

Zeitlich periodische Variationen des solaren Neutrinoflusses und das Standardmodell der Sonne

H. J. HAUBOLD und E. GERTH, Potsdam

Zentralinstitut für Astrophysik der Akademie der Wissenschaften der DDR

Mit 4 Abbildungen (Eingegangen 1983 Februar 10)

Die FOURIER-Transformation der von DAVIS gemessenen ^{37}Ar -Erzeugungsrate im solaren Neutrinoexperiment weist auf zeitliche Variationen des Neutrinoflusses mit Perioden von 100,0, 58,8, 35,7, 25,6, 19,6, 15,2, 8,8 und 6,3 Monaten hin. Wir diskutieren physikalische Voraussetzungen des Standardmodells der Sonne, die nicht allgemein mit den Beobachtungen übereinstimmen und führen Pulsationen des solaren Neutrinoflusses mit der Zeitskala von Jahren auf im Sonneninneren angeregte Schwerewellen zurück.

The FOURIER analysis of the measured ^{37}Ar production rate for DAVIS' well known solar neutrino experiment shows time variations of the solar neutrino flux with periods of 100.0, 58.8, 35.7, 25.6, 19.6, 15.2, 8.8, and 6.3 months, respectively. We discuss physical assumptions of the standard solar model which are not generally confirmed by observations and trace back the time variations of the neutrino flux with the time scale of the order of years to gravity oscillations of the solar centre.

1. Das Problem der solaren Neutrinos

Als A. S. EDDINGTON sein 1926 erschienenes Werk ‚Der innere Aufbau der Sterne‘ mit dem Satz ‚...; wir dürfen uns aber der Hoffnung hingeben, daß wir schon in einer nicht allzu fernen Zukunft in der Lage sein werden, ein so einfaches Ding wie einen Stern zu verstehen‘, abschloß, ahnte noch kein Astrophysiker, daß man über 50 Jahre später für einen ‚so einfachen Stern wie es die Sonne ist‘, noch immer kein mit allen Beobachtungsdaten in Einklang stehendes ‚Standardmodell‘ konstruieren kann. Spätestens zu der von F. REINES (1972) initiierten ‚Sonneneutrino Konferenz‘ wurde deutlich, daß das von R. DAVIS Jr. und Mitarbeitern seit 1955 vorbereitete Experiment zum Nachweis der solaren Neutrinos — es fußt auf der 1946 von B. PONTECORVO vorgeschlagenen Zerfallsreaktion von Argon-37 durch Elektroneneinfang $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$ — einen ernsthaften Widerspruch zwischen Theorie und Experiment aufgedeckt hat. Alle astrophysikalischen Modifizierungen des Standardmodells der Sonne, die eine Übereinstimmung des von DAVIS gemessenen und von der Theorie geforderten solaren Neutrinoflusses herbeiführten, standen mit anderen kosmogonischen oder kosmologischen Beobachtungsdaten im Widerspruch. Ganz zu schweigen ist von Hypothesen, die die Physik des Sonnenmodells, der Kernreaktionen oder des Neutrinos grundsätzlich abänderten — ohne Erfolg. Gegenwärtig betrachtet man in der astrophysikalischen Literatur noch drei Unsicherheiten im Standardmodell der Sonne, die die Diskrepanz zwischen dem von DAVIS und Mitarbeitern gemessenen Wert des solaren Neutrinoflusses (CLEVELAND, DAVIS and ROWLEY 1980)

$$\Sigma\Phi\sigma = (2,1 \pm 0,3) \text{ SNU}^1$$

und dem vom Standardmodell der Sonne vorhergesagten Neutrinofluß (BAHCALL et al. 1980)

$$\Sigma\Phi\sigma = (7,8 \pm 1,5) \text{ SNU}$$

aufheben könnten:

(i) Neutrinophysik: Noch immer ist die Frage, ob Neutrinos eine endliche Masse besitzen und oszillieren, experimentell nicht endgültig beantwortet. Oszillationen zwischen den drei nachgewiesenen Neutrinos ν_e , ν_μ und ν_τ können den theoretisch zu erwartenden solaren Neutrinofluß um den Faktor N^{-1} ($N = 3$) verringern (s. CLEVELAND, DAVIS und ROWLEY 1980).

