Baryogenese

Jim Bachmann

Nachbearbeitung zum Vortrag am 17.12.2014 im Seminar zur Theorie der Teilchen und Felder an der westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Inhaltsverzeichnis

1 Empirische Befunde **1**

2 Sakharovkriterien **2**

3 Sakharovkriterien im Standartmodell **3**
3.1 Mechanismus der elektroschwachen Baryogenese 5
3.2 Elektroschwacher Phasenübergang 6

4 Baryogenese jenseits des SM **6**
4.1 Minimal supersymmetrisches Modell 6
4.2 SU(5) GUT 7
4.3 Leptogenese 7
4.4 Zusammenfassung 8

1 Empirische Befunde

Die Baryonenasymmetrie im Universum lässt sich auf verschiedene Arten beobachten. Auf der Erde kommt Antimaterie nicht in natürlicher Form vor. Mit der Weltraumsonde WMAP wurde der Anteil der Antimaterie in der kosmischen Strahlung bestimmt und dabei festgestellt, dass auch in der kosmischen Strahlung nur Antimaterie in einer Grössenordnung vorkommt, wie sie bei Kollisionen mit interplanetarem Gas erzeugt wird. Unser Sonnensystem besteht somit offensichtlich aus Materie.

Nun könnte man annehmen, dass Materie und Antimaterie im Universum auf grossen Skalen voneinander getrennt sind. In den leersten Bereichen des Universums findet sich noch Wasserstoffgas. Beispielsweise könnte zwischen zwei Galaxien (im Falle getrennter Antimaterie/Materie Galaxien) im mittleren Abstand der beiden Galaxien Vernichtungsstrahlung beobachtet werden. Dies ist nicht der Fall. Nun könnte entweder eine Materie/Antimaterie Asymmetrie vorliegen, oder die Blase aus Materie in der wir uns befinden, müsste so gross sein, wie das beobachtbare Universum. Da dies ausgeprägte Bereiche von Materie und Antimaterie im frühen Universum vorraussetzen würde, ist dieser Fall als sehr unwahrscheinlich einzustufen.

Die vorliegende Asymmetrie lässt sich auch quantifizieren, über das Baryon zu Photon Verhältnis:

$$\mu = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} = \frac{B}{n_\gamma}$$

Dieses Verhältnis steht in direkter Beziehung zu den Elementverhältnissen in alten Sternen. Andererseits steht es auch in Beziehung zu den auftretenden Multipolmomenten in der kosmischen Hintergrundstrahlung. Beide unabhängigen Messungen liefern konsistente Ergebnisse. Die Theorien der Baryogenese müssen dieses Verhältnis erzeugen.

2 Sakharovkriterien

Bereits im Jahr 1967 erkannte der sowjetische Physiker ... Sakharow die Notwendigkeit der dynamischen Erzeugung der Baryonenasymmetrie. Er formulierte die drei Sakharovkriterien, welche jede Theorie erfüllen muss, um eine Baryonenasymmetrie erzeugen zu können. Die drei Sakharowkriterien lauten:

1. Verletzung der Baryonenzahlerhaltung
2. C, CP-Verletzung
3. Verlassen des thermischen Gleichgewichts

Die Notwendigkeit einer Baryonenzahlverletzung ist offensichtlich, um eine Baryonenasymmetrie zu erzeugen. Die Notwendigkeit des zweiten Kriteriums zeigt sich, sobald man die Übergangswahrscheinlichkeiten eines Teilchens X betrachtet, welches in ein Teilchen Y und Baryonen mit einer Baryonenzahl B zerfällt: $X \to Y + B$. Sei Γ die Übergangsrate:

$$\Gamma(X \to Y + B)$$

Unter C-Symmetrie:

$$\Gamma(X \to Y + B) = C(\Gamma(X \to Y + B))$$

Die ladungskonjugierte Übergangsrate entspricht der Übergangsrate der ladungskonjugierten Teilchen:

$$C(\Gamma(X \to Y + B)) = \Gamma(\bar{X} \to \bar{Y} + \bar{B})$$

Somit:

$$\Gamma(X \to Y + B) = \Gamma(\bar{X} \to \bar{Y} + \bar{B})$$

Der Zerfall der X erzeugt genau so viele Baryonen, wie der Zerfall der $\bar{X}$ Antibaryonen erzeugt. Somit muss die C-Symmetrie gebrochen sein.

