

# Neutrinoskosmologie

Tim Ruhe

18.01.2007

# 1 Eigenschaften von Neutrinos

Neutrinos sind elektrisch neutrale Spin 1/2 Teilchen, die ausschließlich an der schwachen WW teilnehmen. Sie kommen in drei Generationen vor und haben je einen leptonischen Partner (Elektron, Myon, Tauon). Die Masse eines Neutrinos ist näherungsweise Null (im Standardmodell der Teilchenphysik genau Null!), bzw. sehr klein verglichen mit der Masse des zugehörigen Leptons. Neutrinos haben eine feste Helizität, sie kommen nur linkshändig vor.

## 1.1 Helizität von Neutrinos

Die Helizität eines Teilchens ist definiert als:

$$H = \frac{\vec{\sigma} * \vec{p}}{p}$$

Daraus lässt sich folgern, dass die Helizität  $H$  den Wert  $+1$  annimmt, falls Spin und Impuls parallel zueinander stehen. Im antiparallelen Fall hat sie den Wert  $-1$ .

$$\vec{\sigma} \uparrow \uparrow \vec{p} \Rightarrow H = +1$$

$$\vec{\sigma} \uparrow \downarrow \vec{p} \Rightarrow H = -1$$

Die Helizität der Neutrinos ist eng verknüpft mit der Paritätsverletzung in der schwachen WW. Diese wurde 1957 von Wu entdeckt und seither in vielen Experimenten bestätigt. Die Paritätsverletzung führte auf die V-A-Theorie der schwachen WW.

Betrachtet man innerhalb dieser V-A-Theorie einen Prozess an dem ein (Anti)Lepton, sowie das zugehörige (Anti)Neutrino teilnehmen (CC-Prozess), so ist die Wahrscheinlichkeit  $W(H)$ , dass ein Teilchen die Helizität  $H = \pm 1$  hat gegeben durch:

$$W(H = \pm 1) = \frac{1}{2} \left( 1 \pm \alpha \frac{v}{c} \right)$$

Wobei  $\alpha = 1$  für Leptonen und  $\alpha = -1$  für Antileptonen zu wählen ist. Da für masselose (Anti)Neutrinos gilt:  $v = c$

$\Rightarrow W(H = +1) = 0$  ,  $W(H = -1) = 1$  für Neutrinos

$\Rightarrow W(H = +1) = 1$  ,  $W(H = -1) = 0$  für Antineutrinos.

Dies bedeutet, dass Neutrinos immer linkshändig, Antineutrinos immer rechtshändig sind.

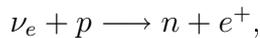
Falls Neutrinos nicht ganz masselos sind gilt dennoch  $v \approx c$ . In dem Maße in dem man die Masse des Neutrinos vernachlässigen kann, haben Neutrinos die Helizität  $H = -1$  .

## 1.2 Dirac oder Majorana Neutrino?

Falls das Neutrino ein Dirac Teilchen ist gilt:  $\nu \neq \bar{\nu}$  . Im entgegengesetzten Fall, dem Majorana Fall gilt hingegen:  $\nu = \bar{\nu}$  .

Diese Frage hat weitgehende Konsequenzen für die Eigenschaften des Neutrinos, so ergeben sich zum Beispiel unterschiedliche Massengrenzen für den Dirac- bzw. den Majorana-Fall.

Zur Klärung dieser Frage sucht man in Experimenten nach folgenden Reaktionen:



sowie nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall:



Beides konnte jedoch bislang noch nicht beobachtet werden.

## 1.3 Entstehung von Neutrinos

Neutrinos können in den verschiedensten Gebieten des Universums entstehen. Dazu zählen: Die Erdatmosphäre, die Sonne, Supernovae, sowie der Urknall. Atmosphärische Neutrinos entstehen, wenn ein Teilchen aus der kosmischen Strahlung auf einen Atomkern in der äußeren Erdatmosphäre trifft und dort eine ganze Kaskade von Sekundärreaktionen auslöst. Zu den neutrinoerzeugenden unter diesen Reaktionen zählen u.a. der Zerfall von Kaonen, Pionen und Myonen.