(ii) Kernphysik: In den zentralen Parameter für die Beschreibung der Kernreaktionen in der Proton–Proton-Kette der Sonne, die thermonukleare Reaktionsrate, geht der nukleare Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ in der Gestalt $\sigma(E) = S_{ij}(E) E^{-1} \exp\{-2\pi Z_i Z_j e^2/hv\}$ ein (vgl. HAUBOLD und JOHN 1982). Darin sind E und v die relative Energie und Geschwindigkeit, Z_i und Z_j die Ladungszahlen der in Reaktion stehenden Atomkerne. Der Wirkungsquerschnittsfaktor $S_{34}(0)$ für die Reaktion $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^4\text{He}$ ist nicht ausreichend genau bekannt; experimentelle Ergebnisse stehen zueinander im Widerspruch: $S_{34}(0) = 0,30 \pm 0,03 \text{ keV barn}$ oder $S_{34}(0) = 0,52 \pm 0,15 \text{ keV barn}$ (KRAWINKEL et al. 1982). Für den letztgenannten Wert verringert sich der theoretische Wert für den solaren Neutrinofluß etwa um einen Faktor zwei.

(iii) Sonnenphysik: Nicht nur das solare Neutrinoexperiment, auch die Beobachtung der Sonnenoszillationen mit einer Periode von 2 h 40 min (SEVERNY, KOTOV und TSAP 1976) und die Messung einer Sonnenabplattung (DICKE

¹) 1 SNU = 10^{-36} Neutrinoeinfänge pro Sekunde pro Targetatom.

und GOLDENBERG 1967) geben Anlaß, an den im Standardmodell der Sonne gemachten Voraussetzungen — Rotation, Magnetfelder und Instabilitäten im Sonneninneren werden vernachlässigt — zu zweifeln.

Die Feststellung in (iii) nehmen wir in der vorliegenden Arbeit zum Anlaß, das Standardmodell der Sonne zu diskutieren und Beobachtungen zu nennen, die auf dynamische Instabilitäten mit kleiner ($\approx 10^0$ Jahren) und großer ($\approx 10^7$ Jahren) Zeitskala in der Sonne hinweisen (Abschnitt 2.). DAVIS' Messungen der ^{37}Ar — Erzeugungsrate werden in Abschnitt 3. der FOURIER-Transformation unterworfen, und wir bemerken in der FOURIER-Transformierten verschiedene ausgeprägte Perioden mit einer Zeitskala von $\approx 10^0$ Jahren. Mittels der Fensterfunktion weisen wir die Signifikanz dieser Perioden nach. Schließlich geben wir in Abschnitt 4. Argumente dafür an, daß die Zeitskala der in DAVIS' Meßdaten gefundenen Perioden auf im Sonnenkern angeregte Schwerewellen hindeutet und vergleichen mit bereits in der Literatur bekannten Ergebnissen.

2. Über das Standardmodell der Sonne

Die physikalischen Voraussetzungen des in der astrophysikalischen Literatur als Standardmodell bezeichneten Sternmodells für die Sonne sind:

- (i) Erreicht die Sonne im Verlauf der Kontraktion des ursolaren Nebels das hydrostatische Gleichgewicht, so besitzt sie eine homogene chemische Zusammensetzung.
- (ii) Der thermonukleare brennende innere Bereich der Sonne ist gemäß dem SCHWARZSCHILD-Kriterium gegen Konvektion stabil.
- (iii) Die im thermonuklear brennenden Bereich der Sonne erzeugte Energie wird nur durch Strahlung transportiert.
- (iv) Rotation und Magnetfelder beeinflussen die innere Struktur der Sonne nicht und werden vernachlässigt.
- (v) Strahlungsdruck und Gravitationskraft gleichen sich in jedem Punkt des Sonneninneren aus; die Sonne befindet sich im hydrostatischen Gleichgewicht.
- (vi) Die von der Sonnenoberfläche abgestrahlte Energie ist gleich der im thermonuklear stationär brennenden Bereich der Sonne erzeugten Energie; die Sonne befindet sich im thermischen Gleichgewicht.

Faßt man die Berechnung einer Entwicklungsfolge von Sonnenmodellen als Eigenwertproblem auf, so sind für ein gegebenes Y (Massenanteil von Helium) die Eigenwerte Z (Massenanteil schwerer Elemente) und α (das Verhältnis von Durchmischungslänge zu Druckskalenhöhe) so zu finden, daß die Leuchtkraft der Sonne $L = L_\odot$ und der Radius der Sonne $R = R_\odot$ nach einer Entwicklungszeit $t = t_\odot$, die dem Alter der Sonne entspricht, erreicht werden (s. MAZZITELLI 1979). Konsequente Ergebnisse dieser Entwicklungsfolge quasistationär wasserstoffbrennender Sonnenmodelle sind:

- r) Die Leuchtkraft der Sonne stieg monoton von $0,65 L_\odot$ auf $1L_\odot$ über den Zeitraum $t = t_\odot$ an:

$$L(t) = \frac{L_\odot}{1 + \frac{2}{5} \left(1 - \frac{t}{t_\odot}\right)}, \quad t_\odot = 4,55 \times 10^9 \text{ Jahre}, \quad L_\odot = 3,86 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1},$$

$$L_\odot \sim T_c^4;$$

T_c bezeichnet die zentrale Temperatur der Sonne.