Wird die CP-Symmetrie betrachtet, ergibt sich eine ähnliche Rechnung. Das Teilchen X besitzt nun zwei Zerfallskanäle in rechtshändige und linkshändige Quarks:

$$X \to q_L q_L \;\; X \to q_R q_R$$

Unter Brechung der C-Symmetrie gilt:

$$\Gamma(X \to q_L q_L) \neq \Gamma(\bar{X} \to \bar{q}_L \bar{q}_L)$$

Die CP-Symmetrie sorgt dafür, dass immernoch gleich viele Baryonen wie Antibaryonen erzeugt werden:

$$\Gamma(X \to q_L q_L) = \Gamma(\bar{X} \to \bar{q}_R \bar{q}_R)$$
$$\Gamma(X \to q_R q_R) = \Gamma(\bar{X} \to \bar{q}_L \bar{q}_L)$$

Insgesamt also:

$$\to \Gamma(X \to q_L q_L) + \Gamma(X \to q_R q_R) =$$
$$\Gamma(\bar{X} \to \bar{q}_R \bar{q}_R) + \Gamma(\bar{X} \to \bar{q}_L \bar{q}_L)$$

Die CP-Symmetrie muss demnach gebrochen sein.

Das dritte Kriterium ist das Verlassen des thermischen Gleichgewichts. Eine Teilchensorte befindet sich im thermischen Gleichgewicht, wenn die Erzeugungsrate der Teilchen ihrer Vernichtungsrate entspricht:

$$\Gamma(X \to Y + B) = \Gamma(Y + B \to X)$$

Es kann also keine Asymmetrie erzeugt werden. Dieses Ergebnis lässt sich auch mit dem Erwartungswert der Baryonenzahl unter Nutzung der CPT-Symmetrie des Hamiltonoperators zeigen:

$$\begin{aligned} < B >_T &= Tr(e^{-\beta H} B) \\ &= Tr((CPT)^{-1}(CPT)e^{-\beta H} B) \\ &= Tr(e^{-\beta H}(CPT)^{-1} B(CPT)) \\ &= Tr(e^{-\beta H}(-B)) \\ &= -Tr(e^{-\beta H}(B)) = 0 \end{aligned}$$

3 Sakharovkriterien im Standartmodell

Im Standartmodell tauchen in der Lagrangedichte quantisierter, massebehafteter Teilchensysteme Axialvektorströme auf, welche unter einer chiralen Transformation $\psi \to e^{i\beta\gamma_5}\psi$ nichtmehr invariant sind. Dies hat zur Folge, dass die Baryonen- und Leptopnenzahl nichtmehr erhalten sind. Die Kontinuitätsgleichugen lauten:

$$\partial_\mu j_B^\mu = \frac{3}{16\pi^2} \mathrm{Tr}(F_{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu})$$
$$\partial_\mu j_L^\mu = \frac{3}{16\pi^2} \mathrm{Tr}(F_{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu})$$

Die Differenz $B-L$ ist hier eine Erhaltungsgrösse. Über die Spur der Feldstärketensoren lässt sich der Chern-Simons Strom K^μ definieren:

$$\partial_\mu K^\mu = \mathrm{Tr}(F_{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu})$$

In der Vakuumstruktur der SU(2) Eichtheorie können Übergange zwischen verschiedenen Vakuumskonfigurationen der beteiligten Eichfelder stattfinden. Geht das System von einem Zustand reiner Eichung (die Eichfelder verschwinden) zu einem Zustand reiner Eichung über, so ändert sich die Chern-Simons Zahl N_{CS} um eine ganze Zahl:

$$N_{CS}(t_1) - N_{CS}(t_0) = \int_{t_0}^{t_1} \int d^3x\, \partial_\mu K^\mu = \nu \in \mathbb{Z}$$

Die Änderung der Chern-Simons Zahl ist direkt proportional zur Änderung der Baryonen- und Leptopnenzahl, wobei die Familienzahl $N_f = 3$ die Proportionalität festlegt:

$$\partial_\mu J^\mu_{B+L} = N_f \partial_\mu K^\mu = 3\partial_\mu K^\mu$$

Eine Änderung der Chern-Simons Zahl um 1 bedeutet demnach die Vernichtung von 3 Baryonen/Leptonen und die Erzeugung dreier Antileptonen/Antibaryonen und umgekehrt. Es können somit beispielsweise drei Antileptonen in drei Baryonen umgewandelt werden.

