

Axionen in der Kosmologie

Handout zum Vortrag
Seminar Kosmologie und Teilchenphysik

Dominik Döring

25.01.2016

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Motivation	1
2.1	Das Starke-CP-Problem	1
2.2	Lösung des starken CP-Problems	2
3	Axionen als Dunkle Materie	3
3.1	Das Axion als Dunkle Materiekandidat	3
3.2	Entstehung von Axionpopulationen im Universum	4
3.2.1	Thermische Axionen (HDM)	4
3.2.2	Kalte Axionen (CDM)	4
4	Astrophysikalische Hinweise	6
5	Fazit	7
6	Literatur	8

1 Einleitung

Mit dieser Arbeit soll ein Einblick gegeben werden, wie die hypothetischen Axionen aus der Teilchenphysik in die Phänomenologie der Kosmologie passen. Hierbei werden die von Peccei, Quinn, Wilczek und Weinberg vorgeschlagenen Axionen, welche das Starke CP-Problem der QCD lösen sollen, behandelt. Diese Art von Teilchen vermag es möglicherweise, Dunkle Materie Populationen auszubilden und stellt somit einen Forschungsgegenstand in der Teilchenphysik, Kosmologie und Astrophysik dar. Die Mechanismen und Eigenschaften, welche die Axionen zu solch geeigneten Kandidaten machen, werden neben astrophysikalischen Hinweisen in den folgenden Kapiteln kurz erläutert.

Dieses Handout ist als Ergänzung zum, im Seminar Kosmologie und Teilchenphysik, gegebenen Vortrag zu sehen.

2 Theoretische Motivation

2.1 Das Starke-CP-Problem

Die Frage nach der theoretischen Motivation für die Existenz eines Axions ist insofern gerechtfertigt, als dass Teilchenphysiker im Allgemeinen dazu bestrebt sind, die Anzahl von Parametern zu verringern. Warum also wird das Standardmodell der Teilchenphysik um ein Teilchen erweitert? Die Antwort auf diese Frage liegt in der CP-Verletzung in der Quantenchromodynamik.

Drei Generationen der Materie (Fermionen)

	I	II	III		
Masse	2,3 MeV	1,275 GeV	173,07 GeV	0	125,9 GeV
Ladung	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Name	u up	c charm	t top	γ Photon	H Higgs Boson
Quarks	4,8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ d down	95 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ s strange	4,18 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ b bottom	0 0 1 g Gluon	
	<2 eV 0 $\frac{1}{2}$ ν _e Elektron-Neutrino	<0,19 MeV $\frac{1}{2}$ ν _μ Myon-Neutrino	<18,2 MeV $\frac{1}{2}$ ν _τ Tau-Neutrino	0 0 1 Z ⁰ Z Boson	
	0,511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ e Elektron	105,7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ μ Myon	1,777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ τ Tau	80,4 GeV ±1 1 W [±] W Boson	Eichbosonen

Abbildung 1: Das Standardmodell der Teilchenphysik

Schaut man sich die Lagrangedichte \mathcal{L}_{QCD} der Quantenchromodynamik an, so erkennt man, dass unter Beachtung von Lorentzinvarianz und Eichinvarianz ein Term hingschrieben werden kann, welcher CP-Verletzung induziert.

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{\Psi}_q (i \not{D} - m_q e^{i\theta_q}) \Psi_q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \underbrace{\Theta \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{\mu\nu}_a}_{CP\text{-verletzender Term}}, \quad (1)$$

wobei \not{D} die Kovariante Ableitung, $G_{\mu\nu}$ der bekannte Gluon-Feldstärketensor und $\tilde{G}_{\mu\nu}$ sein dualer Tensor ist. θ_q beschreibt hier die Phase aus der Yukawakopplung und Θ ist

eine Winkelvariable.