2) Dichte und Temperatur erreichen im Zentrum der Sonne die Werte $\rho_c \approx 135 \text{ g cm}^{-3}$ und $T_c \approx 15,5 \times 10^8 \text{ K}$. Für die zentrale chemische Zusammensetzung $X = 0,36$, $Y = 0,62$ und $Z = 0,02$ berechnet man einen solaren Neutrinofluß von $\Sigma \Phi \sigma \approx 7,8 \text{ SNU}$, der im DAVISSchen Experiment nachgewiesen werden müßte. Für die Neutrinoflüsse einzelner Kernreaktionen folgt (BAHCALL et al. 1980):

$$\Phi_\nu(\text{pp}) \sim T_c^4 \approx 6,1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad \Phi_\nu(^7\text{Be}) \sim T_c^7 \approx 4,1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad \text{und} \\ \Phi_\nu(^8\text{B}) \sim T_c^{20} \approx 5,85 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

3) Die für kleine harmonische Quantenzahlen l und große Knotenzahlen n angeregten p -Moden-Oszillationen (5 min-Oszillationen) beschränken sich auf den Hüllenbereich der Sonne. Der zentrale Bereich der Sonne ist gegen Oszillationen stabil (IBEN Jr. und MAHAFFY 1976).

Gegen diese charakteristischen Ergebnisse einer sich quasistationär entwickelnden Sonne sprechen (1) die gefundenen geotektonischen und paläoklimatologischen Großzyklen mit einer Zeitskala von $\tau \approx 2 \dots 3 \times 10^8$ Jahren (vgl. die Diskussion bei TREDER 1979), (2) quasiperiodische Variationen des solaren Neutrinoflusses mit einer Zeitskala von $\tau \approx 26$ Monaten (SAKURAI 1979) und (3) periodische Oszillationen der Sonne mit einer Zeitskala von $\tau \approx 2 \text{ h } 40 \text{ min}$ (SEVERNY, KOTOV und TSAP 1976), die erwartungsgemäß bis in die zentralen Bereiche der Sonne hineinreichen. Die entscheidende Frage nach den physikalischen Ursachen von periodischen Instabilitäten und den mit ihnen verbundenen Zeitskalen konnte bisher noch nicht beantwortet werden. TREDER (1979) bemerkte in diesem Zusammenhang, daß die Sonne wohl nicht als „Dauerbrenner“, sondern vielmehr nach dem Prinzip eines „Dieselmotors“ arbeitend zu denken sei.

Auf die Möglichkeit säkularer Variationen der Sonnenleuchtkraft mit der in (1) genannten Zeitskala wies FOWLER (1972) hin. Als Bedingung für diese säkularen Variationen gab FOWLER an, daß die periodischen Schwankungen der Temperatur im Sonnenzentrum größer als die HELMHOLTZ-KELVIN-Zeitskala

$$\tau_{\text{HK}} \approx \frac{GM_\odot^2}{R_\odot L_\odot} = 3,14 \times 10^7 \text{ Jahre}$$

sein müßten (G ist die Gravitationskonstante, M_{\odot} bezeichnet die Masse der Sonne). τ_{HK} ist eine rein thermodynamische Größe, unabhängig von der Art und Weise der Energieerzeugung und des Energietransports. Die tatsächliche Periode für Temperaturschwankungen im Sonnenzentrum, die auch als Variationen der solaren Leuchtkraft nachweisbar wären, ist mehrere Größenordnungen kleiner als τ_{HK} . Das zeigt die genaue Rechnung, wenn man die Energieerzeugung durch Kernreaktionen und den Energietransport durch Strahlung berücksichtigt (HAUBOLD 1983).

Die fundamentale Oszillationsperiode der Sonne (sie ist die Zeit, die eine Schallwelle benötigt, um sich vom Sonnenzentrum bis an die Sonnenoberfläche fortzupflanzen) muß in der Größenordnung der Zeitskala des freien Falls liegen; sie ist wie im Fall der thermischen Zeitskala τ_{HK} aus dem Virialsatz ableitbar:

$$\tau_{\text{ff}} \approx \left(\frac{R_{\odot}^3}{GM_{\odot}} \right)^{1/2} = 0,44 \text{ h}.$$

τ_{ff} liegt wenigsten in der Größenordnung der in (3) erwähnten Beobachtungen der Sonnenoszillationen.

Für die Ableitung einer Zeitskala τ in der Größenordnung, die für Schwankungen des solaren Neutrinoflusses in (2) gefunden wurde und die deutlich die Relation $\tau_{\text{HK}} \gg \tau \gg \tau_{\text{ff}}$ erfüllt, bedarf es einer Abänderung der für das Standardmodell der Sonne vorgegebenen Voraussetzung (vi).