Solare Neutrinos werden erzeugt bei der thermonuklearen Fusion von Was-

serstoff zu Helium. Diese Neutrinos liefern dem Beobachter auf der Erde eine direkte, ungestörte und zeitgleiche Information über die Sonne. Da die Sonne für Neutrinos im Gegensatz zu Photonen durchsichtig ist, kann man auch Informationen über das Innere der Sonne erhalten. Weiterhin sind solare Neutrinos gut geeignet um Neutrinososzillationen zu untersuchen. Dabei können sowohl Neutrinososzillationen in Materie, als auch Neutrinososzillationen im Vakuum untersucht werden.

Supernovae treten auf für Sterne deren Masse größer ist als das achtfache der Masse der Sonne. Am Ende der Lebensdauer eines solchen Sterns kommt es zu einem Core-Kollaps, der mit einer massiven Emission von Neutrinos verbunden ist. Die meisten Neutrinos, die bei einer Supernova gebildet werden, stammen aus der thermischen Neutrinopaarerzeugung:

$$e^+ + e^- \longrightarrow \nu_\beta + \bar{\nu}_\beta \text{ mit } \beta = e, \mu, \tau$$

Selbstverständlich wurden Neutrinos auch beim Urknall gebildet. Die Abkopplung der Neutrinos aus dem thermischen Gleichgewicht erfolgte etwa bei  $t = 1s$ . Bis zu diesem Zeitpunkt wurden die Neutrinos unter anderem durch die folgenden Reaktionen im Gleichgewicht gehalten:

$$e^+ + e^- \longrightarrow \nu_\beta + \bar{\nu}_\beta \text{ mit } \beta = e, \mu, \tau$$

$$\nu_\alpha + \bar{\nu}_\alpha \longrightarrow \nu_\beta + \bar{\nu}_\beta \text{ mit } \alpha, \beta = e, \mu, \tau$$

Nach ihrer Abkopplung bildeten die Neutrinos ein unabhängiges relativistisches Gas. Dieses Gas bildet heute die kosmische Neutrinohintergrundstrahlung.

## 1.4 Eigenschaften der Urknallneutrinos

Neutrinos aus dem Urknall zählen (neben Photonen) zu den Teilchen die am häufigsten im Universum vorkommen. Zahlenwerte liegen bei einigen 100 pro  $cm^2$ . Leider haben diese Neutrinos extrem kleine Energien  $E \approx 4 \cdot 10^{-4} eV$  und extrem kleine WQs  $\sigma \approx 10^{-54} cm^2$ . Daraus lässt sich folgern, dass diese Neutrinos mit heutigen Detektoren (noch) nicht beobachtbar sind.

## 2 Ausfrieren von Teilchen

### 2.1 Boltzmann Gleichung

Die meisten Bestandteile des frühen Universums waren im thermischen Gleichgewicht. Eine Gleichgewichtsbeschreibung ist daher eine gute Näherung. Die Frage wann Teilchen entkoppeln führt zunächst auf die folgende Faustregel:

$\Gamma > H \Rightarrow$  gekoppelt

$\Gamma < H \Rightarrow$  entkoppelt

Dabei ist  $\Gamma$  die Reaktionsrate für Reaktionen, die die Teilchen im Gleichgewicht halten und  $H$  die Ausdehnungsrate des Universums.

Eine genauere Behandlung erfordert eine mikroskopische Betrachtung der Phasenraumverteilungsfunktion  $f$ . Die zeitliche Entwicklung von  $f$  ist gegeben durch die Boltzmann-Gleichung:

$$L[f] = C[f]$$

Wobei  $L$  der Liouville- und  $C$  der Kollisionsoperator ist. Für die Robertson-Walker-Metrik gilt:

$$L[f(E, t)] = E \frac{\partial f}{\partial t} - \frac{\dot{R}}{R} |\vec{p}|^2 \frac{\partial f}{\partial E}$$