Zunächst wird eine chirale Transformation der Quarkfelder $\psi_q \rightarrow e^{i\gamma_5 \frac{\theta_q}{2}} \psi_q$ gemacht, welche die Phase aus dem Quarkmassenterm in den CP-verletzenden Term verschiebt. Es ergibt sich nun

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_q \bar{\Psi}_q (i\not{D} - m_q) \Psi_q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \underbrace{(\Theta - \arg(\det(M_q)))}_{\bar{\Theta}} \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}, \quad (2)$$

mit einer neuen Winkelvariable $\bar{\Theta}$. Diese Winkelvariable kann mathematisch gesehen Werte von $-\pi \leq \bar{\Theta} \leq \pi$ annehmen. Daher bezeichnen Teilchenphysiker einen in der Natur realisierten Wert für $\bar{\Theta}$ als 'natürlich', falls $\bar{\Theta} = \mathcal{O}(1)$ ist.

Da der Wert nicht aus der Theorie selbst bestimmt werden kann, muss er experimentell gemessen werden. Jene Experimente im CP-verletzenden Sektor der QCD sind beispielsweise Messungen des elektrischen Dipolmoments (EDM) von Hadronen (z.B.: Neutronen). Da ein nicht verschwindendes, permanentes EDM eines Teilchens CP verletzen würde, wie in Abbildung 2 einsichtig ist, kann hier die Winkelvariable $\bar{\Theta}$ gemessen werden.

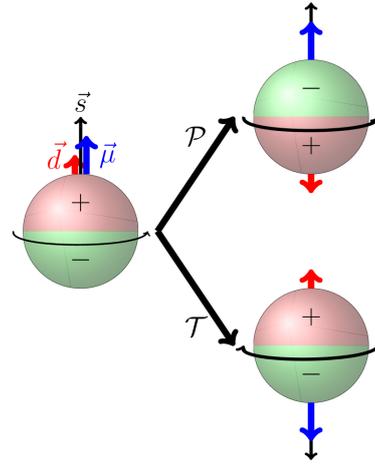


Abbildung 2: Teilchen mit einem nicht verschwindenden EDM unter C- und P-Operationen. [FZJ]

Die Experimente suchen allerdings vergeblich nach einem EDM für Neutronen! Es existieren obere Limits auf das EDM von $d_n \leq 10^{-25} e \text{ cm}$ [KamRus], wodurch sich Constraints auf die Winkelvariable von $\bar{\Theta} \leq 10^{-10}$ [KamRus] ergeben. Das scheint die Kriterien der 'Natürlichkeit' in oben definierter Form zu verletzen, daher wird dieses Natürlichkeitsproblem in der starken Wechselwirkung auch als starkes CP-Problem bezeichnet.

2.2 Lösung des starken CP-Problems

Die in der Fachgemeinschaft meistakzeptierte Lösung des starken CP-Problems ist die Peccei-Quinn-Theorie. Roberto Peccei und Helen Quinn fanden 1977, dass sich das starke CP-Problem lösen lässt, falls man eine neue $U(1)_A$ Symmetrie einführt, welche auf einer Skala f_a spontan gebrochen wird. Der Lagrangian enthält nach Einführung der $U(1)_A$ Symmetrie einen Term der folgendermaßen aussieht:

$$\mathcal{L}_{PQ} \supseteq \left(\bar{\Theta} - \frac{a(x)}{f_a} \right) \frac{\alpha_s}{8\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu}, \quad (3)$$

wobei $a(x)$ das Axion-Feld ist und die Skala der spontanen Symmetriebrechung $f_a \gg \Lambda_{QCD}$ erfüllt. Aufgrund von nicht-perturbativen Effekten des QCD Vakuums wird ein Potential für das Axion-Feld $a(x)$ erzeugt, dessen Minimum bei $a = \bar{\Theta}f_a$ liegt. Daher verschwindet nach der spontanen Symmetriebrechung der CP-verletzende Term aus der Lagrangedichte. Dieser sogenannte Peccei-Quinn-Mechanismus stellt die Natürlichkeit der nicht vorliegenden CP-Verletzung wieder her.