Bereits EMDEN (1907, vgl. Kap. XVIII §43, Kap. VIII §6) — er untersuchte Oszillationen polytroper Gaskugeln und betrachtete die Kontinuitätsgleichung für die Bewegung homogener inkompressibler Materie — wies darauf hin, daß im Vergleich zur Grundschwingung einer polytropen Gaskugel ungleich langsamere Schwingungen zu erwarten sind, wenn während der periodischen Bewegung die Gaskugel ihren Polytropenindex ändert oder Abweichungen vom adiabatischen Gleichgewicht auftreten.

Speziell für die Sonne gedacht, müßte sich ihr Polytropenindex von $n = 3,5$ (ein mittlerer Wert für das strahlende Sonneninnere) auf $n = 1,5$ (ein mittlerer Wert für die konvektive Sonne) ändern. Diesen Gedanken der Instabilität des Sonneninneren gegen Durchmischung griffen DILKE und GOUGH (1972) auf und zeigten, daß das Sonneninnere für Zeiträume in der Größenordnung τ_{HK} Expansions- und Kontraktionsphasen durchlaufen kann, in denen die stark temperaturabhängigen Kernreaktionen die Energiebilanz nicht decken. Die Voraussetzung (ii) im Standardmodell der Sonne ist dann nicht mehr richtig.

COWLING (1941; vgl. auch KOPYSOV 1976) diskutierte, auf den Ergebnissen von EMDEN (1907) fußend, die Schwingungen einer polytropen Gaskugel mit dem Polytropenindex n und dem Adiabatenindex γ ; wir setzen $N = 1/(\gamma - 1)$. Für die Ausbreitung von Schwerewellen findet COWLING, daß für $n = N$ aller Perioden der g -Oszillationen unendlich groß werden und für $n - N < 0$ der Stern instabil wird. Nur im Fall $0 < n - N \ll 1$ können sich in einem Stern, der sich im adiabatischen Gleichgewicht befindet, Schwerewellen endlicher Periode ausbilden. Auf der Grundlage der Betrachtungen von COWLING (1941; KOPYSOV 1976) gelingt es, die Periode der g -Oszillationen abzuschätzen:

$$\frac{1}{\tau} \approx 2\pi \frac{R}{r_0} \left(\frac{4\pi G \rho_c \beta (n - N)}{(1 + N)} \right)^{1/2},$$

darin ist $r_0^2 = \frac{(1+n)P_c}{4\pi G \rho_c^2} \rho_c$, und P_c sind zentrale Werte für Dichte und Druck im Stern. R ist dem Radius des

Bereiches im Stern gleichzusetzen, in dem der überwiegende Teil der Masse des Sterns konzentriert ist und in dem mit den Oszillationen verbundene Variationen in der Dichte $\delta\rho$ auch zu Variationen des Gravitationspotentials δV führen (vgl. COWLING 1941, Gleichung (4)). β ist als ein Parameter zu interpretieren, der auch Abweichungen des betrachteten Sterns vom adiabatischen Gleichgewicht berücksichtigt. Für die Sonne findet man leicht mit den Werten $\gamma = 5/3$, $n = 3,5$, $\rho_c = 135 \text{ g cm}^{-3}$ und $P_c = 2,24 \times 10^{12} \text{ N cm}^{-2}$, daß $\beta \approx 10^{-10}$, wenn die Schwingungsperioden in der Größenordnung von Jahren liegen sollen. Für R wurde $R = 0,25R_{\odot}$ gesetzt.

3. Zeitperioden in den Davisschen Meßergebnissen für den solaren Neutrinofluß

Bild 1 zeigt die Meßergebnisse von DAVIS für den solaren Neutrinofluß im Zeitraum 1970—1981 (CLEVELAND, DAVIS und ROWLEY 1980; DAVIS 1982; Experiment 18—69; die Experimente 23, 25, 26 und 34 waren Messungen der Hintergrundstrahlung vorbehalten). Subtrahiert man von der ^{37}Ar -Erzeugungsrate (in Atomen pro Tag) die auf Hintergrundstrahlung zurückzuführende ^{37}Ar -Erzeugungsrate von 0,08 (in Atomen pro Tag) und multipliziert diese solare ^{37}Ar -Erzeugungsrate mit dem Faktor 5,31, erhält man den Neutrinofluß in solaren Neutrinoeinheiten (SNU). Die DAVISSchen Meßdaten umspannen einen Zeitraum von $T \approx 132$ Monaten ($\nu = T^{-1} \approx 0,0076 \text{ (Monate)}^{-1}$; ν bezeichnet die Frequenz).