Benutzt man nun die Definition der Teilchenzahldichte ausgedrückt durch die Phasenraumdichte:

$$n(t) = \frac{g}{(2\pi)^3} \int d^3p f(E, t)$$

Mit partieller Integration erhält man:

$$\frac{dn}{dt} + 3 \frac{\dot{R}}{R} n = \frac{g}{(2\pi)^3} \int C[f] \frac{d^3p}{E}$$

Betrachte jetzt den Kollisionsoperator für den Prozess:

$$\psi + a + b + \dots \leftrightarrow i + j + \dots$$

Dieser ist gegeben durch:

$$\begin{aligned}
& \frac{g}{(2\pi)^3} \int C[f] \frac{d^3 p_\psi}{E_\psi} = \int d\Pi_\psi d\Pi_a d\Pi_b \dots d\Pi_i d\Pi_j \\
& \times (2\pi)^4 \delta^4(p_\psi + p_a + p_b + \dots - p_i - p_j - \dots) \\
& \times [|M|_{\psi+a+b+\dots \rightarrow i+j+\dots}^2 f_a f_b \dots f_\psi (1 \pm f_i)(1 \pm f_j) \\
& \times |M|_{i+j+\dots \rightarrow \psi+a+b+\dots}^2 f_i f_j \dots (1 \pm f_\psi)(1 \pm f_a)(1 \pm f_b) \dots]
\end{aligned}$$

Dabei beschreiben  $f_i$  und  $f_j$  die Phasenraumdichte der jeweiligen Teilchensorte. Dabei steht "+" jeweils für Bosonen und entsprechend für Fermionen. Die vierdimensionale Deltafunktion bewirkt Energie- und Impulserhaltung. Und die Matrixelemente sind bereits über alle Spins im Anfangs- bzw. Endzustand gemittelt und beinhalten auch bereits die korrekten Symmetriefaktoren. Weiterhin ist:

$$d\Pi = \frac{g}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p}{2E}$$

## 2.2 Vereinfachen der Boltzmann-Gleichung

Im allgemeinen Fall besteht die Boltzmann-Gleichung aus einem ganzen Satz gekoppelter Gleichungen. Für unseren Fall nehmen wir an, dass sich alle Teilchensorten (bis auf eine) im thermischen Gleichgewicht befinden. Mit dieser Annahme vereinfacht sich das Problem auf eine Gleichung. Außerdem nehmen wir im folgenden T-Invarianz an, woraus sich folgern lässt:

$$|M|_{i+j+\dots \rightarrow \psi+a+b+\dots}^2 = |M|_{\psi+a+b+\dots \rightarrow i+j+\dots}^2 = |M|^2$$

Außerdem benutzen wir im folgenden Maxwell-Boltzmann-Statistik für alle Teilchen, anstatt Bose-Einstein für Bosonen und Fermi-Dirac für Fermionen. Dies liefert:

$$1 \pm f \cong 1 \text{ sowie } f_i(E_i) = \exp(-(E_i - \mu_i))$$

Wir betrachten ab hier nur noch Prozesse mit jeweils zwei Teilchen im Anfangs- und Endzustand.

$$\psi \bar{\psi} \longrightarrow \chi \bar{\chi}$$

Dies liefert die Boltzmann-Gleichung in der folgenden Form:

$$\dot{n}_\psi + 3Hn_\psi = - \int d\Pi_\psi d\Pi_{\bar{\psi}} d\Pi_\chi d\Pi_{\bar{\chi}} \delta^4(p_\psi + p_{\bar{\psi}} - p_\chi - p_{\bar{\chi}}) [f_\psi f_{\bar{\psi}} - f_\chi f_{\bar{\chi}}]$$