Die amerikanischen Physiker und Nobelpreisträger Frank Wilczek und Steven Weinberg erkannten wenig später, dass dieser Mechanismus nach dem Goldstone-Theorem ein neues Teilchen mit sich bringt, welches Wilczek nach einem amerikanischen Reinigungsmittel 'Axion' taufte, da es das starke CP-Problem bereinigt.

Das Axion ist ein Pseudo-Nambu-Goldstone Boson, da die $U(1)_A$ Symmetrie nicht nur spontan, sondern auch exakt gebrochen wird. Vergleichbar mit den Pionen in der approximativen Chiralsymmetrie der starken Wechselwirkung, besitzt es deshalb eine nicht verschwindende Masse. Diese Masse errechnet sich zu $m_a \approx 6\mu\text{eV} \left(\frac{10^{12}\text{GeV}}{f_a} \right)$ [Sik]

3 Axionen als Dunkle Materie

3.1 Das Axion als Dunkle Materiekandidat

Was macht das Axion zu einem geeigneten Kandidaten für Dunkle Materie? Zunächst einmal ist bei Dunkle Materie Kandidaten eine sehr geringe Interaktionsrate mit SM-Teilchen wichtig. Da Interaktionen mit Axionen immer mit der Skala $f_a \gg \Lambda_{QCD}$ unterdrückt werden, ist dieses Kriterium offenkundig erfüllt. Ein weiteres Kriterium ist zudem, welche Art von DM-Populationen Axionen bilden können: Bilden sie heiße (HDM) oder kalte (CDM) dunkle Materie? Die beiden Populationenarten sind von verschiedenen, kosmologischen Bounds betroffen, es ist also wichtig zu examinieren, welche Mechanismen in dieser Theorie mit Axionen stattfinden können.

3.2 Entstehung von Axionpopulationen im Universum

3.2.1 Thermische Axionen (HDM)

Schaut man sich an, ob Axionen HDM bilden können, fällt auf, dass die Prozesse, die zu solch einer Bildung von HDM führen, vom konkreten Modell und seinen spezifischen Kopplungen abhängen. Allgemein ist aber sichergestellt, dass Axionen mit Gluonen wechselwirken. Das ist offenbar, da die Lagrangedichte (3) der Peccei-Quinn-Theorie einen solchen Term enthalten muss. Daher sind die modellunabhängigsten Prozesse (siehe Abb. 3) Wechselwirkungen von Axionen und Gluonen.

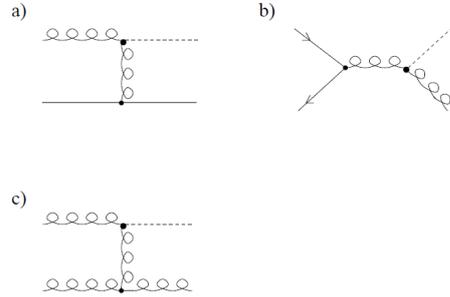


Abbildung 3: Modellunabhängige Prozesse im frühen Universum, die zu thermischen Axionen führen. [Sik]

Diese tree-level Prozesse besitzen einen Wirkungsquerschnitt $\sigma \sim \frac{\alpha_s^3}{8\pi^2 f_a^2}$. Somit lässt sich bestimmen, dass sich die Axionen bei der Temperatur $T_D \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ GeV} \left(\frac{f_a}{10^{12} \text{ GeV}}\right)^2$ im thermischen Gleichgewicht mit dem primordialen Universum [Sik]. Es können durch diese Prozesse nur HDM Axion-Populationen entstanden sein, wenn $f_a \leq 10^{12} \text{ GeV}$. Zusätzlich sollte die Möglichkeit einer Inflationsphase nach dem Entstehen der HDM Populationen in Betracht gezogen werden. Diese Inflation würde die HDM exponentiell ausdünnen und somit unbeobachtbar machen. Da das Axion allerdings auch mit π Mesonen mischt, ist ein weiterer Prozess modellunabhängig: $\pi + \pi \rightarrow \pi + a$. Dieser Prozess ist inflationsgeschützt, da er erst nach color-confinement ($T \approx 200 \text{ MeV}$) stattfinden kann. Somit 'überlebt' hierbei auf jeden Fall jedes entstandene Axion. Bounds auf die Masse aus diesen Beobachtungen liegen bei ca. $m_a < 0.7 \text{ eV}$ [RafRos], allerdings sind diese Werte nicht komplett modellunabhängig.

