

Baryogenese I - Grundlagen und Baryogenese im Standardmodell der Teilchenphysik

Christopher Kranz

17. Dezember 2008

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung - Warum Baryogenese?	2
1.1 Evidenz der Baryonenasymmetrie	2
1.2 Baryonenasymmetrie als Anfangsbedingung?	3
2 Die Sakharov-Kriterien	5
2.1 Baryonenzahlverletzung	5
2.2 CP-Verletzung	5
2.3 Thermisches Ungleichgewicht	5
3 Elektroschwache Baryogenese	7
3.1 B-Verletzung im Standardmodell: Der Sphaleron-Prozess	7
3.2 CP-Verletzung im Standardmodell	8
3.3 Vorgang der EWB	9

Kapitel 1

Einführung - Warum Baryogenese?

1.1 Evidenz der Baryonenasymmetrie

Wir stellen fest, dass sich in unserer Umwelt mehr Baryonen als Antibaryonen befinden. Ein paar Beispiele:

- Die Erde ist offenbar baryonisch.
- Der Mond und Planeten unseres Sonnensystems sind baryonisch, da Astronauten bzw. Sonden problemlos auf diesen landen konnten.
- Der Sonnenwind ist baryonisch. Daraus schließen wir, dass auch die Sonne baryonisch ist.
- Um Informationen von noch größeren Skalen zu erhalten, können wir die kosmische Strahlung untersuchen: Hier beobachten wir keine Antikerne und das Antiprotonenspektrum entspricht der Reaktion $p + p \rightarrow 3p + \bar{p}$.
- Man entdeckt keinerlei harte γ -Strahlung aus Materie-Antimaterie-Vernichtungsreaktionen, die etwa an den Grenzen zwischen baryonischen und antibaryonischen Gebieten des Universums auftreten würden.

Man schließt daraus, dass es so gut wie keine Antimaterie in dem für uns bekannten Universum gibt.

Um die Größe der Baryonenasymmetrie auszudrücken, wird üblicherweise das Baryonen-Photonen-Verhältnis

$$\eta = \frac{n_b - n_{\bar{b}}}{n_\gamma} \quad (1.1)$$

genannt, wobei n_b bzw. $n_{\bar{b}}$ die Anzahl der Baryonen bzw. Antibaryonen ist und n_γ die Anzahl der Photonen. Die Nukleosynthese stellt einen Zusammenhang zwischen diesem Verhältnis und der relativen Häufigkeit verschiedener Elemente her. Durch Messung der Elementhäufigkeiten lässt sich so auf

$$4,7 \cdot 10^{-10} < \eta < 6,5 \cdot 10^{-10} \quad (1.2)$$

schließen (vgl. Abb. 1.1). Der WMAP Sattelit, welcher durch Messung der kosmischen Hintergrundstrahlung ebenfalls auf die Größe der Baryonenasymmetrie schließt, kommt zu dem Ergebnis

$$\eta = (6,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-10}. \quad (1.3)$$

Da diese beiden völlig unabhängigen Messungen miteinander übereinstimmen, gilt eine derartige Asymmetrie als gesichert.