Der Eichfeldkonfiguration kann dabei eine Energie, abhängig von der Chern-Simons Zahl, zugewiesen werden. Die Energie hat eine periodische Struktur, wie in Abbildung 1 gezeigt. Mit der Masse des W-Bosons ist die Barrierehöhe bekannt: $E_{sph} \approx \frac{2M_W}{\alpha_W} f(\frac{\lambda}{g^2}) \approx 6,76\text{TeV}$.

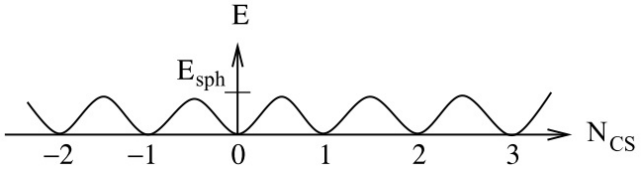

Abbildung 1: Sphaleron Energie in Abhängigkeit von der Chern-Simons Zahl.

Ein Übergang kann nun auf verschiedene Weisen realisiert werden. Entweder kann die Barriere durchtunnelt werden, was als "Instanton" bezeichnet wird, oder die Barriere kann durch thermische Anregung überschritten werden, durch einen sogenannten "Sphaleronprozess".

Da ein Energiemaximum von $E_{sph} \approx 6,76\text{TeV}$ durchtunnelt werden muss, liefert der Instantonprozess, mit einer Tunnelwahrscheinlichkeit: $A \approx 10^{-173}$, keine signifikante Baryonenzahlverletzung. Da zum Überschreiten der Barriere eine Energie von mindestens $6,76\text{TeV}$ nötig ist, führen Sphaleronen im heutigen Universum nicht zur Baryonenzahlverletzung. An dieser Stelle ist es also einsichtig, wieso die Annahme der Baryonenzahl- und Leptonenzahlerhaltung in der Teilchenphysik lange eine gerechtfertigte Annahme war.

Bei thermischen Energien, in dieser Größenordnung, spielt die Symmetriebrechung der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung eine wichtige Rolle. Bei Energien von $T \geq m_W$ war die Symmetrie der elektroschwachen Wechselwirkung noch nicht gebrochen und daher das W-Boson noch masselos. Da $E_{Sph} \propto m_W = 0$ gilt, verschwindet bei diesen Temperaturen die Energiebarriere und Sphaleronübergänge sind nichtmehr unterdrückt. Das Standartmodell erfüllt hier das erste Sakharowkriterium, die B-Verletzung.

Im Standartmodell sind Prozesse bekannt, die die CP-Symmetrie verletzen. So wird beispielsweise die Wechselwirkung eines Quarkzustandes dreier Flavour Generationen mit einem W-Boson durch die CKM-Matrix beschrieben:

$$\begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix}$$

Die CKM-Matrix wird über drei reelle Parameter und eine komplexe Phase beschrieben, die sich nicht über das Standartmodell vorhersagen lassen. Dies

sind 4 der Parameter, welche im Standartmodell vorgegeben werden müssen. Die komplexe Phase in der CKM-Matrix verursacht eine CP-Verletzung.

Ein Beispiel ist der Zerfall des neutralen Kaons, welches in zwei CP-Zuständen vorliegen kann: K^0: $CP(|K_1^0>) = +1, CP(|K_2^0>) = -1$. Jeder dieser Zustände besitzt einen CP-erhaltenden Zerfallskanal: $K_1^0 \to \pi^+ + \pi^-$, $K_2^0 \to \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$. 1964 wurde von Christenson, Cronin, Fitch und Turlay der Zerfall eines Kaons nach: $K_2^0 \to \pi^+ + \pi^-$ beobachtet. Hier liegt eine CP-Verletzung vor, ein System mit dem CP-Eigenwert -1 zerfällt in Teilchen mit CP-Eigenwert $+1$. Das zweite Sakharovkriterium wird damit ebenfalls vom Standartmodell erfüllt.