Unterwirft man die in Bild 1 dargestellten Meßdaten $f(t)$ der FOURIER-Transformation (s. DEEMING 1975, MELCHER und GERTH 1977, GERTH 1983), so zeigt die graphische Darstellung der Leistung $N(\nu) = F(\nu) F(\nu)^*$ der FOURIER-Transformierten $F(\nu)$ in Bild 2 und Bild 4a deutlich ausgeprägte Maxima für $\pi_1 = 100,0$, $\pi_2 = 58,8$, $\pi_3 = 35,7$, $\pi_4 = 25,6$, $\pi_5 = 19,6$, $\pi_6 = 15,2$, $\pi_7 = 8,8$ und $\pi_8 = 6,3$ (alle π in Monaten).

In dieser Darstellung ist $N(0) = 0$, da die Grundwelle mit der Frequenz $\nu = 0$ durch Subtraktion des Mittelwertes aller Meßwerte unterdrückt ist. Die Verteilung der Zeitdaten der Messung, die sogenannte „Fensterfunktion“ $w(t)$ ist somit nicht mehr additiver Bestandteil von $f(t)$ und mit der gesuchten Variation der Meßdaten multiplikativ verknüpft. Das Produkt dieser beiden Funktionen spiegelt sich im Frequenzraum der FOURIER-Transformation als Faltung wider,

$$f(t) w(t) \triangleq F(\nu) * W(\nu).$$

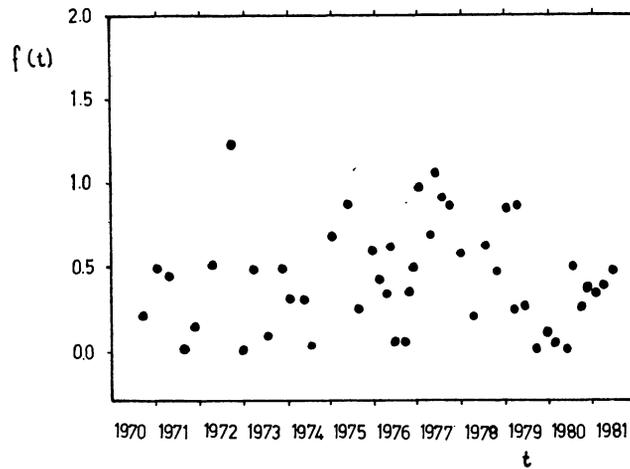


Abb. 1. ^{37}Ar -Erzeugungsrates $f(t)$ [in Atome pro Tag], die im solaren Neutrinoexperiment von DAVIS und Mitarbeitern im Zeitraum 1970–1981 gemessen wurde.

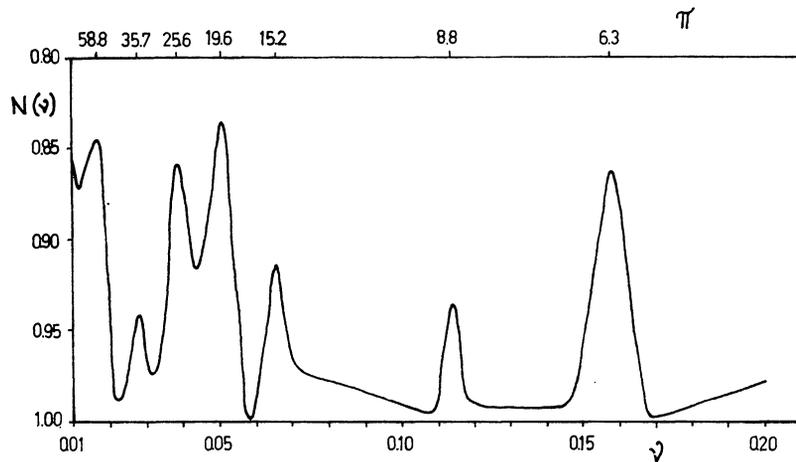


Abb. 2. Die normierte Leistung $N(\nu)$ der FOURIER-Transformierten $F(\nu)$ der ^{37}Ar -Erzeugungsrates $f(t)$. Periode π [in Monate], Frequenz ν [in $(\text{Monate})^{-1}$].