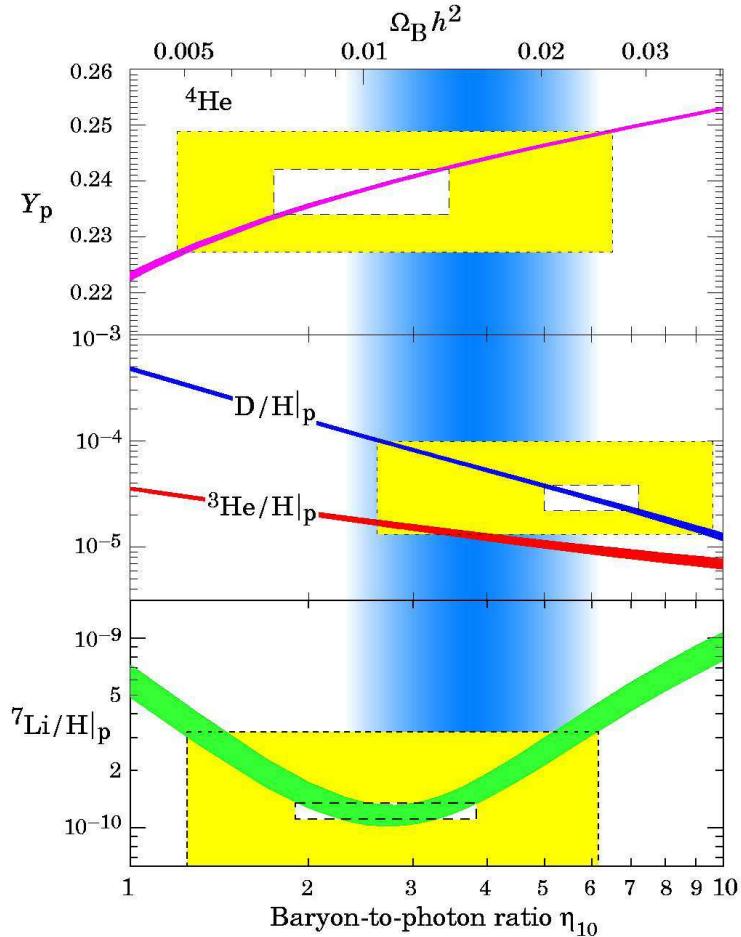


Abbildung 1.1: Vorhersagen für η aus der Nukleosynthese

1.2 Baryonenasymmetrie als Anfangsbedingung?

Um die Entstehung der offenbar vorhandenen Baryonenasymmetrie im frühen Universum nicht erklären zu müssen, könnte man auf die Idee sie einfach als Anfangsbedingung vorauszusetzen. Dagegen spricht allerdings die Theorie der Inflation des frühen Universums, von der heute ausgegangen wird. Während dieser Phase dehnt sich das Universum exponentiell aus. Am Ende

dieser Phase findet ein Wiederaufheizen statt und aus der Vakuumssnergie des Higgs-Feldes entstehen neue heiße Teilchen. Dadurch kommt es zu einer starken Verdünnung einer anfangs vorhandenen Asymmetrie. Möchte man daher die heutige Asymmetrie durch eine Anfangsbedingung erklären, müsste man diese bei $\eta \approx 10^{69}$ ansetzen. Angesichts des heute vergleichsweise winzigen Wertes ordnet man diese Möglichkeit als unnatürlich ein und verfolgt sie nicht weiter. Man benötigt daher nun eine Theorie der Baryogenese.

Kapitel 2

Die Sakharov-Kriterien

1967 stellte der sowjetische Physiker A. Sakharov drei Kriterien auf, die eine Theorie der Baryogenese erfüllen muss.

2.1 Baryonenzahlverletzung

Das erste Sakharov-Kriterium besagt, dass die Quantenzahl B , welche die Baryonenzahl für ein System angibt, nicht erhalten sein darf. Dies muss offensichtlich der Fall sein, wenn sich aus einem Universum mit $B = 0$ eines mit $B \neq 0$ entwickeln soll.

2.2 CP-Verletzung

Das zweite Sakharov-Kriterium besagt, dass sowohl die C als auch die CP-Symmetrie verletzt sein muss. Es lässt sich zeigen, dass andernfalls jedem Prozess, der z.B. Baryonen erzeugt, ein komplementärer Prozess, der Antibaryonen erzeugt, gegenüberstünde. Es gäbe somit also keine Netto-Baryonenzahländerung.

2.3 Thermisches Ungleichgewicht

Dem dritten Sakharov-Kriterium zufolge kann eine Baryonenasymmetrie nur ausserhalb des thermischen Gleichgewichts entstehen. Um dies zu verstehen betrachten wir den Erwartungswert der Baryonenzahl im thermischen Gleichgewicht, welcher in der statistischen Physik folgende Gestalt hat:

$$\begin{aligned} \langle B \rangle_T &= \text{Tr}(e^{-\beta H} B) \\ &= \text{Tr}((CPT)(CPT)^{-1} e^{-\beta H} B) \\ &= \text{Tr}(e^{-\beta H} (CPT)^{-1} B (CPT)) \\ &= -\text{Tr}(e^{-\beta H} B) = 0 \end{aligned}$$

Hierbei wurde lediglich ausgenutzt, dass die CPT-Transformation mit dem Hamilton-Operator kommutiert und dass B unter CPT-Trafo gerade sein Vor-

zeichen ändert. Man sieht also, dass im Gleichgewicht kein $B \neq 0$ möglich ist.
Es muss deshalb verlassen werden.

