

HaloGenesis – Über die Rolle von Axion-Sternen und Quantenverschränkung im frühen Universum

Ben Waldmann^{1,2} und Michael Lebert³

30. Juli 2026

¹ Ulf-Merbold-Gymnasium Greiz, Heinrich-Fritz-Straße 19, 07973 Greiz, Deutschland

² Schülerforschungszentrum Greiz, Gartenweg 3, 07973 Greiz, Deutschland

³ QuantumLeaks-Stiftung, Aldringenstraße 4, 80639 München, Deutschland

Zusammenfassung

Ben Waldmann, Gewinner des Jugend forscht Sonderpreises 2026 der QuantumLeaks-Stiftung für eine Arbeit auf dem Gebiet der Physik zur Quantenverschränkung und Bundessieger im Fachgebiet Physik, erklärt, welche Rolle die Quantenverschränkung in seinem Rechenmodell einnimmt und welche Erkenntnisse daraus resultieren. Diese Ergänzung zu seiner Originalarbeit (HaloGenesis – Über die Rolle von Axionen im frühen Universum) stellt dar, wie die makroskopische Quantenkohärenz ultraleichter Axione im galaktischen Halo einen konsistenten Übergang von der quantenfeldtheoretischen Vielteilchendynamik zum klassischen Schrödinger-Poisson-System ermöglicht. Mit numerischen Simulationen versuchte er zu zeigen, dass die solitonischen Axionkerne eine starke lokale Gasverdichtung bewirken, welche das Jeans-Verhältnis stabil unterschreitet und somit als quantenmechanischer Auslöser einer frühzeitigen Sternentstehung im frühen Universum dienen.

Das vorliegende Axion-Modell legt nahe, dass quantenmechanische Nichtlokalität als ein formgebendes kosmisches Bindeglied wirken könnte, ohne dass hierfür eine fundamentale Aufhebung der räumlichen Trennung oder eine Auflösung der Raumzeitstruktur vorausgesetzt werden muss. Die dem Vielteilchenzustand zugrundeliegende Quantenverschränkung bleibt im makroskopischen Regime erhalten und trägt über die außergewöhnlich große de-Broglie- beziehungsweise Kohärenzlänge der ultraleichten Axione maßgeblich zur Ausbildung einer räumlich ausgedehnten, stabilen gravitativen Potenzialsenke bei. Auf diese Weise entsteht ein kohärentes Gravitationsfundament, welches das Jeans-Kriterium lokal herabsetzt und somit den kollapsfördernden Nährboden bietet, in dem die allerersten galaktischen Strukturen effizient heranwachsen können.

1 Makroskopische Quantenkohärenz und Mean-Field-Beschreibung

1.1 De-Broglie-Wellenlänge ultraleichter Axionen

Der wesentliche Unterschied zwischen ultraleichter Dunkler Materie und klassischen Teilchenmodellen ergibt sich aus der außergewöhnlich kleinen Masse der Axionen. Für ein Teilchen der Masse m_a und Geschwindigkeit v ist die de-Broglie-Wellenlänge durch

$$\lambda_{\text{dB}} = \frac{h}{m_a v} \quad (1)$$

gegeben.

Für typische Parameter galaktischer Halos

$$m_a \sim 10^{-22} \text{ eV}, \quad v \sim 100 \text{ km s}^{-1} \quad (2)$$

ergibt sich eine charakteristische Wellenlänge von

$$\lambda_{\text{dB}} \sim \mathcal{O}(1) \text{ kpc.} \quad (3)$$

Die de-Broglie-Wellenlänge erreicht somit dieselbe Größenordnung wie die inneren Strukturen galaktischer Halos.

1.2 Quantenkohärenz und Vielteilchenkorrelationen

Bevor das Axionfeld als klassisches Kontinuum behandelt wird, lohnt ein Blick auf die zugrundeliegende Quantenstruktur, denn sie ist der eigentliche Grund, warum die Mean-Field-Beschreibung überhaupt funktioniert.