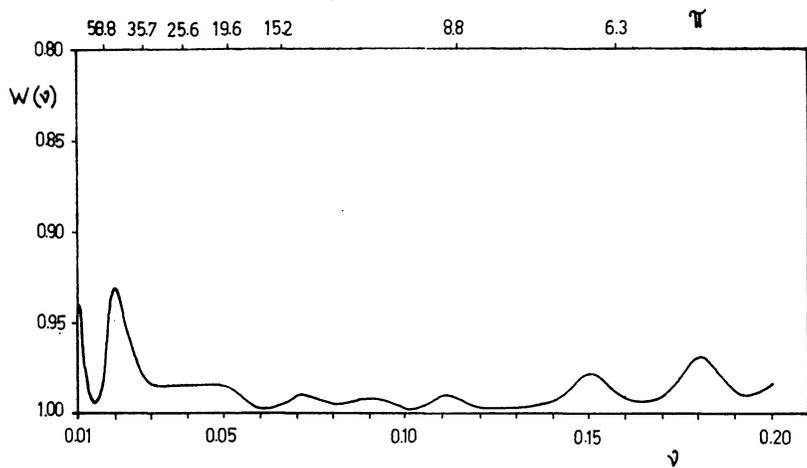
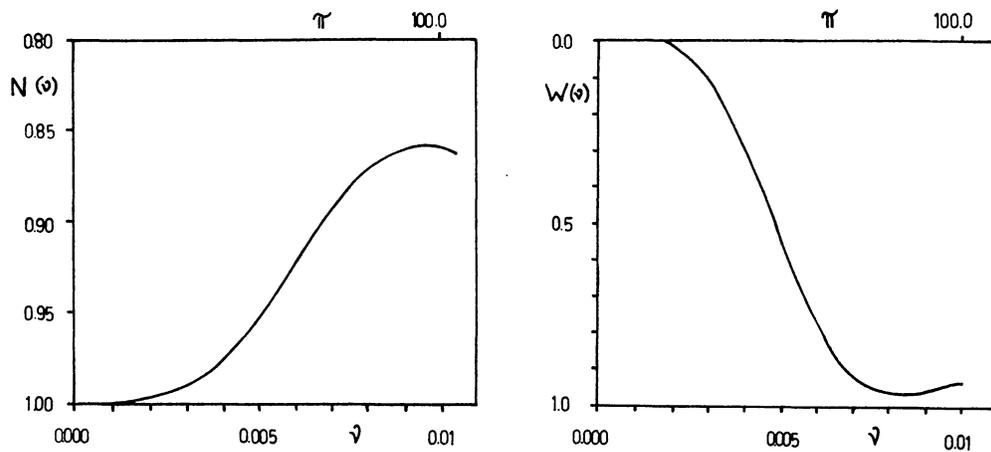
Im Ergebnis der Faltung wird die Struktur der FOURIER-Transformierten der Fensterfunktion für jede Sinuswelle der als FOURIER-Reihe dargestellten Funktion der variierenden Meßgröße

$$f(t) = \sum_{k=1}^n a_k \exp \{i2\pi\nu_k t\}$$

im Frequenzraum an die Stellen der einzelnen Frequenzen ν_k verschoben. Besteht die Variation der Meßgröße nur in einer einzelnen Sinuswelle mit der Frequenz ν_0 , so findet man die Struktur der Fensterfunktion in Gestalt eines einzelnen Komplexes mit der entsprechenden Frequenzverschiebung nach ν_0 ; bei mehreren überlagerten Sinuswellen aber ergibt sich durch eine von der Gestalt der Fensterfunktion abhängige, mehr oder weniger komplizierte Struktur der Leistung der FOURIER-Transformierten, deren Deutung Erfahrung und die Anwendung spezieller mathematischer Reduktionsmethoden erfordert.

Im vorliegenden Fall jedoch ist die Deutung sehr erleichtert durch die relativ einfache Gestalt der FOURIER-Transformierten der Fensterfunktion, deren Hauptanteil der Leistung in der Grundwelle konzentriert ist, wogegen die Leistungsanteile höherer Frequenzen (entsprechend dem Zeitabstand der Beobachtungsdaten) vernachlässigt werden können (Bild 3 und Bild 4b). Die Gestalt der Fensterfunktion entspricht wegen der ziemlich gleichmäßigen Besetzung des gesamten Beobachtungszeitabschnittes mit Beobachtungsdaten der Rechteckverteilung mit der FOURIER-Transformierten $\exp \{i2\pi\nu t\} / (i2\pi\nu t)$ beziehungsweise der Leistung $(\sin \{2\pi\nu t\} / 2\pi\nu t)^2$. In unmittelbarer Umgebung des Hauptmaximums befindet sich nur noch eines der nach dieser Funktion zu erwartenden Nebenmaxima, das zusammen mit dem Hauptmaximum eine Aufspaltung aller Peaks des Periodogramms in Tripletts bewirken kann. Diese Nebenmaxima (und vor allem auch die Nebenmaxima höherer Ordnung) gehen aber bereits durch die Überlagerung eng benachbarter Peaks unter. Nur die einzelnen Peaks bei $\pi_7 = 8,8$ und $\pi_8 = 6,3$ Monaten zeigen noch die charakteristischen Nebenmaxima erster Ordnung.