Das dritte Sakharovkriterium erfordert das Verlassen des thermischen Gleichgewichts der beteiligten Teilchen. Wie oben beschrieben, sind die Sphaleronen nach dem elektroschwachen Phasenübergang (EWPT) nichtmehr im thermischen Gleichgewicht. Der EWPT ist somit der für die Baryogenese im Standartmodell relevante Punkt. Die Ordnung des Phasenübergangs spielt dabei eine entscheidende Rolle. In Abb. 2 ist der Verlauf des effektiven Potentials für einen Übergang erster und einen Übergang zweiter Ordnung gezeigt.

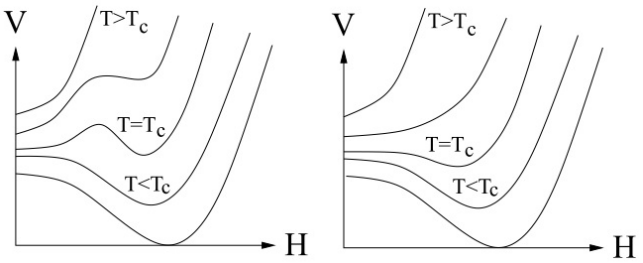

Abbildung 2: Effektives Potential bei einem Phasenübergang 1. Ordnung (links) und 2. Ordung (rechts).

Das effektive Potential ist so definiert, dass sich der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes beim Minimum des eff. Potentials einstellt. Für einen Übergang erster Ordung gibt es bei der kritischen Temperatur T_C zwei Minima. Das System kann in das Minimum mit $H > 0$ tunneln, wodurch sich Bereiche ausbilden, in welchen die Teilchen Masse besitzen und Bereiche, in welchen die Teilchen noch masselos sind (Abb. 3). In den masselosen Bereichen sind Spaleronübergänge ungehindert möglich, in Bereichen mit nicht verschwindender Masse sind die Sphaleronübergänge unterdrückt. Somit ist im Standartmodell auch das 3. Sakharovkriterium realisiert.

3.1 Mechanismus der elektroschwachen Baryogenese

Wie im vorherigen Kapitel diskutiert sorgt ein Phasenübergang 1. Ordnung dafür, dass das thermische Gleichgewicht von den Sphaleronen verlassen wird und eine Blasenbildung auftritt. Bewegen sich nun Teilchen durch die Blasenwand, sorgen CP-verletzende Prozesse für grössere Reflexionswahrscheinlichkeit von $\bar{q}_R$ als q_L. Vor der Blasenwand herrscht also ein Überschuss an $\bar{q}_R$, wodurch der Sphaleronprozess mit neun $\bar{q}_R$ und somit $\Delta B = 3$ schneller abläuft als der konkurrierende Prozess. Es entsteht also ein Überschuss an Baryonen, der durch die Bewegung der Blasenwand nach Aussen ins Innere der Blase gelangt. Im In-

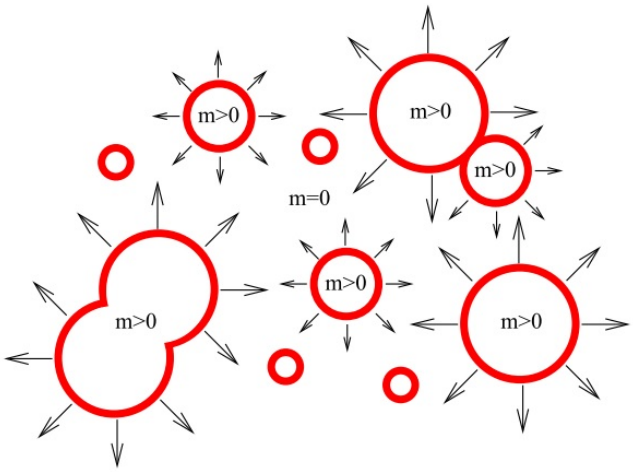

Abbildung 3: Blasenbildung bei einem elektroschwachen Phasenübergang 1. Ordnung.

neren sind Spaleronübergänge unterdrückt, wodurch die Baryonenasymmetrie erhalten bleibt.