## 2.3 Umschreiben der Gleichung

Betrachte zunächst die Teilchenanzahl  $n$  in einem mitbewegten Volumen. Benutze dazu die Entropiedichte  $s$  als Vergleichsgröße:

$$Y = \frac{n_\psi}{s}$$

Mit  $sR^3 = \text{constant}$  (Konstanz der Entropie in einem mitbewegten Volumen) ergibt sich:

$$\dot{n}_\psi + 3Hn_\psi = s\dot{Y}$$

Weiterhin ist es sinnvoll  $x$  als unabhängige Variable zu definieren, da im frühen Universum Temperaturen zur Beschreibung besser geeignet sind:

$$x = \frac{m}{T}$$

Dabei ist  $m$  eine geeignete Massenskala, normalerweise die Masse des betrachteten Teilchens.  $T$  und  $t$  sind im strahlungsdominierten Universum durch folgende Relation verknüpft:

$$t = 0,301g_*^{-\frac{1}{2}} \frac{m_{Pl}}{T^2}$$

Dabei ist  $m_{Pl}$  die Planckmasse.

Man erhält also:

$$\frac{dY}{dx} = - \frac{x}{H(m)s} \int d\Pi_\psi d\Pi_{\bar{\psi}} d\Pi_\chi d\Pi_{\bar{\chi}} (2\pi)^2 |M|^2 \times \delta^4(p_\psi + p_{\bar{\psi}} - p_\chi - p_{\bar{\chi}}) [f_\psi f_{\bar{\psi}} - f_\chi f_{\bar{\chi}}]$$

$$\text{Mit } H(x) = H(m)x^{-2} \text{ und } H(m) = \frac{1,67g_*^{\frac{1}{2}} m^2}{m_{Pl}}$$

Dieser Formalismus kann jetzt auf das Ausfrieren von Teilchen angewendet werden.

## 2.4 Ausfrieren von Teilchen

Die betrachteten Teilchen seien zunächst stabil. Daraus folgt, dass nur Prozesse der Form:  $\psi\bar{\psi} \rightarrow \chi\bar{\chi}$  die Anzahl der Teilchen in einem mitbewegten Volumen ändern können. Weiterhin soll angenommen werden, dass keine Asymmetrie zwischen  $\psi$  und  $\bar{\psi}$  besteht, und dass sowohl  $\chi$ , als auch  $\bar{\chi}$  chemisches Potential Null haben.

$$\Rightarrow f_\chi = \exp\left(-\frac{E_\chi}{T}\right)$$

Aus der Energieerhaltung durch die Deltafunktion folgt:

$$E_\psi + E_{\bar{\psi}} = E_\chi + E_{\bar{\chi}}$$

Und man erhält:

$$[f_\psi f_{\bar{\psi}} - f_\chi f_{\bar{\chi}}] = [f_\psi f_{\bar{\psi}} - f_\psi^{EQ} f_{\bar{\psi}}^{EQ}]$$

Benutzt man noch den über T gemittelten Wirkungsquerschnitt:

$$\langle \sigma|v| \rangle = (n_{EQ})^{-2} \int d\Pi \dots \delta^4(p_\psi + \dots) |M|^2 e^{-\frac{E_\psi}{T}} e^{\frac{E_{\bar{\psi}}}{T}}$$

So erhält man:

$$\frac{dn_\psi}{dt} + 3Hn_\psi = \langle \sigma|v| \rangle (n_\psi^2 - (n_\psi^{EQ})^2)$$

$$\frac{dY}{dx} = \frac{-x \langle \sigma|v|s \rangle}{H(m)} (Y^2 - Y_{EQ}^2)$$

Im thermischen Gleichgewicht ist Y gegeben durch:

$$Y_{EQ}(x) = \frac{45}{2\pi^4} \left(\frac{\pi}{8}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{g}{g_* s} x^{\frac{3}{2}} e^{-x} \text{ für } x \gg 3 \text{ (Nichtrelativistisch)}$$

$$Y_{EQ}(x) = \frac{45\zeta(3)}{2\pi^4} \frac{g_{eff}}{g_* s} \text{ für } x \ll 3 \text{ (Relativistisch)}$$

Mit  $\Gamma = n_{EQ} \langle \sigma|v| \rangle$

Erhält man:

$$\frac{x}{Y_{EQ}} \frac{dY}{dx} = -\frac{\Gamma}{H} \left( \frac{Y}{Y_{EQ}} - 1 \right)$$