Kapitel 3

Elektroschwache Baryogenese

3.1 B-Verletzung im Standardmodell: Der Sphaleron-Prozess

Für die B-Nichterhaltung im Standardmodell sorgt der sogenannte Sphaleron-Prozess. Das Sphaleron ist ein schweres Teilchen, dass bisher nicht nachgewiesen wurde. Unter Theoretikern besteht allerdings kein Zweifel an seiner Existenz. Den Sphaleron-Prozess kann man sich anhand einer Analogie zum mechanischen Fadenpendel veranschaulichen. Ein solchen Pendel genügt der Lagrange-Gleichung:

$$L = \frac{1}{2}ml^2\dot{\theta}^2 - mgl(1 - \cos \theta) \quad (3.1)$$

Dieses Potential ist offenbar periodisch und nimmt seine Minima für alle $\theta = 2n\pi$ an. Entwickelt man um ein solches Minimum und berücksichtigt nur den ersten Term, so erhält man das Potential des harmonischen Oszillators. Weitere Minima treten nicht auf.

Im Standardmodell ergibt sich als Lösung der Feldgleichungen ebenfalls eine periodische Vakuumstruktur (vlg. Abb. 3.1).

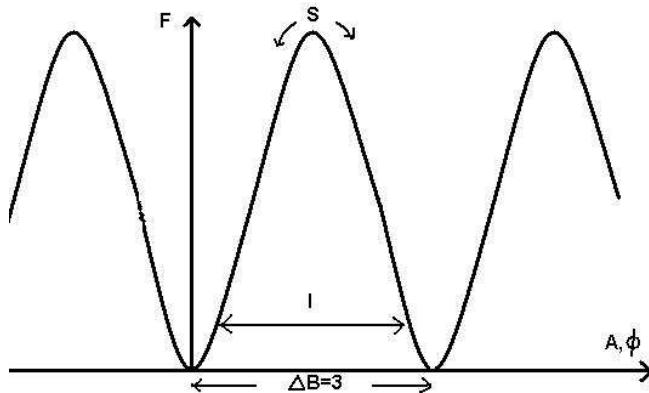


Abbildung 3.1: Θ -Vakuumstruktur

Das System, welches sich an einem der Minima befindet, kann nun Übergänge zu einem anderen Minimum vollziehen. Dies kann zum einen gerade durch den Sphaleron-Übergang geschehen, bei dem die Barrierenhöhe in der Größenordnung von 10 TeV einfach durch thermische Anregung überwunden wird. Zum anderen können Tunnelprozesse durch die Barriere stattfinden, sogenannte Instantonenübergänge. Diese spielen ab etwa 100 GeV eine entscheidende Rolle und sind darunter exponentiell unterdrückt. Die genannte Barrierenhöhe ist abhängig von der noch unbekannten Masse des Higgs-Bosons. Wie in unserer Analogie zum Pendel, bei dem eine Entwicklung weitere Minima verschwinden lässt, führen hier störungstheoretische Ansätze auf eine andere Vakuumstruktur. Der Sphaleron-Prozess ist damit nicht perturbativ behandelbar, was zu Problemen bei dessen Untersuchung führt.

Das interessante im Hinblick auf unsere elektroschwache Baryogenese (EWB) ist nun, dass bei diesen Übergängen gerade eine Baryonenzahlverletzung stattfindet. Die einzelnen Minima kann man mit gewissen Chern-Simons-Zahlen identifizieren. Die Änderung der Baryonenzahl bei einem Übergang entspricht gerade der Änderung der Chern-Simons-Zahl:

$$\Delta B = \Delta N_{CS} \equiv n_f [N_{CS}(t_f) - N_{CS}(0)] \quad (3.2)$$

mit

$$N_{CS}(t) \equiv \frac{g^2}{32\pi^2} \int d^3x \epsilon^{ijk} Tr(A_i \partial_j A_k + \frac{2}{3} ig A_i A_j A_k). \quad (3.3)$$