Somit sind alle Maxima des Leistungsspektrums im Bereich niedriger Frequenzen als signifikant anzusehen. Die gefundenen Peaks des Periodogramms stehen zueinander in einer bestimmten Beziehung. Die Perioden π_1 bis π_5 weisen nahezu äquidistante Frequenzen auf und können einer Oberwellenreihe zugeordnet werden. Alle Frequenzen dieser Reihe zusammengenommen bestimmen die Kurvenform einer nichtsinusförmigen Schwingung der Grund-

Abb. 3. Die FOURIER-Transformierte $W(v)$ der Fensterfunktion $w(t)$.Abb. 4a. Verhalten der Leistung $N(v)$ in der Umgebung $v = 0$.Abb. 4b. Die Fensterfunktion $W(v)$ in der Umgebung $v = 0$. Die halbe Breite des Peaks um $v = 0$ ist der Länge des Zeitraumes T der DAVISSchen Messungen proportional.

periode $\pi_1 = 100,0$ Monate. In dieser Reihe hebt sich aber deutlich die Periode von $\pi_5 = 19,6$ Monaten ab. Man kann dies als ein stoßartiges Anwachsen des Neutrinostromes bis zu einem Maximalwert auffassen, nach dessen Erreichen der Strom zusammenbricht und wonach dann ein abermaliges stoßartiges Anwachsen einsetzt. Geringe Verschiebungen der Lage der Harmonischen der Oberwellenreihe lassen sich durch Modulationseffekte der Oberwellen erklären, da die Kurvenform sich offenbar von Periode zu Periode ändert.

Die Perioden π_7 und π_8 scheinen eine selbständige Rolle zu spielen. Sie könnten aber auch als die 3. und 4. Harmonische zu der Grundwelle $\pi_4 = 25,6$ Monate aufgefaßt werden, welche ihrerseits selbst durch (teilweise) Modulation mit der Welle der Periode π_1 in mehrere Komponenten aufspaltet. Die gefundenen Zahlenwerte für die Perioden π stehen über folgende Relationen (näherungsweise) miteinander in Beziehung: $\pi_2 = 3\pi_5$, $\pi_8 \approx \pi_5/3$, $\pi_7 \approx \pi_2/7$, $\pi_6 \approx \pi_2/4$, $\pi_3 \approx 2\pi_5 = \pi_2 - \pi_5$ und $\pi_4 \approx \pi_2/2$. Deutlich liegen die in den DAVISSchen Meßdaten gefundenen Perioden in der Größenordnung der Zeitskala τ , die für Perioden von Schwerewellen im zentralen Bereich der Sonne in Abschnitt 2. abgeschätzt wurde.

4. Schlußfolgerungen

Wir diskutierten die physikalischen Voraussetzungen des Standardmodells der Sonne und wiesen darauf hin, daß wenigstens das Problem der solaren Neutrinos und die beobachteten Sonnenoszillationen eine Verfeinerung unserer Vorstellungen vom inneren Aufbau der Sonne fordern. Es ist zu erwarten, daß sich die Sonne in ihrer Entwicklung nicht als „Dauerbrenner“ erweist, sondern kurz- und langperiodische Phänomene auftreten können, die zu einer Abweichung des Sonneninneren vom thermischen Gleichgewichtszustand führen. Wir stellten fest, daß im solaren Neutrinoexperiment nicht nur der über alle 132 Monate gemittelte Wert der ^{37}Ar -Erzeugungsrate für das Verständnis des inneren Aufbaus der Sonne wichtig ist. Mit der FOURIER-Transformation der Meßdaten des solaren Neutrinoexperimentes zeigt sich, daß die ^{37}Ar -Erzeugungsrate mit Perioden in der Größenordnung von Jahren schwankt. Damit bestätigen wir auch frühere Ergebnisse von SAKURAI (1979), der durch eine viel größere Analyse der ^{37}Ar -Erzeugungsrate eine quasi-zweijährige Schwankung des solaren Neutrinoflusses fand. Wir stellten aber auch fest, daß die von SAKURAI gefundene Periode nicht die einzige in den DAVISSchen Meßdaten verborgene Periode ist. Eine

