A MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
CSILLAGVIZSGÁLÓ
INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN
DER
STERNWARTE
DER UNGARISCHEN AKADEMIE
DER WISSENSCHAFTEN

BUDAPEST—SZABADSÁGHEGY

Nr. 48

G. MARX und NÓRA MENYHÁRD

ÜBER DIE PERSPEKTIVEN DER NEUTRINOASTRONOMIE

BUDAPEST, 1960

A MAGYAR
TUDOMÁNYOS AKADÉMIA
CSILLAGVIZSGÁLÓ
INTÉZETÉNEK
KÖZLEMÉNYEI

MITTEILUNGEN
DER
STERNWARTE
DER UNGARISCHEN AKADEMIE
DER WISSENSCHAFTEN

BUDAPEST—SZABADSÁGHEGY

Nr. 48

ÜBER DIE PERSPEKTIVEN DER NEUTRINOASTRONOMIE

von

G. MARX
Institut für Theoretische Physik
der Roland Eötvös Universität

und

NÓRA MENYHÁRD
Zentralforschungsinstitut
für Physik

Budapest

Aus dem Gesichtspunkte der Astronomie zählt die durch die Himmelskörper ausgesandte Neutrinostrahlung zu den intensivsten Strahlungen. Es wird hier der Charakter der Neutrinostrahlung des Erdkörpers vom geochemischen, jener der Sonne aus astrophysikalischen und der der von ausserhalb des Sonnensystems kommenden Strahlung vom kosmogonischen Standpunkt aus untersucht. Die Detektierung bildet das schwerste Problem: die derzeitige Empfindlichkeit müsste um Grössenordnungen erhöht werden, um durch die Detektierung der Neutrinostrahlung astronomische Probleme klären zu können. Als einzige Ausnahme bietet sich hiefür die Neutrinostrahlung der Sonne, deren Detektierung nunmehr als eine nahe Perspektive bevorsteht.

1. Über den Charakter der Neutrinostrahlung

Von den Erscheinungsformen der Materie — über das Atom hinaus — ist in der Physik Jahrhunderte lang nur das Licht — die Photonenstrahlung — erforscht und in der Technik angewendet worden. In diesem Jahrhundert hat jedoch die Anwendung der Elektrizität und der radioaktiven Strahlungen erhebliche Fortschritte gemacht. In der Astronomie ist immerhin das Licht seit Jahrhunderten fast die einzige Quelle von Erkenntnissen geblieben. Erst in den letzten Jahren wurde die Aufmerksamkeit darauf gelenkt, dass die Erforschung der durch die Sonne (infolge elektromagnetischer Kräfte) ausgesandten ionisierenden Strahlung und der mit dieser gewissermassen verwandt erscheinenden, jedoch von ausserhalb des Sonnensystems auf die Erde gelangenden kosmischen Strahlung auch astronomisch von Bedeutung ist. Wir wollen im Nachfolgenden den Charakter, die zu erwartende Intensität und die Nachweisbarkeit der radioaktiven Ausstrahlung von Himmelskörpern näher betrachten.

Im Laboratoriummaßstab finden die von Atomkernen ausgesandten ionisierenden, gut absorbierbaren und leicht nachweisbaren Strahlungen (die bekannten α-, β- und γ-Strahlen) eine praktische Anwendung. Die Neutrinostrahlung der herkömmlichen radioaktiven Präparate bleibt hingegen tief

unter der Nachweisbarkeitsgrenze. Betrachten wir zum Beispiel ein $\beta^{\pm}$-strahlendes Präparat, dessen Aktivität 1 Curie beträgt. Die Zahl der in diesem Präparat entstehenden Positronen und Neutrinos ist

$$W = 3{,}7 \cdot 10^{10}\, e^{+}\ \mathrm{sec}^{-1} = 3{,}7 \cdot 10^{10}\, \nu\ \mathrm{sec}^{-1}\,.$$

Dies bedeutet, dass an einem im Abstand $R = 1$ m angebrachten Detektor die Intensität

$$I_0 = \frac{W}{4\pi R^2} = 3{,}3 \cdot 10^{5}\, \nu\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{sec}^{-1} \tag{1}$$

ist. Im Falle einer ionisierenden Strahlung wären sogar um mehrere Grössenordnungen kleinere Werte leicht zu beobachten, die Neutrinostrahlung bleibt jedoch bei ähnlichen Intensitätsgrössen weit unter der Nachweisbarkeitsgrenze.

Bei ausgedehnten radioaktiven Quellen, zumal diese astronomische Abmessungen besitzen, verhält es sich ganz anders. Von diesen kann die ionisierende Strahlung wegen der starken Absorption nicht hinausdringen; auch die Radioaktivität der Erdrinde wird schon durch einige Meter dicke Bodenschichten absorbiert. Die ν und $\tilde{\nu}$-Strahlung vermag jedoch sozusagen ungehindert auszutreten und eine ausgedehnte, sogar nicht zu stark konzentrierte Strahlenquelle kann infolgedessen viel höhere Intensitäten, als die obenerwähnte erzeugen. Die an der Bodenfläche beobachtbare $\tilde{\nu}$-Strahlung einer unter einer dicken Bodenschicht liegenden, ausgedehnten Uranlagerstätte ist z. B. um zwei-drei Grössenordnungen und die Intensität der aus der Sonne auf die Erde gelangenden ν-Strahlung um fünf Grössenordnungen grösser, als (1).