3.2.2 Kalte Axionen (CDM)

Nun wird diskutiert, wie Populationen kalter dunkler Materie aus Axionen entstehen können. Ein Mechanismus, der zu solcher CDM führt, ist der vacuum-realignment-Mechanismus. Hierbei wird zunächst ein Zustand des Universums angenommen, wo $T \gg f_a$ gilt und somit der CP-verletzende Winkel $\alpha = \bar{\Theta} - \frac{a(x)}{f_a}$ alle möglichen Werte $\alpha = \alpha_i$ annehmen kann. Kühlt nun das frühe Universum durch Ausdehnung ab, so 'fallen' die Axionen zum Zeitpunkt t_1 in das, von den nicht-perturbativen Effekten des QCD-Vakuums erzeugte, Potential und somit oszilliert das Axion-Feld ab da innerhalb dieses Potentials. Die effektive Gleichung dieser Oszillation ist

$$\ddot{\alpha} + 3H(t)\dot{\alpha}m_a^2(t)\alpha = 0. \tag{4}$$

Der Impuls des Axions ist hier aufgrund des Kausalitätslimits klein ($p_a(t_1) \sim \frac{1}{t_1}$) und somit ist der, durch die räumlich, kohärente Oszillation, erzeugte DM Zustand 'kalt'.

Um die Teilchendichte der Axionen heute zu bestimmen, muss vorher zwischen zwei verschiedenen Szenarien unterschieden werden:

1. Inflationsphase \rightarrow Reheating-Temperatur $T_R < T_{PQ}$
Das Axion-Feld wird über kosmische Distanzen homogenisiert.
2. Inflationsphase \rightarrow Reheating-Temperatur $T_R > T_{PQ}$
Das Axion-Feld erzeugt topologische Defekte.

Szenario 1 bedeutet also, dass der Phasenübergang an der PQ-Skala f_a erreicht wird, bevor die Inflation abgeschlossen ist. Das wiederum bedeutet, dass Axion-Strings durch ebene Inflation ausgedünnt werden. Die Axiondichte beträgt in diesem Fall $\rho_a(t_{heute}) \sim \frac{m_a f_a^2}{2t_1} (\alpha_i)^2 \left(\frac{R_1}{R_{heute}} \right)^3$. [Sik]

In Szenario 2 werden der Dichte noch Beiträge höherer Oszillationsmoden hinzuaddiert und Axion-Strings werden aufgrund der fehlenden Inflationsphase nach dem Phasenübergang nicht mehr ausgedünnt.

Eine weitere Möglichkeit, CDM mit Axionen zu erzeugen, ist der Zerfall topologischer Defekte. Findet die Symmetriebrechung der $U(1)_A \rightarrow Z(N)$ statt, so gibt es eine N -fache Entartung des Vakuumzustandes und es koexistieren mehrere, verschiedene Horizonte mit unterschiedlichen Vakua. Dieser Zustand des Universums führt also zu Domain-Walls. Der Zerfall dieser Domain-Walls führt zu Axionproduktion. Auf welche Weise dies genau geschieht, ist modellabhängig (slow decay, rapid decay, etc.).

Domain-Walls dieser Art sind allerdings zudem nicht konsistent mit der Beobachtung, da sich das Universum aufgrund der Beziehung $\rho_{DM} \gg \rho_{critical}$ schließen würde. Lösungen dieses sogenannten Domain-Wall-Problems sind also z.B. die Ablehnung des zweiten Szenarios, $U(1)_A \rightarrow Z(1)$ (wobei hier auch Natürlichkeit diskutiert werden muss) oder minimal explizite Brechung der $Z(N)$.