Ein System aus N Axionen besitzt im Prinzip eine hochdimensionale Vielteilchen-Wellenfunktion $\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, t)$. Diese enthält alle Korrelationen

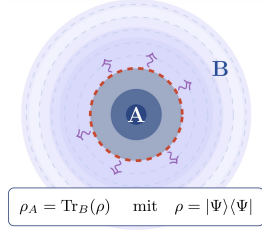


Abbildung 1: Bipartite Zerlegung eines Axion-Dunkle-Materie-Halos. Region A (Kern, Soliton) und Region B (äusserer Halo) sind durch die de-Broglie-Länge λ_{dB} getrennt. Die Wellenpfeile symbolisieren Quantenkorrelationen zwischen beiden Teilsystemen. Die reduzierte Dichtematrix $\rho_A = \text{Tr}_B(\rho)$ beschreibt den Kern vollständig.

zwischen den Teilchen, einschließlich möglicher Quantenverschränkung zwischen räumlich getrennten Regionen. Um diese quantitativ zu erfassen, zerlegen wir den Halo in zwei Teilsysteme A (Kern) und B (äusserer Halo) und bilden die reduzierte Dichtematrix

$$\rho_A = \text{Tr}_B(\rho), \quad (4)$$

indem wir alle Freiheitsgrade von B aussparen. Die von-Neumann-Entropie

$$S_A = -\text{Tr}(\rho_A \ln \rho_A) \quad (5)$$

misst dann präzise, wie stark Kern und Halo quantenmechanisch miteinander verschränkt sind: $S_A = 0$ bedeutet keine Verschränkung, wachsendes S_A zeigt zunehmende Quantenkorrelationen an, wenn der Gesamtzustand rein ist.

Diese Verschränkungsstruktur wurde in der vorliegenden Arbeit als physikalische Leitidee genutzt, um den Gültigkeitsbereich der Simulation abzuschätzen. Für ultraleichte Axionen mit $m_a \sim 10^{-22}$ eV erreicht die Besetzungszahl eines einzelnen Quantenzustands astronomische Werte, $N_0 \gg 1$. In diesem Regime sind Quantenfluktuationen gegenüber dem kohärenten Feldmittelwert unterdrückt, die Verschränkungsentropie S_A bleibt klein im Vergleich zur Gesamtzahl der Freiheitsgrade. Das Feld verhält sich praktisch klassisch, obwohl seine Kohärenz quantenmechanischen Ursprungs ist. Dieser Umstand rechtfertigt den Übergang

$$\hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) \longrightarrow \psi(\mathbf{r}, t) = \langle \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (6)$$

der im nächsten Abschnitt formal hergeleitet wird. Die Annahme eines solchen hochbesetzten Regimes bietet die Grundlage dafür, den Übergang zum klassischen Erwartungswertfeld $\hat{\Psi}(\vec{r}, t) \longrightarrow \psi(\vec{r}, t) = \langle \hat{\Psi}(\vec{r}, t) \rangle$ zu vollziehen. Mögliche Verschränkungs-korrelationen des zugrundeliegenden Vielteilchen-zustands werden in diesem Mean-Field-Bild zwar

nicht explizit aufgelöst, sie können jedoch mit der quantenmechanischen Struktur des Feldes konsistent sein. Die Verschränkung verschwindet dabei nicht vollständig; sie ist phänomenologisch mit der makroskopischen Kohärenz des Feldes verknüpft, welche sich makroskopisch in der großen charakteristischen Kohärenzlänge $\ell_c \sim \lambda_{\text{dB}}$ des simulierten Halos äußert, um beide Konzepte in Einklang zu bringen.

1.3 Herleitung der Mean-Field-Gleichung aus der zweiten Quantisierung

Die Überlegungen aus Abschnitt 1.2 sind kein bloßer theoretischer Exkurs. Sie liefern die physikalische Rechtfertigung dafür, dass wir ein System aus unvorstellbar vielen Quantenteilchen durch eine einzige klassische Feldgleichung beschreiben dürfen. Dieser Schritt ist der Kern der gesamten Modellierung.