Die etwaigen astronomischen Konsequenzen des überaus grossen Durchdringungsvermögens der Neutrinos und Antineutrinos wurden schon öfters in Betracht gezogen. GAMOW hat zum Beispiel im Zusammenhang mit den Supernovaexplosionen dem Urca-Prozess, infolge dessen eine hemmungslose Energieausstrahlung losgemacht wird, eine besondere Wichtigkeit beigemessen [1]. Nach PONTECORVOS Auffassung sei die $\nu - \nu$-Ausstrahlung von Sternen hoher Temperatur eine Art von Bremsstrahlung [2]. NEUGEBAUER versuchte den Hubble-Effekt als $\gamma - \nu$-Streuung zu deuten [3, 4]. Alle diese Untersuchungen beruhen auf theoretischen Betrachtungen. SELDOWICH, LUKANOW und SMORODINSKI [5], ferner F. REINES und C. L. COWAN [6] wiesen darauf hin, dass die unsere Erde erreichende Neutrinostrahlung eventuell nachweisbar sein kann. Die Autoren dieses Artikels haben neuerdings über die Intensitäten und die Nachweisbarkeit Schätzungen unternommen [7]. Sie wollen in dieser Arbeit das Problem näher betrachten und systematisch daraufhin prüfen, ob und welche astronomische Fragen prinzipiell durch die Detektierung der Neutrinos und Antineutrinos gelöst werden könnten.

Das Neutrino ist ein neutrales Teilchen der Ruhmasse Null, das in β^{+}-Zerfall, oder durch Einfang eines Elektrons emittiert wird und sich mit Lichtgeschwindigkeit fortbewegt. Das Antineutrino zeigt ähnliche Eigenschaften, es entsteht jedoch durch einen β^{-}-Zerfall. Die beiden Teilchen sind indessen nicht zu identifizieren, sie unterscheiden sich voneinander durch das abweichende Vorzeichen der Leptonenladung [8, 9, 10]. Neutrino und Antineutrino lösen infolge des Erhaltungssatzes der Leptonenladung Reaktionen verschiedentlichen Typs aus und lassen sich somit voneinander deutlich unterscheiden,

Zum Nachweis des Neutrinos scheint bisher die Pontecorvo-Reaktion die meisten Vorteile zu bieten [11]:

$$\nu + Cl^{37} \rightarrow A^{37} + e^-, \quad \text{Schwellenenergie } \varepsilon_0 = 0{,}8 \text{ MeV}. \tag{2}$$

Nach REINES und COWAN lässt sich das Antineutrino durch den im Wasserstoff erzeugten β^+-Zerfall detektieren [6]:

$$\tilde{\nu} + p \rightarrow n + e^+, \quad \text{Schwellenenergie } \varepsilon_0 = 1{,}8 \text{ MeV}. \tag{3}$$

Der totale Einfangquerschnitt für ν oder $\tilde{\nu}$, als Funktion der Energie ist

$$\sigma(\varepsilon) = \frac{f^2}{4\pi\,\hbar^4\,c^4} |<>|^2 (\varepsilon - \varepsilon_0)^2 \sqrt{1 + \left(\frac{mc^2}{\varepsilon - \varepsilon_0}\right)^2}. \tag{4}$$

ε_0 ist die Schwellenenergie der Absorption, m die Masse des Elektrons, f die Kopplungskonstante der β-Wechselwirkung, $2\pi\hbar = h$ die Plancksche Konstante, c die Lichtgeschwindigkeit und $<>$ das für den Reaktionstyp kennzeichnende und von der Neutrinoenergie unabhängige Matrixelement. Die Energie der in radioaktiven Zerfällen erzeugten Neutrinos und Antineutrinos liegt in der Grössenordnung der MeV; der durchschnittliche Einfangquerschnitt für dieselben (indem man die Bezeichnungen $I_0 = \int I(\varepsilon)\, d\varepsilon$ benutzt) ist durch die Formel

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{I_0} \int I(\varepsilon)\, \sigma(\varepsilon)\, d\varepsilon \tag{5}$$

gegeben und ist der Grössenordnung von 10^{-43} cm^2, also recht niedrig. Man konnte bisher experimentell nur die durch Kernreaktoren erzeugten Strahlungen nachweisen, deren Intensität $I_0 \cong 10^{13}\, \tilde{\nu}\, \text{cm}^{-2}\, \text{sec}^{-1}$ beträgt [6]. So der für die Nachweisbarkeit kennzeichnende Ausdruck beträgt

$$D = I_0\, \bar{\sigma} = \int I(\varepsilon)\, \sigma(\varepsilon)\, d\varepsilon = 10^{-30}\, \nu\, \text{sec}^{-1}\,. \tag{6}$$

Dies besagt, dass für $D^{-1} = 10^{30}$ bestrahlte Kerne (im vorliegenden Falle Protonen) nur an einem ein registrierbarer Prozess (3) pro Sekunde sich vollzieht. Hieraus dürfte die ausserordentliche Schwierigkeit der Detektierung erhellen. REINES und COWAN weisen jedoch darauf hin, dass in Anbetracht der gegenwärtigen experimentellen Technik die Herabsetzung der Nachweisbarkeitsgrenze um ein-zwei Grössenordnungen als möglich erscheint. (Zum Nachweis einer Intensität wie zum Beispiel (1) müsste man jedoch eine Grösse von $D = 10^{-38}\, \nu\, \text{sec}^{-1}$ nachweisen können, was derzeit durchaus hoffnungslos erscheint.)