4 Astrophysikalische Hinweise

In diesem Kapitel wird beleuchtet, was die Astrophysik über Axionen aussagen könnte und ob es Hinweise auf Axionen aus dieser Sparte der Beobachtungen kommen. Dazu wird zunächst betrachtet welche Art von Prozessen in Sternen ablaufen könnten, die Axionen im final-state enthalten siehe Abbildung 4. Darunter fallen der Primakoff-Prozess ($\gamma + Ze \rightarrow Ze + a$), der Bremsstrahlungsprozess ($e/N + e/N \rightarrow e/N + e/N + a$). Da diese Prozesse Axionen im final-state haben, würden diese aufgrund ihrer geringen Interaktionsrate ähnlich wie Neutrinos Energie aus Sternen abtransportieren und diese somit kühlen. Vergleicht man nun die Theorie des Standardmodells der Sternenevolution mit dem Experiment, so stellt man fest, dass es vielleicht ($CL \leq 2\sigma$) einige Anomalien bei Sternenergien gibt.

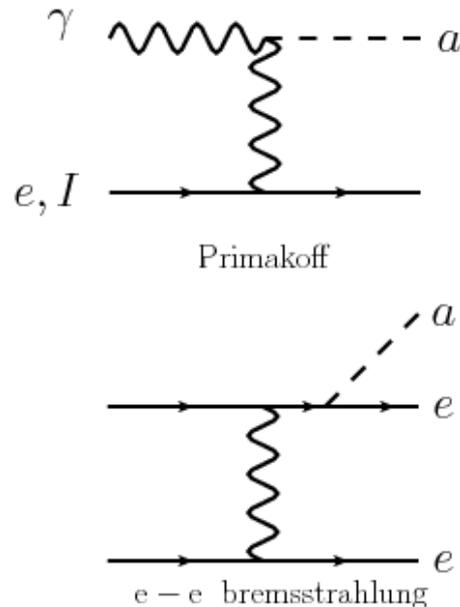


Abbildung 4: Primakoff- und Bremsstrahlungsprozess mit Axionen. [Red]

So gibt es Hinweise auf ungeklärte Energieverluste von

- Helium-Brennern (HBs) in Kugelsternhaufen (GC)
- roten Riesen (RGs) in Kugelsternhaufen
- Neutronenstern Cas A,

sowie ein zu geringes Verhältnis $\frac{N_{blau}}{N_{rot}}$ bei Supergiganten (SGs). Die Gründe hierfür könnten die oben genannten Prozesse sein. So würde der Primakoff-Prozess für den Energieverlust in HBs und SGs verantwortlich sein. In RGs könnte Bremsstrahlung von Elektronen der Grund für den Energieverlust sein, während in Neutronensternen aufgrund der hohen Nukleonendichte Bremsstrahlung dieser Teilchen hierfür verantwortlich sein könnten. Werden all diese Effekte auf eine Art Axion zurückgeführt, so ergeben sich Hinweise auf eine PQ-Skala von $f_a = \mathcal{O}(10^8)$ GeV. [Ring]

Helioskope wie CAST wollen mithilfe eines starken Magneten von der Sonne produzierte Axionen mittels eines umgekehrten Primakoff-Effektes in Photonen umwandeln. Hierfür wird z.B. bei CAST ein ausrangierter Magnet des LHC benutzt. Die Kopplung des Axions an das Photon in Abhängigkeit der Axionmasse lässt sich hiermit constrainen. In Abbildung 5 ist der Plot mit den momentanen Daten zu sehen.