Ursache dafür, daß man mit SAKURAI'S Vorgehen in der Analyse der ^{37}Ar -Meßdaten nur die Periode von 26 Monaten findet, ist seine Einteilung des gesamten Zeitraumes der DAVIS'schen Messungen in äquidistante Intervalle von jeweils vier Monaten. Wir vermeiden diese willkürliche Einteilung und nutzen eine von DEEMING (1975) begründete und von GERTH (1983) weiterentwickelte, speziell für nichtäquidistante Zeitintervalle gedachte Methode der endlichen FOURIER-Transformation aus, um DAVIS' Meßdaten für den Zeitraum 1970–1981 zu analysieren. Für die Interpretation der in DAVIS' Meßdaten gefundenen Perioden ($\pi = 100.0, 58.8, 35.7, 25.6, 19.6, 15.2, 8.8$ und 6.3 Monate) in der Größenordnung von Jahren gingen wir auf Arbeiten von EMDEN (1907), COWLING (1941) und KOPYSOV (1976) über Oszillationen polytroper Gaskugeln zurück. Es zeigte sich, daß die Periode von Schwerewellen (g-Oszillationen), sind sie im zentralen Bereich der Sonne angeregt, in der Größenordnung von Jahren liegt, wenn Abweichungen des Zustandes der Materie im zentralen Bereich der Sonne vom adiabatischen Gleichgewicht in der Größenordnung von 10^{-10} auftreten. Eine genaue Zuordnung der von uns gefundenen Perioden zu bestimmten g-Moden halten wir wegen der in der Abschätzung der Zeitskala für g-Oszillationen zugrundegelegten einfachen Vorstellungen über den Aufbau des zentralen Bereiches der Sonne für noch nicht möglich. Diese Zuordnung bleibt zukünftigen genaueren Rechnungen über die Ausbreitung von Schwerewellen in der Sonne und möglichen Korrelationen mit Phänomenen auf der Sonnenoberfläche (Sonnenfleckenzyklus, Flares) vorbehalten.

Danksagung. Einer der Autoren (H. J. H.) dankt Herrn Prof. Dr. R. DAVIS Jr. (Brookhaven National Laboratory, Upton, New York) für die Zusendung der Forschungsberichte über das solare Neutrinoexperiment und Herrn Dr. YU. S. KOPYSOV (Institut für Kernforschung der Akademie der Wissenschaften der UdSSR, Moskau) für einige anregende Diskussionen.

Literatur

- BAHCALL, J. N., LUBOW, S. H., HUEBNER, W. F., MAGEE JR., N. H., MERTS, A. L., ARGO, M. F., PARKER, P. D., ROZSNYAI, B., and ULRICH, R. K.: 1980, Phys. Rev. Lett., **45**, 945.
 CLEVELAND, B. T., DAVIS JR., R., and ROWLEY, J. K.: 1980, Workshop on Weak Interactions as Probes of Unification, 4–6 December 1980, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia, U.S.A..
 COWLING, T. G.: 1941, Mon. Not. R. Astron. Soc., **101**, 367.
 DAVIS JR., R.: 1982, persönliche Mitteilung.
 DEEMING, T. J.: 1975, Astrophys. Sp. Science, **36**, 137.
 DICKE, R. H., and GOLDENBERG, H. M.: 1967, Phys. Rev. Lett., **18**, 313.
 DILKE, F. W. W., and GOUGH, D. O.: 1972, Nature, **240**, 262.
 EDDINGTON, A. S.: 1926, The Internal Constitution of the Stars, Cambridge University Press, Cambridge.
 EMDEN, R.: 1907, Gaskugeln — Anwendungen der mechanischen Wärmetheorie auf kosmologische und meteorologische Probleme, Verlag B. G. Teubner, Leipzig und Berlin.
 FOWLER, W. A.: 1972, Nature, **238**, 24.
 GERTH, E.: 1983, in Vorbereitung.
 HAUBOLD, H. J. und JOHN, R. W.: 1982, Astron. Nachr., **303**, 161.
 HAUBOLD, H. J.: 1983, in Vorbereitung.
 IBEN JR., I., and MAHAFFY, J.: 1976, Astrophys. Journ., **209**, L39.
 KOPYSOV, YU. S.: 1976, Preprint of the Institute of Nuclear Physics of the Academy of Sciences of USSR, P-0041, Moscow.
 KRAWINKEL, H., BECKER, H. W., BUCHMANN, L., GORRES, G., KETTNER, K. N., KIESER, W. E., SANTO, R., SCHMALBROCK, T., TRAUTVETER, H. P., VLEIKS, A., ROLFS, C., HAMMER, J. W., AZUMA, R. E., and RODNEY, W. S.: 1982, Z. f. Physik, **A304**, 307.
 MAZZITELLI, I.: 1979, Astron. Astrophys., **79**, 251.
 MELCHER, H. und GERTH, E.: 1977, Exp. Techn. Phys., **25**, 521, 527.
 REINES, F. (ed.): 1972, Proceedings Solar Neutrino Conference, 25–26 February 1972, University of California, U.S.A..
 SAKURAI, K.: 1979, Nature, **278**, 146.
 SEVERNY, A. B., KOTOV, V. A., and TSAP, T. T.: 1976, Nature, **259**, 87.
 TREDER, H.-J.: 1979, Z. geol. Wiss. (Berlin), **7**, 11.

Anschrift der Autoren:

H. J. HAUBOLD, E. GERTH
 Zentralinstitut für Astrophysik der AdW der DDR
 Astrophysikalisches Observatorium Potsdam
 DDR-1500 Potsdam
 Telegrafenberg
 German Democratic Republic