Es werden nachstehend die astronomisch interessanten Neutrinoquellen einzeln betrachtet.

2. Die Erde

Die Erdmaterie beinhaltet radioaktive Stoffe, darunter auch β^--Strahler. Diese senden Antineutrinos aus. Wenn die Erdmaterie rein aus Wasserstoff aufgebaut wäre, würde die freie Weglänge der Antineutrinos von einigen MeV (indem man die Zahl der Atome pro cm^3 mit n bezeichnet)

$$\lambda = \frac{1}{n\bar{\sigma}} = 10^{5}\,\text{km} \tag{7}$$

sein; unter Berücksichtigung der reellen chemischen Zusammensetzung würde sich ein noch höherer Wert ergeben. Man sieht also, dass ein in der Erdrinde wo immer entstandenes Antineutrino die Bodenfläche fast ungehindert erreicht.

Wir wollen nun abschätzen, wieviel Antineutrinos in der oberen Erdrinde, die ungefähr bis zu 95% aus sauren, eruptiven Gesteinen besteht, je Tonne erzeugt werden. Die radioaktiven Elemente sind U^{238}, Th^{232}, U^{235} und die mit diesen in radioaktivem Gleichgewicht stehenden Zerfallsprodukte, sowie einige andere langlebige radioaktive Isotope. Tabelle I. zeigt, dass die Aktivität der Erdrinde pro Tonne durchschnittlich $w = 1{,}7 \cdot 10^6\, \tilde{\nu}\ \mathrm{sec}^{-1}$ Tonne^{-1} beträgt, was schon allein einen ziemlich hohen Wert darstellt. Wie gross dürfte nun die ganze Aktivität der Erde sein?

TABELLE I.

Antineutrinoaktivität der Erdrinde

Isotop	Halbwertszeit (sec)	Maximale $\tilde{\nu}$-Energie (MeV)	Konzentration (g/Tonne)	Aktivität ($\tilde{\nu}$/sec Tonne)
U^{238}	$1{,}41 \cdot 10^{16}$	α-Strahlung	3,97 ·	—
Th^{234}	$2{,}08 \cdot 10^{6}$	0,19	Gleichgewicht	$5{,}0 \cdot 10^{4}$
Pa^{234m}	$6{,}96 \cdot 10^{1}$	2,32	,,	$4{,}9 \cdot 10^{4}$
Pb^{214}	$1{,}61 \cdot 10^{3}$	0,65	,,	$4{,}5 \cdot 10^{4}$
Bi^{214}	$1{,}18 \cdot 10^{3}$	2,03	,,	$4{,}5 \cdot 10^{4}$
Tl^{210}	$7{,}92 \cdot 10^{1}$	1,95	,,	10^{-18}
Pb^{210}	$6{,}93 \cdot 10^{8}$	0,02	,,	$4{,}5 \cdot 10^{-4}$
Bi^{210}	$4{,}32 \cdot 10^{5}$	1,17	,,	$4{,}5 \cdot 10^{-4}$
Tl^{206}	$2{,}54 \cdot 10^{2}$	1,65	,,	0,05
Th^{232}	$4{,}38 \cdot 10^{17}$	α-Strahlung	11,28	—
Ra^{228}	$2{,}11 \cdot 10^{8}$	0,05	Gleichgewicht	$7{,}4 \cdot 10^{4}$
Ac^{228}	$2{,}21 \cdot 10^{4}$	1,55	,,	$7{,}4 \cdot 10^{4}$
Pb^{212}	$3{,}82 \cdot 10^{4}$	0,59	,,	$7{,}0 \cdot 10^{4}$
Bi^{212}	$3{,}63 \cdot 10^{3}$	2,5	,,	$6{,}9 \cdot 10^{4}$
Tl^{208}	$1{,}86 \cdot 10^{2}$	1,79	,,	$2{,}3 \cdot 10^{4}$
U^{235}	$2{,}24 \cdot 10^{16}$	α-Strahlung	0,03	—
Th^{231}	$9{,}18 \cdot 10^{4}$	0,20	Gleichgewicht	$3{,}7 \cdot 10^{4}$
Ac^{227}	$6{,}84 \cdot 10^{8}$	0,04	,,	$3{,}7 \cdot 10^{4}$
Fr^{223}	$1{,}26 \cdot 10^{3}$	1,2	,,	$4{,}4 \cdot 10^{-1}$
Pb^{211}	$2{,}17 \cdot 10^{3}$	1,21	,,	$3{,}4 \cdot 10^{1}$
Tl^{207}	$2{,}86 \cdot 10^{2}$	1,47	,,	$3{,}3 \cdot 10^{1}$
K^{40}	$4{,}1 \cdot 10^{16}$	1,33	3,08	$7{,}8 \cdot 10^{5}$
Rb^{87}	$1{,}57 \cdot 10^{18}$	0,27	94,48	$3{,}0 \cdot 10^{5}$
La^{138}	$3{,}15 \cdot 10^{18}$	0,21	0,02	$2{,}0 \cdot 10^{1}$
Lu^{176}	$7{,}6 \cdot 10^{17}$	0,43	0,02	$6{,}0 \cdot 10^{1}$