Ein Schema des Prozesses ist in Abbildung 3.2 gegeben. Dabei werden immer 3 Leptonen (eines aus jeder Familie) und 9 Antiquarks (3 aus jeder Familie mit jeweils unterschiedlichen Farbladungen) bzw. 3 Antileptonen und 9 Quarks ineinander umgewandelt. Dabei sind B, L und auch B+L im Allgemeinen nicht erhalten, B-L dagegen schon.

	e^-	+	τ^-	+	ν_μ	\rightarrow	$3 \bar{u}$	+	$3 \bar{t}$	+	$3 \bar{c}$
B:	0		0		0		-1		-1		-1
L:	1		1		1		0		0		0
B+L:			3			\neq		-3			
B-L:			-3			=		-3			

Tabelle 3.1: Quantenzahlen beim Sphaleron-Prozess

3.2 CP-Verletzung im Standardmodell

Ebenso wie die B-Verletzung ist auch eine Verletzung der CP-Symmetrie im Standardmodell möglich. So ist beispielsweise die CKM-Matrix CP-asymmetrisch. Auch sind in der Natur einige wenige CP-verletzende Vorgänge bekannt. Das prominenteste Beispiel ist hier der Zerfall des Kaons. Von diesem Teilchen gibts es offenbar zwei Sorten mit unterschiedlichen Zerfällen, Lebensdauern und Paritäten:

$$\tau(K_S^0 \rightarrow 2\pi) = 0,9 \cdot 10^{-10} s; P = +1 \quad (3.4)$$

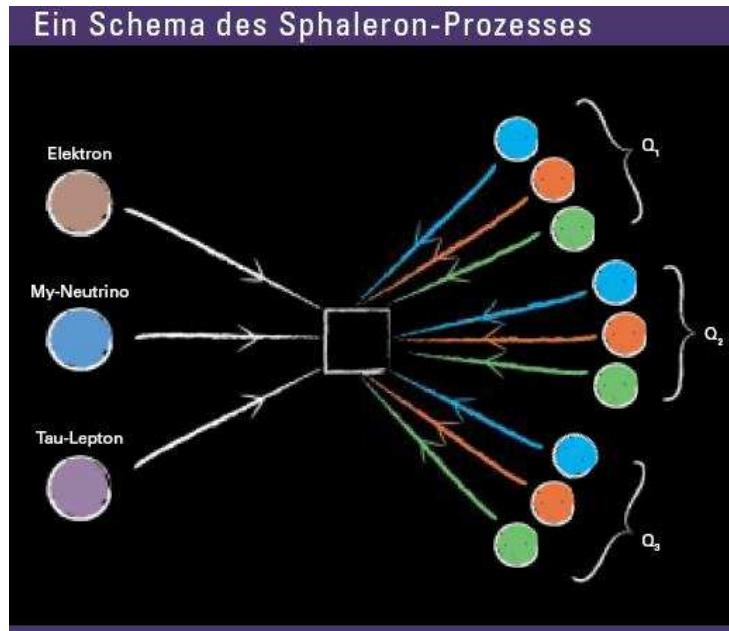


Abbildung 3.2: Schema des Sphaleron-Prozesses

$$\tau(K_L^0 \rightarrow 3\pi) = 5,1 \cdot 10^{-8} s; P = -1 \quad (3.5)$$

Ein Lösungsansatz für dieses Phänomen beschreibt die Teilchen als unterschiedliche Linearkombination ihres Teilchens und Antiteilchens:

$$|K_S^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle + |\overline{K^0}\rangle) \quad (3.6)$$

$$|K_L^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|K^0\rangle - |\overline{K^0}\rangle) \quad (3.7)$$

Man sucht zudem noch nach anderen stärkeren CP-Asymmetrien in der Natur, z.B. beim Babar-Experiment in den USA und beim Belle-Experiment in Japan.