3.2 Elektroschwacher Phasenübergang

Unsere Argumentation setzt das entstehen von Blasen vorraus. Für einen Phasenübergang der nicht 1. Ordnung ist, erhalten alle Higgs-Bosonen gleichzeitig Masse (Abb. 2). Damit Baryonen in ausreichender Menge generiert werden, muss der Pasenübergang nicht nur 1. Ordnung, sondern stark 1. Ordnung sein. Dies ist für $\frac{v_c}{T_c} \geq 1$ gewährleistet, wobei T_c die krit. Temp. beim EWPT und v_c den VEW des Higgsfeldes bei T_c bezeichnen. Diese Grössen sind mit der Masse des Higgs Bosons verknüpft. Für eine Masse von $m_H < 72\,\text{GeV}$ wird ein starker Übergang 1. Ordnung erwartet. Die Messung am ATLAS lieferte $m_H = (125,36 \pm 0,18)\,\text{GeV}$. Somit gilt die elektroschwache Baryogenese im Standardmodell als gescheitert.

4 Baryogenese jenseits des SM

4.1 Minimal supersymmetrisches Modell

Im MSSM gibt es einen Operator, welcher jedem Fermion einen bosonischen und jedem Boson einen fermionischen Superpartner zuordnet: $Q|f> \rightarrow |b>, Q|b> \rightarrow |f>$. Dem top-Quark wird so das stop-Quark zugeordnet. Das stop koppelt an das Higgs-Feld derart, dass der EWPT stark 1. Ordnung ist. Auch hier lässt sich eine Massenschranke finden: $m_{\tilde{t}_R} < 172\,\text{GeV}$. $m_{\tilde{t}_R}$ ist verknüpft mit der soft SUSY-breaking Energie, welche in der Grössenordnung von $\mathcal{O}(\text{TeV})$ liegen muss, um die Masse des stop zu gewährleisten. Um weiteres fine-tuning zu vermeiden, sollte die Soft SUSY-breaking Energie in der Grössenordnung von $\mathcal{O}(100\text{GeV})$ liegen. Das MSSM liefert also keinen Mechanismus für die Baryogenese, welcher mit den anderen Werten der Theorie konsistent ist.

4.2 SU(5) GUT

In der SU(5) Eichtheorie treten schwere Eichbosonen X^μ und schwere Higgs Bosonen Y auf. Da die Masse m_Y sehr gross ist, findet der Zerfall ab einer bestimmten Temperatur des Universums nicht im therm. Gleichgewicht statt. Y zerfällt CP-verletzend, derart, dass $|\Gamma_{Y_A \to eu}|^2 - |\Gamma_{Y_A \to \bar{e}\bar{u}}|^2 \neq 0$. Beim Zerfall dieser Higgs-Bosonen wird demnach die Baryonenasymmetrie generiert. Dabei ist es möglich μ in der richtigen Größenordnung zu erhalten. Allerdings sagt die SU(5)-GUT den bisher nicht beobachteten Protonzerfall vorraus. Der SU(5) Symmetriebruch wird bei $10^{14} - 10^{16}$ GeV erwartet. Die Energien liegen also weit über den am LHC erreichbaren Energien (Die Plank-Energie liegt bei 10^{19} GeV!). Auch in Zukunft wird diese Theorie also nicht experimentell verifizierbar sein. Es lässt sich also nicht unterscheiden, ob die Baryonenasymmetrie auf diese, oder eine andere Art entstanden ist.

4.3 Leptogenese

Bei der Leptogenese erzeugt der Zerfall schwerer Teilchen eine Leptonenasymmetrie (ähnlich dem Mechanismus der SU(5)-GUT). Die Erzeugung der Baryonen erfolgt dann durch den Zerfall der Leptonen, welche als Majorana-Leptonen keine Leptonenzahl tragen. Da es sich um Majorana-Teilchen handelt, müssen diese ungeladen sein, da sonst Antiteilchen eine konjugierte Ladung besitzen würden. Die einzigen bekannten Leptonen, von denen noch nicht ausgeschlossen wird, dass sie Majorana-Teilchen sein könnten, sind die Neutrinos.