Die Verteilung der radioaktiven Substanzen im Innern der Erde kennen wir nicht, es ist jedoch anzunehmen, dass sie in der Erdrinde am meisten angereichert sind. Wenn wir voraussetzen, dass radioaktive Stoffe nur in der

15 km dicken oberen Rinde (deren Masse — die Ozeanenboden mitinbegriffen— $M = 2 \cdot 10^{19}$ Tonnen beträgt) vorhanden sind (der Beitrag der basischen und sonstigen Gesteine, die die unteren Schichten der Erdrinde bilden, kann vernachlässigt werden), so ist die $\tilde{\nu}$-Intensität an der Erdfläche

$$I_0 = \frac{W}{4\pi R^2} = \frac{wM}{4\pi R^2} = 6{,}7 \cdot 10^6\, \tilde{\nu}\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{sec}^{-1}\,.$$

Wenn man hingegen für das ganze Erdvolumen die in Tabelle I. angegebene Konzentration an radioaktiven Elementen annehmen würde (was jedenfalls übertrieben wäre), so is anstatt M die ganze Erdvolumengrösse zu setzen und die Intensität der terrestrischen Antineutrinostrahlung an der Erdbodenfläche wäre somit

$$I_0 = 1{,}99 \cdot 10^9\, \tilde{\nu}\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{sec}^{-1}\,.$$

2/3 dieser Intensität entstammen den K^{40} und Rb^{87}-Strahlungen. Für die Geophysik und die Geochemie wäre ein wichtiges Ergebnis, wenn durch direkte Messung der Antineutrinostrahlung ermittelt werden könnte, wieviel radioaktive Substanzen sich im Erdinnern bergen. Dies würde die Lösung des Problems, ob der Erdkörper in kaltem oder heissem Zustande entstanden ist, wesentlich erleichtern.

Wenn man die Strahlung auf die Nachweisbarkeit hin prüft, so ergibt sich ein sehr ungünstiges Bild. Die radioaktiven Atomkerne, die auf der Erde erhalten geblieben sind, haben Halbwertszeiten von mehreren Milliarden Jahren, ihre Zerfallsenergien sind also sehr niedrig. Hieraus folgt, dass die Energie der entstandenen Antineutrinos stets unter der Schwellenenergie (3) bleibt. Ein unterschiedliches Resultat ist nur bei einigen kurzlebigen (daher sehr seltenen) Zwischenprodukten der U^{238} und Th^{232} Familien, u. zw. bei den Isotopen Pa^{234m}, Bi^{214}, Tl^{210}, Bi^{212} zu vernehmen. Ungefähr 7% der sämtlichen Antineutrinos besitzen eine Energie über 1,8 MeV. So ist

für die	U^{238}-Zerfallsreihe	$\bar{\sigma} = 6{,}63 \cdot 10^{-46}\ \mathrm{cm}^2$,
,, ,,	Th^{232} ,,	$\bar{\sigma} = 1{,}6 \cdot 10^{-45}\ \mathrm{cm}^2$,
,, ,,	U^{235} ,,	$\bar{\sigma} = 0$,
für die	übrigen Elemente	$\bar{\sigma} = 0$.

Dies bedeutet, dass die Nachweisbarkeit für die auf die 15 Km dicke Erdrinde konzentrierte Radioaktivität

$$D = 2 \cdot 10^{-39}\, \tilde{\nu}\ \mathrm{sec}^{-1}$$

und für eine homogene Verteilung

$$D = 6 \cdot 10^{-37}\, \tilde{\nu}\ \mathrm{sec}^{-1}$$

ist. Solche Grössen erscheinen auch perspektivisch kaum detektierbar. Die Schwierigkeit liegt in dem äusserst niedrigen Energiespektrum der terrestrischen $\tilde{\nu}$-Strahlung. Eine günstigere Perspektive wäre nur dadurch geboten, wenn es gelingen würde anstatt (3) eine andere Einfangsreaktion mit niedrigerer Schwellenenergie anzuwenden. Dies würde die Grösse von D um Grössenordnungen erhöhen. (Die Anwendung geeigneter Isotope hierfür ist dadurch erschwert, dass sie durch Elektroneneinfang zerfallen können.)

3. Die Sonne

Ganz anders verhält es sich mit den Sternen, in welchen durch thermonukleare Vorgänge ständig Isotope mit Protonenüberschüssen und kurzen Halbwertszeiten erzeugt werden, die energiereiche β^+-Strahlen emittieren. Die Neutrinostrahlung dieser Isotope hat ein viel höheres Energiespektrum und ist demzufolge der Detektierung mehr zugänglich.

Betrachten wir den nächsten Stern, die Sonne. Die mittlere freie Weglänge der im Sonneninnern entstandenen Neutrinos ist grösser als (7), die in den zentralen Bereichen erzeugte ν-Strahlung kann daher (im Gegensatz zu den Lichtstrahlen) ungehindert hinaustreten und vermag uns ein unverfälschtes Bild über die im Zentrum der Sonne herrschenden Verhältnisse zu vermitteln. Wie es nachstehend gezeigt wird, sind die Intensität und das Energiespektrum der von der Sonne ausgestrahlten Neutrinos für die sich in der Sonne vollziehenden Fusionsvorgänge kennzeichnend und können schliesslich auch die empirische Bestimmung der Temperatur im Zentrum der Sonne ermöglichen.