3.3 Vorgang der EWB

Wenn man im frühen Universum beim elektroschwachen Phasenübergang nun einen Phasenübergang 1. Ordnung annimmt, so bilden sich kalte Blasen in denen die vorher vorhandene Symmetrie des Higgs-Feldes spontan gebrochen ist. Bei einer Entwicklung um eines der neuen Minima taucht nun ein Higgs-Boson auf, dass eine Masse trägt (Higgs-Mechanismus). Die kältere Phase ist also massetragend, während die andere heiße Phase noch masselos ist. Dies hat zur Folge dass die Energiebarriere für die Sphaleron-Prozesse in der heißen Phase wegfällt und diese permanent stattfinden mit einer Rate von

$$\Gamma_{Sp}(T) = \kappa(\alpha_W T)^4 \quad (3.8)$$

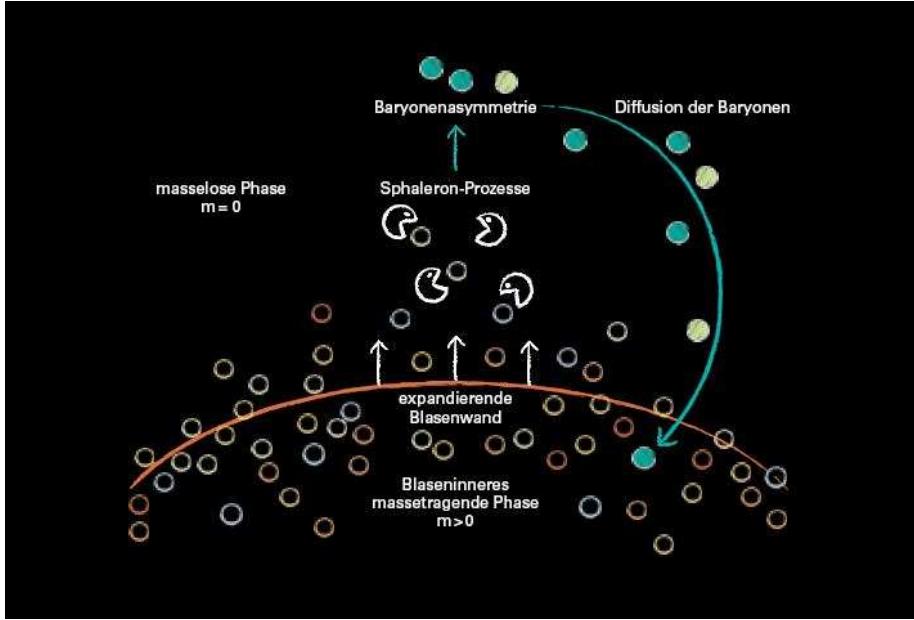


Abbildung 3.3: Skizze der elektroschwachen Baryogenese

mit κ als dimensionsloser Konstante. In den Blasen allerdings sind die Energiebarrieren vorhanden und die Sphaleronenrate ist mit

$$\Gamma_{Sp}(T) = \mu \left(\frac{M_W}{\alpha_W T} \right) M_W^4 \exp \left(-\frac{E_{sph}(T)}{T} \right) \quad (3.9)$$

und μ als dimensionsloser Konstante exponentiell unterdrückt. Die ständig in der heißen Phase erzeugten und vernichteten Teilchen und Antiteilchen erfahren bei der Diffusion in die Blase nun eine Brechung der CP-Symmetrie. Dies resultiert im Allgemeinen darin, dass die Transmissions- und Reflexionswahrscheinlichkeiten für Teilchen und Antiteilchen nicht gleich sind. Eine Baryonenasymmetrie kann in der Blase entstehen, welche dort mangels Sphaleron-Prozesse erhalten bleibt, während die entsprechende komplementäre Asymmetrie in der heißen Phase durch diese ausgewaschen wird. Mit weiter abkühlendem Universum expandieren die Blasen und nehmen schließlich den gesamten Raum ein - mit einer resultierenden Baryonenasymmetrie.
Da eine Phasengrenze bei diesem Mechanismus offenbar unbedingt notwendig ist, ist ein starker Phasenübergang 1. Ordnung auch Voraussetzung für die EWB. Mit dem Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes lässt sich ein Ordnungsparameter

$$\langle \Phi \rangle = v(T_c) \quad (3.10)$$

definieren, mit Hilfe dessen sich ein einfaches Kriterium für einen Phasenübergang 1. Ordnung aufstellen lässt:

$$\frac{v(T_c)}{T_c} \geq 1. \quad (3.11)$$

Mit $m_H = \sqrt{2\lambda}\nu$ führt dies zu einer groben Obergrenze von

$$m_{H\max} \approx 70 \text{ GeV}. \quad (3.12)$$

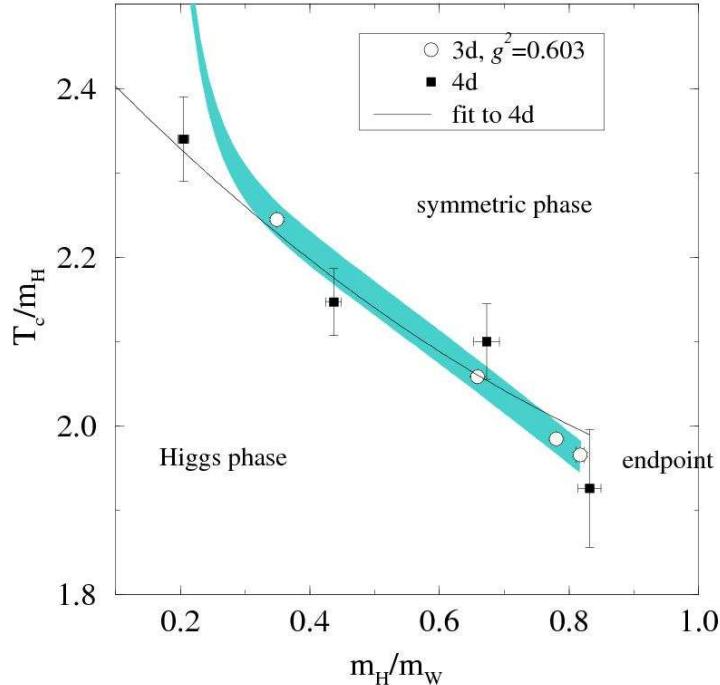


Abbildung 3.4: T_c für verschiedene Higgsmassen beim elektroschwachen Phasenübergang

In Abbildung 3.4 ist ein Phasendiagramm dargestellt dass diesen Verhalt noch einmal graphisch darstellt. Im Bereich kleiner Higgsmassen ist durch die blaue Linie eine Phasengrenze angedeutet, jenseits davon existiert eine solche Grenze nicht mehr und es findet ein cross-over Phasenübergang statt. Aufgrund der genannten kleinen Obergrenze gilt die EWB als gescheitert, da sich aus Experimenten bereits eine kleinste Masse

$$m_H \geq 114 \text{ GeV} \quad (3.13)$$

für das leichteste Higgs-Boson angeben lässt. Selbst mit geringfügigen Erweiterungen des Standardmodells wie bspw. Supersymmetrie lässt sich die Obergrenze nur auf etwa 120 GeV anheben. Der übrige Spielraum ist dadurch jedoch so klein, dass man auch in diese Varianten der EWB keine großen Hoffnungen setzt.

Literaturverzeichnis

- [1] E.W. Kolb, M.S. Turner. *The Early Universe*, Addison Wesley, 1991
- [2] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber. *Teilchenastronomie*, Tebner, 1997
- [3] M. Trodden. *Baryogenesis and Leptogenesis*, hep-ph/0411301 22 Nov 2004
- [4] M. Trodden. *Electroweak baryogenesis*, hep-ph/9803479v2 18 Dec 1998
- [5] A. Riotto, M. Trodden. *Recent Progress in Baryogenesis*, hep-ph/9901362 21 Jan 1999
- [6] A. Strumia. *Baryogenesis via Leptogenesis*, hep-ph/0608347 31 Aug 2006
- [7] J.M. Cline. *Der Ursprung der Materie*, Spektrum der Wissenschaft, November 2004
- [8] K. Funakubo. *Baryon Asymmetry of the Universe*,
<http://astr.phys.saga-u.ac.jp/~funakubo/research/transparency/bau061221.pdf>
- [9] H. Päs. *Teilchenphysikalische Aspekte der Baryogenese*,
<http://www.phys.hawaii.edu/~paes/Aussprache.pdf>
- [10] A. Ringwald. *Instantonen/Sphaleronen im Standardmodell der Teilchenphysik*,
http://www.desy.de/~ringwald/talks/reg_pdf.pdf
- [11] D. Hesse. *Baryogenese*,
http://pauli.uni-muenster.de/Seminare/teilchen/teilchen_ss05/Baryogenese.pdf
- [12] J. Hüting. *Baryogenese*,
<http://pauli.uni-muenster.de/tp/fileadmin/lehre/teilchen/ws0607/Baryogenese.pdf>