Da Neutrinos nur schwach wechselwirken, wechselwirken ν_R kaum (nur über das Z_0). Sollen Neutrinos mit Lorentz kovarianter Masse beschrieben werden, ist dies nur möglich über eine Matrix:

$$\begin{bmatrix} \nu_L & \nu_R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & m_D \\ m_D^T & M \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_L \\ \nu_R \end{bmatrix}$$

Dabei ist $M >> m_D$. Die Massen der Neutrinos ergeben sich durch die Eigenwerte: $\lambda_1 \approx M, \lambda_2 \approx y^2 v^2 / M$, wobei y die Yukawa Kopplungskonstante bezeichnet. Die Eigenwerte stehen in der Beziehung $m_1 \propto 1/M_2$ zueinander. Damit führt ein leichtes, linkshändiges Neutrino zu einem schweren, rechtshändigen Partner. Mit der Masse des ν_τ:

$$\nu_{\tau,L} = 0,05\,\text{eV} \to N_{\tau,R} = y^2 \cdot 10^{14}\,\text{GeV}.$$

Sobald die Temperatur des Universums so weit gesunken ist, dass $M >> T$ befinden sich die N_R im thermischen Ungleichgewicht. Das N_R zerfällt nun CP verletzend, sodass ein Leptonenüberschuss erzeugt wird. Dieser wird nun durch den Sphaleronprozess: $3\Delta L \to 3\Delta B$ in Baryonenzahl umgewandelt. Dabei stellt sich bei $B_f \approx -\frac{1}{2} L_i$, $L_f \approx \frac{1}{2} L_i$ ein Gleichgewicht ein. Die Leptonenasymmetrie führt also zu einer Baryonenasymmetrie. μ ist dabei berechenbar und konsistent mit den Beobachtungen. Dabei ist $\mu(m_\nu)$ ebenfalls konsistent mit der Masse der linkshändigen Neutrinos $m_\nu \leq 0,3\,\text{eV}$. Die schweren N_R werden von SO(10) GUT vorhergesagt, wobei mit $M_1 > 2 \cdot 10^9$ GeV eine untere Massenschranke für die leichtesten N_1 vorhergesagt wird. Diese Energien könnten bald von Beschleunigern erreicht werden. Offene Fragen sind noch die Auswirkungen der N_R auf die Inflation. Die Leptogenese ist die heute favorisierte Theorie der Baryogenese.

Wird der neutrinolose doppel-β Zerfall bald in einem Experiment beobachtet, wäre dies ein weiterer Hinweis, das die Idee der Leptogenese der Wirklichkeit entsprechen könnte.

4.4 Zusammenfassung

Die Baryonenasymmetrie im Universum lässt sich auf verschiedene Weisen beobachten und quantifizieren (CMB Multipolmomente, kosmische Strahlung, keine Vernichtungsprozesse sichtbar). Dabei liefern unabhängige Messungen konsistente Werte. Jede Theorie, welche eine Baryogenese erklären will, muss die Sakharow-Kriterien: B, CP Verletzung, thermisches Ungleichgewicht, erfüllen. Diese sind im Standartmodell durch die Sphaleronen erfüllt. Allerdings ist der EWPT nicht stark genug 1. Ordnung und die CP Verletzung im SM zu gering. Die Leptogenese ist die momentan favorisierte Theorie.

Literatur

[1] James M. Cline: „BARYOGENESIS“.
McGill University, Dept. of Physics, Montreal, Qc H3A 2T8, Canada.

[2] Wilfried Buchmüller: „Baryogenesis - 40 Years Later“.
DESY-07-186, October 2007

[3] Michael Dine, Alexander Kusenko: „The Origin of the Matter-Antimatter Asymmetry“.
Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles, CA 90095-1547, and RIKEN BNL Research Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973.

[4] Yosef Nir: „Leptogenesis: A Pedagogical Introduction“.
Department of Particle Physics Weizmann Institute of Science, Rehovot 76100, Israel