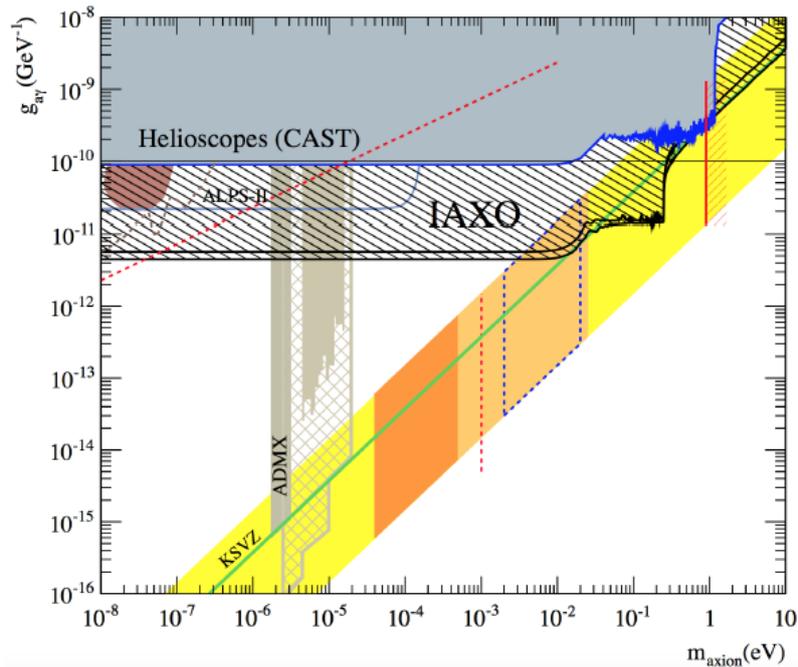


Abbildung 5: Constraints auf die Axion-Photon-Kopplung $g_{a\gamma}$ [IAXO]

Der gelbe und orangefarbene Bereich ist hierbei der theoretisch favorisierte, die grüne Linie entspricht genau der Vorhersage des KSVZ-Modells. Es ist sichtbar, dass die heutigen Experimente den Parameter-space noch nicht ausreichend abdecken, um Axionen dieser Form auszuschließen. In dieser Hinsicht ist also noch einige Arbeit zu erledigen und wird sicherlich die Fachgemeinde auch in Zukunft noch eine Weile beschäftigen.

5 Fazit

Das Axion tritt als Pseudo-Nambu-Goldstone Boson einer $U(1)_A$ -Symmetrie zur Lösung des starken CP-Problems der QCD auf und öffnet bei näherer Betrachtung neue Tore in Richtung Dunkle Materie und Kosmologie. Axionen können aufgrund ihrer geringen Masse und niedrigen Interaktionsrate theoretisch heiße dunkle Materie bilden. Sie können aber auch (und das ist das wirklich interessante an dieser Art von WISPs), kalte dunkle Materie Populationen über den vacuum-realignment-Mechanismus, oder auch den Zerfall topologischer Defekte bilden.

Hinweise aus der Astrophysik geben Anlass zur weiteren Suche nach Axionen mithilfe von Helioskopen oder über Beobachtungen von Sternenergieverlusten.

Alles in allem ist das Axion ein durchaus ernstzunehmender Kandidat für Dunkle Materie im Teilchenzoo des erweiterten Standardmodells und wird auch in mittelfristiger Zukunft ein Gegenstand physikalischer Forschung sein.

6 Literatur

- KamRus M.Kamionkowski, J. Marc-Russel
Planck-Scale Physics and the Peccei-Quinn-Mechanism
arXiv : hep – th/9202003v2
- Sik P. Sikivie
Axion Cosmology
arXiv : astro – ph/0610440v2
- Red J. Redondo
Solar flux from the axion-electron coupling
arXiv : 1310.0823[hep – ph]MPP – 2011 – 219
- Ring A. Ringwald
The hunt for axions
arXiv : 1506.04259v1 [hep-ph]
- RafRos G. Raffelt, L.J. Rosenberg
PDG Review, Axions and other similar particles
pdg.lbl.gov/2012/reviews/rpp2012 – rev – axions.pdf
- FZJ FZ-Jülich; [http : //www.fz – juelich.de/ikp/ikp-2/DE/Forschung/_node.html](http://www.fz-juelich.de/ikp/ikp-2/DE/Forschung/_node.html)
- IAXO J. Vogel et al.
The Next Generation of Axion Helioscopes
Phys. Procedia 61(2015)193.