Es gibt mehrere Vorstellungen darüber, in welchen Fusionsstufen sich die Synthese $H \rightarrow He$ in der Sonne abspielt. (Ihr Zustandekommen ist vor allem durch die chemische Zusammensetzung und die Temperatur des Sonnenzentrums bedingt.) Alle Möglichkeiten führen letzten Endes zum Prozess

$$4p \rightarrow He^4 + 2e^+ + 2\nu ,$$

im Laufe dessen 26,7 MeV Energie frei wird. Diese Energie wird je nach dem Charakter der Teilvorgänge einerseits auf Wärmeerzeugung (kinetische Energie, Gamma-Photonen, $e^- - e^+$-Ausstrahlung), anderseits auf die beiden Neutrinos verteilt.

BETHE hat ursprünglich auf den Zyklus C—N geschlossen [12]:

$$\begin{aligned} C^{12} + p &\rightarrow N^{13} \rightarrow C^{13} + e^+ + \nu , \\ C^{13} + p &\rightarrow N^{14} , \\ N^{14} + p &\rightarrow O^{15} \rightarrow N^{15} + e^+ + \nu , \\ N^{15} + p &\rightarrow C^{12} + He^4 . \end{aligned}$$

Nach SALPETER's Auffassung sei die direkte H—D Synthese dominant [13]:

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow D + e^+ + \nu , \\ D + p &\rightarrow He^3 , \\ He^3 + He^3 &\rightarrow He^4 + p + p . \end{aligned}$$

FOWLER nimmt zwei weitere Möglichkeiten der direkten Synthese an [14]: eine hievon sei die Verzweigung H—Li:

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow D + e^+ + \nu , \\ D + p &\rightarrow He^3 , \\ He^3 + He^4 &\rightarrow Be^7 \rightarrow Li^7 - e^- + \nu , \\ Li^7 + p &\rightarrow Be^8 \rightarrow 2He^4 . \end{aligned}$$

die andere die Verzweigung H—B:

$$\begin{aligned} p + p &\rightarrow D + e^+ + \nu , \\ D + p &\rightarrow He^3 , \\ He^3 + He^4 &\rightarrow Be^7 , \\ Be^7 + p &\rightarrow B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu , \\ Be^8 &\rightarrow 2He^4 . \end{aligned}$$

Eine Übersicht über die Eigenschaften der in den einzelnen Vorgängen erzeugten Neutrinos gibt Tabelle II. Zur Berechnung von I_0 für die einzelnen Reaktionstypen haben wir die volle Energieleistung der Sonne um jene Reaktionsenergie, die bei der Fusion $4p \rightarrow$ He frei wird, dividiert und erhielten somit die Zahl der in der Zeiteinheit entstandenen He-Kerne. Neutrinos entstehen in zweifacher Zahl, diese Zahl ergibt also W. Dividiert man das Resultat um $4\pi R^2$, so ergibt sich I_0. (R ist die Entfernung zwischen Erde und Sonne.) $D = I_0\,\bar{\sigma}$ kennzeichnet die Nachweisbarkeit.

TABELLE II.

Neutrinoaktivität der Sonne

Prozess	Zerfall	Maximale E_ν (MeV)	Auf ν entfallender Durchschnitt (%)	$\bar{\sigma}$ (cm^2)	I_0 ($\nu\,cm^{-2}sec^{-1}$)	D ($\nu\,sec^{-1}$)
C—N	N^{13}, β^+ O^{15}, β^+	1,21 1,7	5	$1{,}0 \cdot 10^{-43}$	$7 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{-33}$
H—D	$p + p$, β^+ $p + p$, β^+	0,8 0,8	2	0	$6{,}6 \cdot 10^{10}$	0
H—Li	$p + p$, β^+ Be^7, K	0,8 0,9	4	$0{,}5 \cdot 10^{-43}$	$7 \cdot 10^{10}$	$3{,}5 \cdot 10^{-33}$
H—B	$p + p$, β^+ B^8, β^+	0,8 14,1	28	$10 \cdot 10^{-43}$	$9 \cdot 10^{10}$	$90 \cdot 10^{-33}$

Es ist aus der Tabelle zu entnehmen, dass die im Prozess H—D erzeugte Neutrinostrahlung sich durch den Prozess (2) nicht detektieren lässt. Damit die Sonnenstrahlung im Falle des Zyklus C—N und der Verzweigung H—Li nachgewiesen werden kann, müsste die derzeitige Empfindlichkeit der Messverfahren mindestens um zwei Grössenordnungen verbessert werden; diese Bedingung scheint erfüllbar. Eine besonders günstige Lage bietet die Verzweigung H—B mit einer Neutrinostrahlung, deren Energie 14 MeV erreicht. Ihre Detektierung scheint auch schon mit unseren heutigen Mitteln durchführbar zu sein. Auf Grund theoretischer Betrachtungen dürfte der C—N Prozess in der Sonne eine Nebenrolle spielen; eine entscheidende Aussage darüber, welche der Alternativen, die für die möglichen Formen der direkten H-Synthese aufgestellt worden sind, der Wirklichkeit entspricht, kann durch direkte Messungen schon in einigen Jahren möglich werden. Dies gilt für die Neutrinoastronomie als eine nahe Perspektive. (Die Antineutrinostrahlung der Erde stört in dieser Hinsicht gar nicht. Neutrinos werden zwar in der Atmosphäre durch den Zerfall der Mesonen der kosmischen Strahlung erzeugt, ihre Intensität ist jedoch vernachlässigbar klein. Es dürfte interessant sein zu erwähnen, dass auf einem Himmelskörper in der Sonnennähe eine beträchtlich intensivere solare Neutrinostrahlung detektiert werden kann. Im Perihel des Icarus ist zum Beispiel die Neutrinostrahlung der Sonne 30-mal stärker, als auf der Erde, sie liegt in der Grössenordnung der bei den Atomreaktoren ausgemessenen $\tilde{\nu}$-Strahlung.)