Betrachtet man nun die relative Änderung der Teilchenanzahl:

$$\frac{\Delta Y}{Y} \sim \frac{x}{Y_{EQ}} \frac{dY}{dx} \sim \frac{\Gamma}{H}$$

Dabei ist  $\Gamma \sim T^3$  im relativistischen und  $\Gamma \sim (mT)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{T}}$  im nichtrelativistischen Fall. In beiden Fällen gilt jedoch:

$$T \downarrow \Rightarrow \Gamma \downarrow$$

Dies bedeutet, dass die relative Änderung klein wird für  $\frac{\Gamma}{H} \leq 1$ .

Die Wechselwirkungen "frieren aus" und die Teilchenanzahl "friert ein".

## 2.5 "Hot relics"

Als "hot relics" werden Teilchen bezeichnet, die zum Zeitpunkt des Ausfrierens noch relativistisch waren  $x_f \leq 3$ . Da  $Y_{EQ}$  konstant ist, ist die Teilchenanzahl relativ unempfindlich gegenüber den genauen Umständen des Ausfrierens, insbesondere gegenüber den genauen Werten von  $x_f$ .

$$\Rightarrow Y_\infty = Y_{EQ}(x_f) = 0,278 \frac{g_{eff}}{g_* s}$$

Die Massendichte ist damit gegeben durch:

$$\rho_\nu = s_0 Y_\infty m = 2,97 \times 10^3 Y_\infty \left( \frac{m}{eV} eV cm^{-3} \right)$$

Weiterhin erhält man:

$$\Omega_\nu h^2 = 7,83 \times 10^{-3} \left[ \frac{g_{eff}}{g_* s(x_f)} \right] \left( \frac{m}{eV} \right)$$

$$\text{Mit } \Omega_\nu h^2 = \frac{m_\nu}{91,5 eV} \text{ und } \frac{g_{eff}}{g_* s} = 0,14$$

Erhält man die sogenannte Coswick-McClelland-Grenze:

$$m_\nu \leq 91,5 eV \text{ Kolb and Turner}$$

$m_\nu \leq 68eV$  Schmitz

Die unterschiedlichen Werte resultieren zum großen Teil aus Unsicherheiten bezüglich  $h$ .

## 2.6 "Cold relics"

Als "Cold relics" werden Teilchen bezeichnet, die zum Zeitpunkt des Ausfrierens nicht mehr relativistisch waren. In diesem Fall ist es sinnvoll zunächst den WQ in der folgenden Form zu parametrisieren:

$$\langle \sigma|v| \rangle = \sigma_0 \left(\frac{T}{m}\right)^n$$

Wobei  $n = 0$  für s-Wellen Annihilation,  $n = 1$  für p-Wellen Annihilation usw. zu wählen ist. Mit Hilfe dieser Parametrisierung erhält man für die Boltzmann-Gleichung:

$$\frac{dY}{dx} = -\lambda x^{-n-2}(Y^2 - Y_{EQ}^2)$$

$$\lambda = 0,264 \frac{g_*^s}{g_*^{\frac{1}{2}}} m_{Pl} m \sigma_0$$

Eine längere Rechnung liefert als Ergebnis:

$$Y_\infty = \frac{3,79(n+1)\left(\frac{g_*^{\frac{1}{2}}}{g_*^s}\right)x_f}{m_{Pl}m \langle \sigma|v| \rangle}$$

$$\Omega h^2 = 1,07 \times 10^9 \frac{(n+1)x_f^{n+1} GeV^{-1}}{\frac{g_*^s}{g_*^{\frac{1}{2}}} m_{Pl} \sigma_0}$$

## 2.7 Hypothetisches, schweres, stabiles Neutrino ( $m \gg MeV$ )

Ein solches Neutrino entkoppelt aufgrund seiner großen Masse, wenn es nicht mehr relativistisch ist. Das bedeutet, dass die Formeln für "Cold relics" gelten. Die WQs für Dirac- bzw. Majorana-Neutrinos werden nicht explizit angegeben, es soll jedoch deutlich werden, dass die WQs sich unterscheiden, was im folgenden zu unterschiedlichen Massengrenzen führen wird.