Wir beginnen mit der quantenfeldtheoretischen Formulierung. Statt eine Wellenfunktion für jedes einzelne Axion zu verfolgen, beschreiben wir das Gesamtsystem durch bosonische Feldoperatoren $\hat{\Psi}(\mathbf{r}, t)$ und $\hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}, t)$, die den kanonischen Vertauschungsrelationen genügen:

$$[\hat{\Psi}(\mathbf{r}), \hat{\Psi}^\dagger(\mathbf{r}')] = \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (7)$$

$$[\hat{\Psi}(\mathbf{r}), \hat{\Psi}(\mathbf{r}')] = 0. \quad (8)$$

Der Hamiltonoperator des selbstgravitierenden Axionfeldes lautet im nichtrelativistischen Grenzfall

$$\hat{H} = \int d^3r \hat{\Psi}^\dagger \left(-\frac{\hbar^2}{2m_a} \nabla^2 + m_a \Phi \right) \hat{\Psi}. \quad (9)$$

Aus der Heisenberg-Gleichung $i\hbar \partial_t \hat{\Psi} = [\hat{\Psi}, \hat{H}]$ folgt dann direkt

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\Psi}}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_a} \nabla^2 \hat{\Psi} + m_a \Phi \hat{\Psi}. \quad (10)$$

Diese Gleichung ist exakt. Sie enthält die vollständige Vielteilchendynamik, alle Quantenkorrelationen und die gesamte Verschränkungsstruktur, die wir in Abschnitt 1.3 durch S_A charakterisiert haben.

Aber was erlaubt uns nun, von dieser exakten Beschreibung zur einer klassischen Feldgleichung überzugehen? Hier kommt die Verschränkungsstruktur ins Spiel, welche eine ergänzende physikalische Interpretation dafür liefert, weshalb die Mean-Field-Beschreibung im hochbesetzten Axion-Regime konsistent ist. Für ultraleichte Axionen ist im Modell

die Besetzungszahl eines einzigen Quantenzustands so enorm,

$$N_0 \gg 1, \quad (11)$$

dass die von-Neumann-Entropie S_A verschwindend klein gegenüber $\ln N$ bleibt. Weil unzählige ultraleichte Axionen denselben kohärenten Quantenzustand besetzen, verhalten sie sich wie ein geordnetes makroskopisches Feld, wodurch die Verschränkungsentropie zwischen verschiedenen Bereichen des Halos verschwindend klein bleibt. Das System wird maßgeblich von einem hochbesetzten makroskopischen Quantenzustand dominiert, obwohl es sich aufgrund der gravitativen Wechselwirkungen um kein ideales Bose-Einstein-Kondensat handelt, sodass die verbleibende Kohärenz dennoch ausreicht, um die Dynamik näherungsweise durch ein klassisches Feld zu beschreiben. Quantenfluktuationen sind erwartungsgemäß gegenüber dem kohärenten Feldmittelwert so stark unterdrückt, dass wir den Feldoperator aufteilen können in

$$\hat{\Psi} = \psi + \delta\hat{\Psi}, \quad |\delta\hat{\Psi}| \ll |\psi|. \quad (12)$$

Der klassische Anteil ψ ist dabei nichts anderes als der Erwartungswert

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \langle \hat{\Psi}(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (13)$$

also genau jene Größe, die wir bereits in der Korrelationsfunktion $G^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ als Träger der makroskopischen Kohärenz identifiziert haben. Bilden wir den Erwartungswert der Heisenberg-Gleichung und vernachlässigen Terme erster Ordnung in $\delta\hat{\Psi}$, erhalten wir

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_a} \nabla^2 \psi + m_a \Phi \psi. \quad (14)$$