4. Quellen ausserhalb des Sonnensystems

Der kleine Einfangquerschnitt des Neutrinos hat zur Folge, dass die mittlere freie Weglänge im Weltall eines ν von einigen MeV ungefähr 10^{30} Lichtjahre beträgt (die des Antineutrinos ist etwas kürzer). Dies bedeutet, dass die Neutrinostrahlung die Detektierung von räumlich und zeitlich sehr entfernten Ereignissen (prinzipiell bis zu 10^{30} Lichtjahren, beziehungsweise bis zu 10^{30} Jahren hin) ermöglichen kann, vorausgesetzt natürlich, dass das Problem der Detektierung lösbar sei.

Himmelskörper aus gewöhnlichen Atomen und die aus Antiatomen sind auf Grund ihrer Photonenstrahlung von einander nicht zu unterscheiden ($\gamma \equiv \tilde{\gamma}$), durch die Neutrinostrahlung wäre aber dies prinzipiell möglich. ($\nu \not\equiv \tilde{\nu}$, von einem sonnenähnlichen Himmelskörper werden Neutrinos, von einem aus Antiatomen aufgebauten Himmelskörper werden Antineutrinos ausgestrahlt.) Es bietet sich heute, leider, noch keine Möglichkeit, die Ausstrahlung einzelner Himmelskörper ausserhalb des Sonnensystems auf der Erde zu detektieren. Proxima Centauri ist zum Beispiel von uns um acht Grössenordnungen weiter entfernt, als die Sonne, die Intensität ihrer Neutrinostrahlung ist also um 16 Grössenordnungen kleiner. (Im Falle der durch einen Urca-Prozess hervorgerufenen Explosion einer nahen Supernovae würde sich die Lage natürlich viel günstiger gestalten.)

Globale Erscheinungen sind für die Detektierung etwas mehr zugänglich. Der Charakter der von ausserhalb der Sonne auf die Erde gelangenden Neutrinostrahlung ist auf die Art und Weise der Bildung der chemischen Elemente sehr empfindlich. Wenn der Zustand des Weltalls annähernd stationär ist und die zusammengesetzten Atomkerne im Innern der Gestirne durch die Fusion von H-Atomkernen entstanden sind, so muss die durchschnittliche Neutrinodichte der Neutronendichte gleich sein. Somit lässt sich ein Wert von $I_0 \sim 10^5\, \nu\, \mathrm{cm}^{-2}\, \mathrm{sec}^{-1}$ abschätzen, gegen welchen die Intensität der Antineutrinos vernachlässigbar klein ist. Das Energiespektrum der Neutrinos liegt verhältnismässig hoch. Die Nachweisbarkeit der kosmischen Neutrinostrahlung aus (2) dürfte somit bei $D \sim 10^{-38}\, \nu\, \mathrm{sec}^{-1}$ liegen. Aus technischem Gesichtspunkte erscheint dieser Wert als zu niedrig, er erreicht aber die Intensität (1) eines stärkeren β^+-aktiven Präparats, die in der unmittelbaren Nähe des Präparats herrscht!

Wenn sich aber ein bedeutender Anteil der zusammengesetzten Atomkerne in einem früheren, komprimierten Zustand des Weltalls ausgebildet hat, so stellt sich das Problem anders. Jener frühe Zustand war an Neutronen reich; die Umwandlung in den heutigen, protonenreichen Zustand durfte von der Ausbildung einer nicht geringen (der der Protonen angemessenen) Antineutrinodichte begleitet sein: $I_0 \sim 10^7\, \nu\, \mathrm{cm}^{-2}\, \mathrm{sec}^{-1}$ erreicht die terrestrische $\tilde{\nu}$-Intensität. Deren Nachweis würde mit Rücksicht auf das hohe Energiespektrum der erzeugten Neutrinos, (β^--Zerfälle mit kurzen Halbwertszeiten) keine durchaus aussichtslose Aufgabe stellen. Wenn wir die Expansion des Weltalls auf das ganze Weltall extrapolieren, d. h. als eine allgemeine Erscheinung auffassen, so wird das Energiespektrum infolge des Doppler-Effekts wesentlich abgeändert. Bezeichnet man die Energie eines Neutrinos mit ε, den Radius des expandierenden Weltalls (oder irgendeinen anderen kennzeichnenden Abstand) mit R, so bleibt mit der Zeit [15]

$$\varepsilon(t)\, R(t) = \text{konst.} \tag{8}$$

Dies bedeutet, dass wenn die Expansion seit dem Augenblick, wo die Neutrinos oder Antineutrinos entstanden sind, eine n-fache Grösse erreicht hat, so hat sich die beim Emittieren entstandene Energie um den Faktor n vermindert. In aus grossen Entfernungen kommenden Strahlungen sinkt also das anfängliche Energiespektrum der Neutrinos unterhalb der Nachweisbarkeitsgrenze.