Im Dirac-Fall ist der WQ geschwindigkeitsunabhängig:

$$\sigma_0 = \frac{c_2 G_F^2 m^2}{2\pi}$$

Man erhält:

$$x_f = 15 + 3\ln\left(\frac{m}{\text{GeV}}\right) + \ln\left(\frac{c_2}{5}\right)$$

$$Y_\infty = 6 \times 10^{-9} \left(\frac{m}{\text{GeV}}\right)^{-3} \left[1 + \frac{3\ln(m/\text{GeV})}{15} + \frac{\ln(c_2/5)}{15}\right]$$

Daraus lässt sich berechnen:

$$\Omega h^2 = 3 \left(\frac{m}{\text{GeV}}\right)^{-2} \left[1 + \frac{3\ln(m/\text{GeV})}{15}\right]$$

Zusammen mit der Forderung:

$$\Omega h^2 \leq 1$$

Erhält man:

$$m_D \geq 2\text{GeV} \text{ (Dirac Fall)}$$

$$m_M \geq 5\text{GeV} \text{ (Majorana Fall)}$$

### 3 Instabile Neutrinos

Die Zerfallsprodukte instabiler Neutrinos wären relativistisch, sogar bis heute. Die Massendichte solcher Neutrinos nimmt mit  $R^{-4}$  ab (vgl. stabile Neutrinos  $R^{-3}$ ). Die Gleichungen für die Entwicklung der Zerfallsprodukte lauten:

$$\dot{\rho}_D + 4H\rho_D = \frac{\rho_\nu}{\tau}$$

$$\rho_\nu(R) = \rho_\nu(R_i) \left(\frac{R}{R_i}\right)^{-3} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

$$t_i \ll \tau$$

Die Energiedichte der Zerfallsprodukte kann durch Integration gewonnen werden:

$$\rho_D(t) = \rho_{\nu i} \tau^{-1} \left(\frac{R_i}{R}\right)^{-4} \int_i^t \frac{R(t')}{R_i} \exp\left(-\frac{t'}{\tau}\right) dt'$$

Aus der Annahme, dass die Neutrinos zu einer Zeit  $t \approx \tau$  zerfallen sollen, folgt:  $R \sim t^n$ , wobei  $n = 1/2$  für ein strahlungsdominiertes, bzw.  $n = 2/3$  für ein materiedominiertes Universum zu wählen ist. Auswerten des Integrals liefert:

$$\rho_D(t_0) = n! \rho_{\nu}(t_0) \frac{R(\tau)}{R_0}$$

Unter Benutzung früherer Ergebnisse für  $\Omega h^2$  erhält man:

$$m \leq 4 \times 10^{11} eV g_*^{1/12} \tau^{-1/2} \quad \tau \leq \tau_{EQ} \quad \text{leichte Neutrinos}$$

$$m \leq 4 \times 10^{13} eV (\Omega_0 h^2)^{-1/3} \tau^{-2/3} \quad \tau \geq \tau_{EQ} \quad \text{leichte Neutrinos}$$

$$m \geq 3 \times 10^{-5} GeV g_*^{-1/24} \tau^{1/4} \quad \tau \leq \tau_{EQ} \quad \text{schwere Dirac}$$

$$m \geq 4 \times 10^{-6} GeV (\Omega_0 h^2)^{1/6} \tau^{1/3} \quad \tau \geq \tau_{EQ} \quad \text{schwere Dirac}$$

$$m \geq 7 \times 10^{-5} GeV g_*^{-1/24} \tau^{1/4} \quad \tau \leq \tau_{EQ} \quad \text{schwere Majorana}$$

$$m \geq 8 \times 10^{-6} GeV (\Omega_0 h^2)^{1/6} \tau^{1/3} \quad \tau \geq \tau_{EQ} \quad \text{schwere Majorana}$$

### 3.1 Instabile Neutrinos mit photonischen Zerfallsprodukten

Die im vorherigen Abschnitt berechneten Grenzen sind unabhängig von der Art der Zerfallsprodukte, solange diese relativistisch sind. Für sichtbare Zerfallsprodukte (Pionen, Photonen etc. ) kann man wesentlich bessere Grenzen erhalten. Im folgenden sollen nur Prozesse betrachtet werden, bei denen ein Photon entsteht.