Die Massendichte des Axionfeldes ergibt sich zu

$$\rho_a = m_a |\psi|^2, \quad (15)$$

und das Gravitationspotential wird durch diese Dichte selbst erzeugt, sodass die Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho_a \quad (16)$$

gleichzeitig erfüllt sein muss. Das resultierende Schrödinger-Poisson-System

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_a} \nabla^2 \psi + m_a \Phi \psi, \quad (17)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G m_a |\psi|^2 \quad (18)$$

bildet die vollständige Grundlage aller numerischen Simulationen dieser Arbeit. Es ist zugleich der Ausgangspunkt des gekoppelten Modells in HaloGenesis, in dem baryonisches Gas an das zeitlich gemittelte Potential $\bar{\Phi}$ dieses Feldes gekoppelt wird. Der

dort postulierte adiabatische Grenzfall ist durch unsere Herleitung physikalisch begründet: Aufgrund der ausgeprägten makroskopischen Kohärenz des Systems ist davon auszugehen, dass das baryonische Gas primär mit dem zeitlich gemittelten, kohärenten Feldanteil ψ wechselwirkt, während die schnellen Quantenfluktuationen $\delta\hat{\Psi}$ näherungsweise herausgemittelt werden. Die quantenmechanische Verschränkungsstruktur bleibt dabei prinzipiell im System erhalten; sie ist konsistent mit der makroskopischen Manifestation in der langen Kohärenzlänge $\ell_c \sim \lambda_{\text{dB}}$, welche die charakteristische räumliche Ausdehnung und strukturelle Stabilität der solitonischen Axionkerne in den numerischen Simulationen maßgeblich determiniert.

2 Ergebnisse

2.1 Was die Quantenverschränkung konkret geleistet hat

Der Weg von der exakten Vielteilchenbeschreibung zum Schrödinger-Poisson-System war kein formaler Trick, sondern eine physikalisch erzwungene Konsequenz. Die Verschränkungsanalyse legt nahe, dass das betrachtete Halo-Regime durch eine geringe bipartite von-Neumann-Entropie S_A des Axionfeldes charakterisiert sein kann. Das System ist so stark in einem einzigen makroskopischen Quantenzustand konzentriert, dass sich die gesamte Vielteilchendynamik auf eine klassische Feldgleichung reduziert. Die Verschränkungsanalyse dient hierbei nicht als exklusiver Beweis des ohnehin etablierten Schrödinger-Poisson-Systems, sondern bietet eine komplementäre theoretische Perspektive, welche dessen physikalische Konsistenz und Anwendbarkeit im betrachteten Halo-Regime weiter untermauert.

Konkret hat die Verschränkungsstruktur drei Dinge geleistet. Erstens lieferte sie die Rechtfertigung für die Zerlegung $\hat{\Psi} = \psi + \delta\hat{\Psi}$: Die Annahme einer geringen bipartiten von-Neumann-Entropie $S_A \ll \ln N$ erweist sich hierbei als konsistent mit einem Regime, in dem die schnellen Quantenfluktuationen $\delta\hat{\Psi}$ gegenüber dem dominanten, kohärenten Feldanteil subdominant bleiben und näherungsweise vernachlässigt werden können. Zweitens begründet sie den adiabatischen Grenzfall der Kopplung zwischen Axionfeld und baryonischem Gas. Im Rahmen des Modells wird davon ausgegangen, dass Quantenfluktuationen aufgrund der makroskopischen Kohärenz weitgehend unterdrückt werden, sodass ihr Einfluss auf das Gas gering ausfällt. Drittens ist die große de-Broglie- bzw. Kohärenzlänge

$\ell_c \sim \lambda_{\text{dB}}$ ultraleichter Axionen ein zentraler Grund dafür, dass sich im Schrödinger-Poisson-Bild räumlich ausgedehnte, stabile solitonische Kerne ausbilden können.

2.2 Kernergebnis

Die Simulationen zeigen, dass stabile solitonische Axionkerne mit Massen im Bereich 10^7 – $10^9 M_\odot$ über viele dynamische Zeitskalen erhalten bleiben und ein tiefes, räumlich lokalisiertes Gravitationspotential ausbilden. In Kopplung mit baryonischem Gas führt dieses Potential zu einer lokalen Gasverdichtung um einen Faktor ~ 50 , sodass das Jeans-Verhältnis

$$\frac{M_J}{M_{\text{gas}}} < 1 \quad (19)$$

über Zeitintervalle von bis zu ~ 6 Myr stabil unterschritten wird. Kontrollsimulationen ohne Axion-Dunkle-Materie zeigen diesen Effekt nicht.