Sollte es gelingen, die Neutrinostrahlung aus extrasolaren Bereichen (z. B. durch Anwendung von Isotopen mit besonders niedriger Schwellenenergie) nachzuweisen und wenn man finden würde, dass kosmische Neutrino- und Antineutrinostrahlungen die gleiche Intensität haben, so könnte man dies nur auf zwei Alternativen zurückführen: entweder handelt es sich um eine Wärmestrahlung, die dem uralten, komprimierten Zustand der Materie entstammt [16], oder ist es darauf zu schliessen, dass Himmelskörper aus gewöhnlichen Atomen und aus Antiatomen in dem Weltall im gleichen Verhältnis vorhanden sind [17] und das Weltall somit nicht nur hinsichtlich der Elektronenladung, sondern auch hinsichtlich Leptonen- und Baryonenladungen neutral ist [8, 9, 10]. Eine Entscheidung für die eine, oder die andere Alternative ist nach GOLDHABER's Betrachtungsweise dadurch ermöglicht, dass im Falle der zweiten Alternative die Antineutrinostrahlung eine starke Anisotropie zeigen würde.

Wir wollen uns mit der Frage der Neutrino-Antineutrinostrahlung als Wärmestrahlung eingehender befassen. Selbst wenn im komprimierten Zustand der Materie neben einer grossen Dichte auch ein hoher Druck herrschte, konnte sich eine nicht geringe Neutrino- und Antineutrinostrahlung ausbilden, deren Intensität mit jener der elektromagnetischen Strahlen vergleichbar sein dürfte. In der ausgedehnten, hochverdichteten Materie vermochte das thermodynamische Gleichgewicht zwischen Neutrinos und Atomen in Mikrosekunden, im Zustand der Sternendichte in Jahren und bei der heutigen durchschnittlichen Materiendichte nach ungefähr 10^{30} Jahren zustandezukommen. Dies bedeutet, dass in einer gewissen frühen Phase der Expansion der Energieaustausch zwischen Neutrinogas und Atomgas aufhört. Bezeichnen wir die Temperatur dieses Zustandes mit T_0. Die Intensität des Neutrino- und Antineutrinogases war identisch und zwar (in $\nu\ \mathrm{cm^{-2}\ sec^{-1}}$, bezw. $\tilde{\nu}\ \mathrm{cm^{-2}\ sec^{-1}}$ Einheit):

$$I(\varepsilon) = \frac{4\pi\, h^{-3}\, c^{-2}\, \varepsilon^2}{e^{\varepsilon/kT_0} + 1}\ . \tag{9}$$

Von diesem Augenblicke an gibt es keine bedeutende Energieübergabe mehr, weder zwischen Neutrino- und Atomgasen, noch zwischen den einzelnen Neutrinos. Das Energiespektrum wird von nun an nur durch den in der Expansion wirkenden Doppler-Effekt geändert. Wenn die Expansion seit dem Einfrieren des Gleichgewichts (linear) auf das n-fache angewachsen ist [siehe Formel (8)], so ändert sich das Energiespektrum wie folgt:

$$\frac{4\pi\, h^{-3}\, c^{-2}\, \varepsilon^2}{e^{\frac{n\varepsilon}{kT_0}} + 1} \tag{10}$$

(d. h. die integrale Intensität vermindert sich im Verhältnis $1 : n^3$ und auch die häufigste Energie sinkt auf das n-tel:

$$\varepsilon_{\max} = 2{,}2\, \frac{kT_0}{n}\ .)$$

Die Formel (10) deutet darauf hin, dass sich die Temperatur des eingefrorenen Neutrinogases entsprechend dem Gesetz $T = T_0/n$ abnimmt. Man kann daher auch weiterhin nach Einführung von T, d. h. der aktuellen Temperatur des Neutrinos die Formel (9) benutzen.

Wir wollen nun abschätzen, wieviel Teilchen in dem Neutrinogas der Temperatur T, deren Energie über der Nachweisbarkeitsgrenze ε_0 liegt, anzufinden sind:

$$I_{det}(T) = \int_{\varepsilon_0}^{\infty} I(\varepsilon)\, d\varepsilon = \int_{\varepsilon_0}^{\infty} \frac{4\pi\, h^{-3}\, c^{-2}\, \varepsilon^2\, d\varepsilon}{e^{\varepsilon/kT} + 1} . \tag{11}$$

Betrachten wir den günstigeren Fall: für ν ist laut (2) $\varepsilon_0 = 0{,}8$ MeV. Da in jedem in Frage kommenden Fall $\varepsilon_0 \gg \varepsilon_{max}$, ist (11) annähernd integrierbar. Wenn wir die Bezeichnung $\tau = T/10^9\,\mathrm{K}^\circ$ einführen, ist

$$I_{det}(T) = \frac{4\pi\, kT}{h^3\, c^2}\, \varepsilon_0^2\, e^{-\varepsilon_0/kT} = \tau\, 10^{41{,}5-4{,}0\tau^{-1}}\, \nu\ \mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{sec}^{-1} .$$

