{-14}$  cm). Obige Wechselwirkung gibt dann zu einem Potential der Reichweite  $\mu^{-1}$  und der Tiefe  $g^2$  Anlass, wenn wir die  $\mu$ -Meson-Masse ( $212 m_e$ ) mit  $\mu$  und die Fermische Koppelungskonstante mit  $g$  ( $g = 10^{-5}$ ) bezeichnen. Dieses Resultat hängt stark von der Art des Abschneide-Verfahrens ab. Unter anderen Annahmen kann man einen um etliche Zehnerpotenzen verschiedenen Wert erhalten. Der hier gegebene Wert entspricht dem grössten Wert von  $\sigma$ , der sich unter extremsten Annahmen ergibt. In üblichen Einheiten ist die Streuung durch einen Potential-Topf der Tiefe 0,1 eV und einer Lineardimension  $2 \cdot 10^{-13}$  cm angegeben. Dieses Potential bewirkt für Energien  $< \mu$  einen Streuquerschnitt:

$$\sigma = 4\pi \mu^{-2} g^4 \left( \frac{m_e}{\mu^2} \right)^2 \approx 10^{-47} \text{ cm}^2, \quad (11)$$

was einer freien Weglänge von  $10^{23}$  g/cm<sup>2</sup> entspricht.

Alle andern Prozesse können nur über eine grössere Zahl von virtuellen Teilchen vor sich gehen und geben entsprechend kleinere Querschnitte. Eine Ausnahme bilden elektrische Wechselwirkungen, die wegen ihrer grossen Reichweite grössere Querschnitte verursachen können. So wird von der Theorie auch ein magnetisches Moment für das Neutrino vorausgesagt. Es stammt von seiner Fähigkeit, in Neutron + Antiproton + Positron zu dissoziieren. Dies entspricht dem magnetischen Moment des Neutrons, das durch seine virtuelle Dissoziation in Proton +  $\pi^-$  hervorgerufen wird. Wieder kann das magnetische Moment des Neutrinos theoretisch wegen Divergenzschwierigkeiten nicht berechnet werden. Limitiert man auf dieselbe Art wie früher, dann erhält man als Bruchteil der Zeit, während dessen das Neutrino dissoziert ist,  $g^2 = 10^{-10}$ . Dies ergibt ein magnetisches Moment von der Grössenordnung  $n = 10^{-10}$  Bohrschen Magnetonen für das Neutrino. Die ionisierende Wirkung des Neutrinos durch dieses Moment entspricht einem Streuquerschnitt des Elektrons für das Neutrino

$$\sigma \sim 10\pi \left( \frac{e^2}{m_e} \right)^2 n^2 \quad (12)$$

entsprechend einer freien Weglänge von  $10^{20}$  g/cm<sup>2</sup>. Dieser Querschnitt ist etwa 1000mal grösser als der durch (11) gegebene.

In folgender Tabelle stellen wir unsere Resultate zusammen.

**Tabelle I.**

Freie Weglänge in g/cm <sup>2</sup>	nach
Exp. $\left\{ \begin{array}{l} > 4 \cdot 10^6 \\ > 3 \cdot 10^9 \\ > 5 \cdot 10^{11} \end{array} \right. .$	NAHMIAS (Radiumpräparat) FERMI (Pile) Nulleffekt von Zählrohren (wenn alle Neutrinos aus der Sonne herauskommen)
Theor. $\left\{ \begin{array}{l} \sim 10^{18} \\ \sim 10^{23} \\ \sim 10^{20} \end{array} \right. .$	Inverser $\beta$ -Zerfall (in $T_2O$ ) Streuung Magnetisches Moment

Man sieht, dass die experimentellen Daten über die freie Weglänge von Neutrinos noch weit unter den theoretischen Erwartungen liegen. Jede beobachtbare Reaktion von freien Neutrinos könnte nur durch noch unbekannte Wechselwirkungen vermittelt werden.

Zum Vergleich seien einige zur Abschätzung der Wahrscheinlichkeit einer Energieabgabe der Neutrinos wichtige Daten gegeben.

**Tabelle II.**

Schichtdicken in g/cm <sup>2</sup> $\left( \text{Schichtdicke} = \int_0^\infty dr \varrho(r) \cdot r \right)$	
Sonne . . . . .	$2,5 \cdot 10^{11}$
Grösste Schichtdicke der Milchstrasse (Sternmassen*)	0,17
Milchstrasse, interstellare Materie*). . . . .	0,17
Universum**) . . . . .	0,1

Man sieht durch Vergleich der hier angegebenen Größen, dass Neutrinos ungehindert entweichen können, ohne auf eine der hier betrachteten Arten mit Materie in Wechselwirkung zu treten.

Beachtenswert ist, dass unter der Annahme konstanter Energieproduktion im Universum die Anzahl vorhandener Neutrinos in der Welt proportional zum Weltalter  $t$  ist. Deutet man, wie üblich, den Hubbleeffekt als eine Expansion des Universums, so wird dessen

\*) Hier wurde angenommen, dass die Gesamtdichte von  $7 \cdot 10^{-24}$  g/cm<sup>3</sup> sich etwa zu gleichen Teilen aus der in Sternen vorhandenen und der interstellaren Materie zusammensetzt.

\*\*) Mit  $R = 2,8 \cdot 10^{27}$  cm =  $3,6 \cdot 10^{-29}$  g/cm<sup>3</sup>.

Volumen mit  $t^3$  ansteigen und somit die Neutrinodichte mit  $t^{-2}$  abnehmen.

Herrn OESCHGER sind wir für Literaturhinweise zu Dank verpflichtet.

*Anmerkung bei der Korrektur.* Durch technische Gründe hat sich die Veröffentlichung der vorliegenden Notiz verzögert. Inzwischen scheinen durch F. REINES, C. L. COWAN Absorptionsprozesse von Neutrinos, und zwar der inverse  $\beta$ -Zerfall,  $\nu + p = n + e^+$  nachgewiesen worden zu sein. (Phys. Rev. **92**, 830, 1088 (1953). Dabei ergab sich für diesen Prozess 1. Ordnung ein Wirkungsquerschnitt von  $10^{-43} \text{ cm}^2$ , so dass der Vorgang unter Aufwand sehr starker Neutrinoquellen und grosser Flüssigkeitszähler beobachtbar ist.

### Literatur.

- Be 34: BETHE-PEIERLS, Nature **133**, 532, 689.
  - Fe 50: FERMI, Nuclear Physics Chicago.
  - Fe 51: FERMI, Elementary Particles, Yalle.
  - Ko 35: KONOPINSKI, Annual Review of Nuclear Science **2**, 261.
  - Ku 52: KULP and TYRON, Rev. Sci. Inst. **23**, 6, 197.
  - Na 35: NAHMIAS, Proc. Camb. Phil. Soc. **31**, 99.
  - Sa 53: SALPETER, Ann. Review of Nuclear Science **2**, 41.
  - We 36: WEISCHEDL, Zeitschrift für Physik **101**, 732.
-