#### 3.1.1 $t_u \cong 3 \times 10^{17} \text{sec} \leq \tau$

Für Lebensdauern die größer sind als das Alter des Universums zerfallen die Neutrinos auch heute noch. Die dabei entstehenden Photonen tragen zum diffusen  $\gamma$ -Hintergrund bei. Daten aus diesem  $\gamma$ -Hintergrund können be-

nutzt werden um Grenzen für Massen und Lebensdauern von Neutrinos zu bestimmen.

$$\tau \geq 10^{23} m_{eV} \quad \text{leichte Neutrinos}$$

$$\tau \geq 10^{25} m_{GeV}^{-2} \quad \text{Schwere Neutrinos}$$

$$\mathbf{3.1.2} \quad t_{rec} \cong 6 \times 10^{12} (\Omega h^2)^{1/2} sec \leq \tau \leq t_U$$

Neutrinos zerfallen nach der Rekombination, aber vor der heutigen Epoche. Das bedeutet, dass die Zerfallsprodukte nicht WW, also im  $\gamma$ -Hintergrund auftauchen sollten. Wiederum kann man die Daten aus dem  $\gamma$ -Hintergrund benutzen und erhält die folgenden Werte:

$$m \leq 2 \times 10^6 (\Omega_0 h^2)^{-1/3} \tau_{sec}^{2/3} eV \quad \text{leichte Neutrinos}$$

$$m \geq 8 \times 10^{-3} (\Omega_0 h^2)^{1/6} \tau_{sec}^{1/3} GeV \quad \text{Schwere Neutrinos}$$

$$\mathbf{3.1.3} \quad t_{therm} \cong 10^6 sec \leq \tau \leq t_{rec}$$

Die in dieser Epoche erzeugten  $\gamma$ 's streuen an Elektronen, die ihrerseits wiederum an den Photonen des CMBR streuen. Auf diese Weise sollte sich das Spektrum des CMBR verändern. Das zu erwartende Spektrum ist ein Bose-Einstein-Spektrum. Da die CMBR aber mit großer Genauigkeit einer Schwarzkörperstrahlung entspricht, muss angenommen werden, dass der Energiebeitrag der  $\gamma$ 's sehr viel kleiner ist als die Energie der Photonen aus dem CMBR.  $E_\gamma \ll E_{CMBR}$  Es ergeben sich damit die folgenden Grenzen:

$$m \leq 10^7 \tau_{sec}^{-1} eV \quad \text{Leichte Neutrinos}$$

$$m \geq 10^{-3} \tau^{1/4} GeV \quad \text{Schwere Neutrinos}$$

$$\mathbf{3.1.4} \quad t_{end,nucleo} \cong 3min \leq \tau \leq t_{therm}$$

Die Zerfallsprodukte aus dieser Epoche können thermalisieren, wodurch die Entropie pro mitbewegtem Volumen erhöht wird. Aus verschiedenen Annahmen zur primordialen Nukleosynthese lässt sich folgern, dass die Entropieproduktion kleiner als ein Faktor 30 gewesen sein muss. Aus dieser Erkenntnis ergeben sich die folgenden Grenzen:

$$10^9 \geq m_{eV} \tau_{sec}^{1/2} \quad \text{Leichte Neutrinos}$$

$$10^7 \geq m_{GeV}^{-2} \tau_{sec^{1/2}} \quad \text{Schwere Neutrinos}$$

$$\mathbf{3.1.5} \quad t_{begin,nucleo} \cong 1sec \leq \tau \leq t_{end,nucleo}$$