Es geht aus dieser Formel hervor, dass unterhalb der Neutrinotemperatur von 100 Millionen Grad ($\tau = 0{,}1$) die Wärmestrahlung nicht nachgewiesen werden kann. Von hier an nimmt jedoch die Intensität sprunghaft zu und z. B. bei einer Temperatur von 200 Millionen Grad erreicht sie einen so hohen Wert, dass die Nachweisbarkeit D den im Experiment von REINES—COWAN gemessenen Wert (6) übertrifft. Es kann also experimentell festgelegt werden, dass die ν-Temperatur des Welltalls unter dem Wert: $2 \cdot 10^8\,\mathrm{K}^\circ$ liegt. (Dies ist übrigens auch gemäss theoretischen kosmogonischen Betrachtungen offenbar.) Es ist ferner augenfällig, dass die kosmische Neutrinostrahlung heute mit den anderen Materien nicht im Gleichgewicht steht: es werden wird von den Himmelskörpern unbedingt mehr Neutrinos ausgestrahlt, als absorbiert.

5. Zusammenfassung

Unsere obigen Berechnungen sind als theoretische Schätzungen anzusehen. Wir trachteten keine exakten theoretischen Werte zu ermitteln, sondern nur die Perspektiven der Neutrinoastronomie theoretisch abzuschätzen. Die Neutrinostrahlung vermag uns durch ihre beträchtliche Durchdringungsfähigkeit wertvolle Informationen aus ungeheuren Tiefen von Himmelskörpern, Raum und Zeit zu vermitteln. Eben hieraus folgt jedoch, dass der Detektierung kaum überwindliche Schwierigkeiten im Wege stehen.

Sobald die Empfindlichkeit der gegenwärtigen Versuchsvorgänge um ein-zwei Grössenordnungen erhöht wird (was für die nächsten Jahre als eine reelle Möglichkeit vorauszusehen ist), so wird man mit der Forschung der Neutrinostrahlung der Sonne, — der intensivsten aller dem Menschen zugänglichen Neutrinoquellen — beginnen können. Der Charakter dieser Strahlung ist geeignet uns wichtige astrophysikalische Informationen zu liefern.

Zur Detektierung der terrestrischen und der kosmischen (von ausserhalb des Sonnensystems stammenden) Strahlung müsste die derzeitige Messgenauigkeit um einen Faktor von mehreren Millionen erhöht werden. Hiefür bestehen noch keine reellen Aussichten.

Bei den etwaigen kosmischen Messungen würde die Beseitigung des Hintergrunds, d. h. der starken solaren ν-Strahlung (und der terrestrischen $\tilde{\nu}$-Strahlung) ein weiteres, durchaus schweres Problem stellen. Die Trennung des solaren oder terrestrischen Hintergrunds wäre nur auf Grund der verschiedentlichen Richtung- und Energieverteilung dieser Strahlen möglich. Für die Beobachtung der Energieverteilung sind Isotope verschiedener Schwellenenergie geeignet; die Richtungsverteilung ist im Prinzip aus der in den Einfangprozessen auftretenden ve^-, $\tilde{\nu}e^+$ Richtungskorrelation zu bestimmen [7]. Ein hiefür geeignetes »Neutrinoteleskop« und »Neutrinospektroskop« bewirkt jedoch — wegen der höheren Schwellenenergie der Reaktion, die hier anzuwenden ist, — eine weitere beträchtliche Abnahme des Wertes von D.

1. G. Gamow—Chritchfield: Nucl. Energy and Nucl. Energy Sources, Oxford, 1949
2. B. Pontecorvo: JINR. Preprint 1959.
3. Th. Neugebauer: Acta Phys. Hung. *4*, 31, 1954.
4. G. Marx: Acta Phys. Hung. *5*, 357, 1955.
5. A. B. Zeldovich, S. U. Lukanov, A. A. Smorodinski: Uspekhi Fiz. Nauk *64*, 361, 1954.
6. F. Reines, C. Cowan: Science, *124*, 103, 1956; Nature, *178*, 446, 1956; 2nd Intern. Conf. Atomic Energy, Geneva, 1958.
7. G. Marx, N. Menyhárd: Science, *131*, 299, 1960.
8. G. Marx: Acta Phys. Hung. *3*, 55, 1953.
9. A. B. Zeldovich: Dokl. AN. SSSR. *91*, 1317, 1953.
10. E. Konopinski, M. Mahmoud: Phys. Rev. *92*, 1043, 1953.
11. R. Davis: Bull. Am. Phys. Soc. *1*, 219, 1956.
12. H. Bethe: Phys. Rev. *55*, 434, 1938.
13. E. E. Salpeter: Rev. Mod. Phys. *29*, 244, 1957.
14. W. A. Fowler: Astrophys. Journ. *127*, 551, 1958.
15. M. v. Laue: Naturwiss. *42*, 25, 1955.
16. R. A. Alpher, R. C. Herman: Phys. Rev. *84*, 60, 1951; ibid. *92*, 1347, 1953.
17. M. Goldhaber: Science, *124*, 218, 1956.

A kiadásért felel Detre László Műszaki felelős: Húth István
A kézirat beérkezett: 1960. VI. 30. — Terjedelem: 1,35 (A/5) papírív.

51673/1960 — Akadémiai Nyomda, Budapest — Felelős vezető: Bernát György