Das ist das Kernergebnis: Axion-Solitonen können baryonisches Gas lokal so stark verdichten, dass die notwendige Bedingung für gravitativen Kollaps erfüllt wird, noch bevor klassische CDM-Minihalos ausgebildet sind. Der beschriebene Effekt ist eng an die makroskopische Wellennatur und Kohärenz des ultraleichten Axionfeldes gebunden und tritt in klassischen Cold-Dark-Matter-Simulationen (CDM) in dieser Form nicht auf.

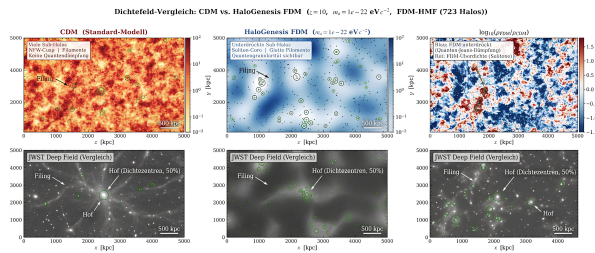


Abbildung 2: Dichtefeld-Vergleich zwischen dem Standard-CDM-Modell (links) und HaloGenesis FDM bei $m_a = 10^{-22} \text{ eV } c^{-2}$ (Mitte) bei Rotverschiebung $z = 10$, überlagert mit JWST-Deep-Field-Daten (untere Reihe). Während CDM kleinskalige Sub-Halos und NFW-Cusps zeigt, weist das FDM-Feld unterdrückte Substruktur, glatte Soliton-Kerne und sichtbare Quantengranularität auf. Das Verhältnissfeld $\log_{10}(\rho_{\text{FDM}}/\rho_{\text{CDM}})$ (rechts) quantifiziert diese Unterschiede: Blaue Regionen zeigen Quanten-Jeans-Dämpfung, rote Regionen axionische Soliton-Überdichten. Insgesamt wurden 723 FDM-Halos im relevanten und verwertbaren Spektrum detektiert.

Literatur

- [1] V. C. Rubin, W. K. Ford Jr., N. Thonnard, *Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii*, Astrophysical Journal **238**, 471–487 (1980).
- [2] D. Clowe et al., *A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter*, Astrophysical Journal Letters **648**, L109–L113 (2006).
- [3] Planck Collaboration, *Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters*, Astronomy & Astrophysics **641**, A6 (2020).
- [4] J. S. Bullock, M. Boylan-Kolchin, *Small-Scale Challenges to the Λ CDM Paradigm*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics **55**, 343–387 (2017).
- [5] W. J. G. de Blok, *The Core-Cusp Problem*, Advances in Astronomy **2010**, 789293 (2010).
- [6] A. Klypin, A. V. Kravtsov, O. Valenzuela, F. Prada, *Where Are the Missing Galactic Satellites?*, Astrophysical Journal **522**, 82–92 (1999).
- [7] M. Boylan-Kolchin, J. S. Bullock, M. Kaplinghat, *Too big to fail? The puzzling darkness of massive Milky Way subhaloes*, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **415**, L40–L44 (2011).

Repository

Ich möchte darum bitten, HaloGenesis nicht für kommerzielle Zwecke einzusetzen. Ich vertraue auf Ihren sinnvollen Umgang mit der Simulation. Die Software ist auf low-end-Geräten lauffähig, leidet aber eventuell unter gewissen Verzögerungen. Der momentane Entwicklungsstand leidet unter einigen Importschwierigkeiten aufgrund eines baldigen Umbaus der Engine, das System ist ab voraussichtlich dem 1.9.2026 wieder vollständig nutzbar und dann hoffentlich etwas benutzerfreundlicher. Alle weiteren Informationen finden Sie im ReadMe. Ich wünsche so viel Spaß beim Ausprobieren, wie ich beim Entwickeln hatte.

<https://github.com/WaldiWaldmann/HaloGenesis>