Innerhalb dieser Epoche können Neutrinos massiv zur Materiedichte des Universums beitragen, wodurch eine erhöhte Produktion von  $He_4$  bewirkt wird. Allerdings kann nur eine weitere Neutrinoart toleriert werden ohne dass es zu einer Überproduktion von  $He^4$  kommt. Man erhält als Grenze:

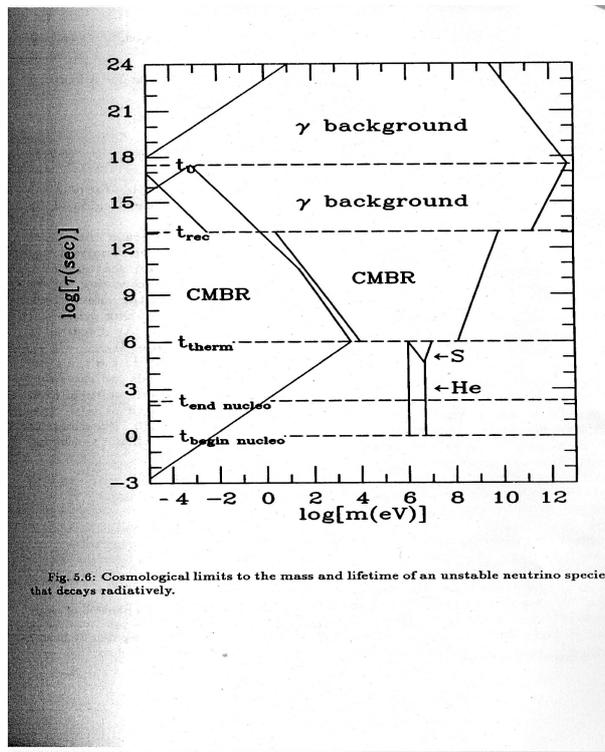
$$m \geq 5 \times 10^{-3} GeV \quad \text{Schwere Neutrinos}$$

Leichte Neutrinos brauchen nicht betrachtet zu werden, da sie innerhalb dieser Phase noch relativistisch sind.

$$\mathbf{3.1.6} \quad \tau \leq 1sec$$

Neutrinos, die in diesem Intervall zerfallen verschwinden spurlos und ihre Zerfallsprodukte thermalisieren noch vor der Nukleosynthese. Eine Vorhersage von Massengrenzen wäre unter Umständen möglich, wenn das Baryon zu Entropie Verhältnis im Detail verstanden wäre.

Die nachfolgende Graphik zeigt alle erlaubten und verbotenen Gebiete für Neutrinomassen und -lebensdauern.



## 4 Zusammenfassung und Ausblick

Neutrinos können in den verschiedensten Gebieten des Universums entstehen und spielen sowohl in der Astrophysik und Kosmologie, als auch in der Kern- und Teilchenphysik eine große Rolle.

Die Boltzmann-Gleichung ist ein geeignetes Mittel, um die Entwicklung der Neutrinos im frühen Universum zu beschreiben. Mit ihrer Hilfe können Ober- und Untergrenzen für Neutrinomassen berechnet werden.

Auch instabile oder superschwere Neutrinos können nicht ausgeschlossen werden.

Neutrinos können einen Beitrag zur dunklen Materie liefern.

Aktuelle und zukünftige Experimente befassen sich mit der Messung wichtiger Neutrinoeigenschaften, wozu insbesondere die Frage nach dem Dirac- bzw. Majorana-Charakter, sowie nach der Neutrinomasse zu zählen ist.

## 5 Quellen

Kolb and Turner: "The Early Universe"

Schmitz: "Neutrino-physik", Teubner Verlag, 1997

[www.physi.uni-heidelberg.de/uwer/lectures/seminar/KeyExp/Goldhaber.pdf](http://www.physi.uni-heidelberg.de/uwer/lectures/seminar/KeyExp/Goldhaber.pdf)

<http://www-eee.physik.hu-berlin.de/lohse/semws0203/neutrinos/neutrinos.ppt>

<http://www-ik.fzk.de/drexlin/Vorlesung14.pdf>

<http://astro.uibk.ac.at/physik4/Neutrino.pdf>