

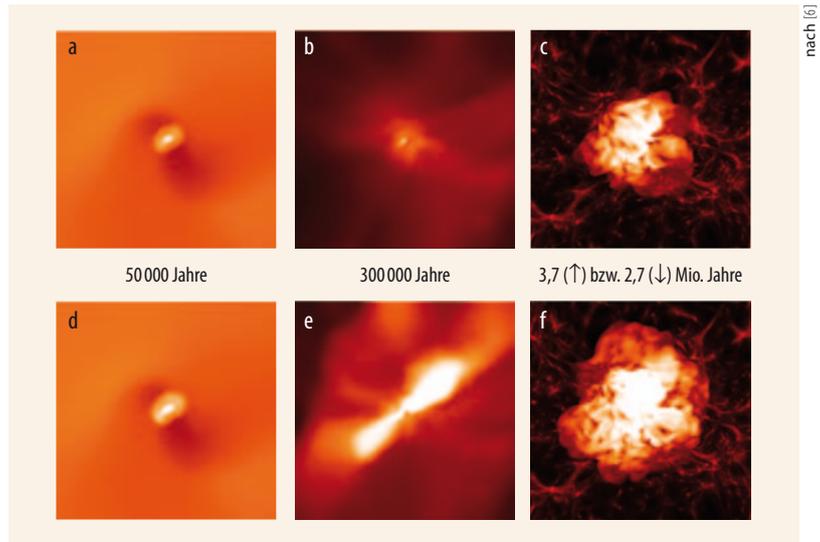
## ■ Kosmische Saat

Im frühen Universum können spontan Magnetfelder entstehen, die anschließend verstärkt werden.

Magnetfelder sind im heutigen Universum nahezu allgegenwärtig, und sie spielen eine Rolle in zahlreichen astrophysikalischen Phänomenen. So regulieren sie zum Beispiel die stellare Aktivität, beeinflussen Sternentstehung und Gasdynamik in Galaxien oder erzeugen kollimierte Jets bei Schwarzen Löchern. Hinzu kommen deutliche Hinweise auf starke Magnetfelder bereits in der Frühzeit des Kosmos. Dazu zählt die seit rund zehn Milliarden Jahren bestehende Korrelation zwischen Ferninfrarotstrahlung von massereichen Sternen sowie Radiostrahlung, deren Ursprung die Synchrotron-Emission energiereicher Teilchen in den umgebenden Magnetfeldern ist [1]. Diese Korrelation impliziert einen Zusammenhang zwischen der Entstehung massereicher Sterne und den Magnetfeldern in Galaxien. Dies ist durchaus plausibel unter der Annahme, dass die verschiedenen Energiekomponenten in Galaxien zumindest näherungsweise im Gleichgewicht stehen.

Unabhängig hiervon lassen sich Magnetfelder in entfernten Galaxien auch mithilfe des Faraday-Effekts in Radiobeobachtungen nachweisen. Da die Rotation der Polarisationsrichtung des Lichts von der Frequenz abhängt, ergibt sich die Magnetfeldstärke auch, wenn die ursprüngliche Ausrichtung nicht bekannt ist. Es zeigt sich, dass die Stärke des Effekts im Allgemeinen zunimmt, je mehr Galaxien sich entlang der Sichtlinie befinden [2]. Starke Magnetfelder sind daher nicht nur in der Strahlungsquelle, sondern in zahlreichen Galaxien zwischen Quelle und Beobachter vorhanden.

Der eigentliche Ursprung dieser Magnetfelder ist jedoch unbekannt. Das Standardmodell der Kosmologie erlaubt keine Aussage zur Stärke der ersten Magnetfelder, und auch unser unzureichendes Verständnis der Phasenübergänge im frühen Universum verhindert eine klare Vorhersage. Als weitgehend



In der Umgebung der ersten Sterne entsteht ionisiertes Plasma sowie ein Magnetfeld von mindestens  $2 \times 10^{-12}$  G. Gezeigt ist die zeitliche Entwicklung der Gastemperatur für Sterne von 50 (oben)

und 100 Sonnenmassen (unten). Die Ausdehnung des gezeigten Bereichs beträgt  $3 \times 10^{21}$  cm (a, d) bzw. das 20-fache (b, e) oder 200-fache davon (c, f).

ausgeschlossen gilt jedoch ein rein primordiales, d. h. direkt nach dem Urknall entstandenes Feld, da sich in Folge der differentiellen Rotation aus einem ursprünglich homogenen Feld eines mit regelmäßigen Vorzeichenwechseln entwickelt hätte, was wir nicht beobachten [3]. Viel wahrscheinlicher erscheint dagegen, dass ein „Saatfeld“ in der zur Verfügung stehenden Entwicklungszeit verstärkt wurde. Dies lässt sich im Rahmen von Dynamo-Modellen erklären, deren charakteristische Moden bereits beobachtet wurden [3, 4].

Hier setzt die kürzlich erschienene Arbeit von Reinhard Schlickeiser an der Ruhr-Universität Bochum an [5]. In einer theoretischen Untersuchung betrachtete er ein ursprünglich nicht magnetisiertes, voll ionisiertes Plasma, wie es zum Beispiel in der Umgebung der ersten massereichen Sterne vorhanden war. Diese ionisierten durch ihre ultraviolette Strahlung das sie umgebende Wasserstoffgas nahezu vollständig [6].

Aufgrund der typischerweise geringen Gasdichten in astrophysikalischen Systemen sind solche Plasmen in der Regel kol-

lisionsarm, was eine kinetische Theorie zu ihrer Beschreibung erfordert. Jedes physikalische Plasma unterliegt Fluktuationen, sodass Zustandsvariablen wie Dichte, Druck, elektrische und magnetische Felder permanenten Schwankungen in Ort und Zeit unterliegen. Diese Schwankungen lassen sich im Rahmen der kinetischen Plasmatheorie beschreiben. Hierbei treten zum einen kollektive Anregungen mit einer festen Dispersionsrelation zwischen Anregungsfrequenz und Wellenzahl auf, zum anderen nichtkollektive Anregungen des Systems. Beide Anregungsarten lassen sich weiterhin unterteilen in die Klasse der schwach verstärkten oder gedämpften Moden sowie die Klasse der schwach propagierenden Moden. Letztere schließt insbesondere die so genannten aperiodischen Moden mit ein, die sogar überhaupt nicht propagieren, während die schwach verstärkten oder gedämpften Moden eine sehr starke Propagation zeigen. Die nicht propagierenden Moden haben die Eigenschaft, exponentiell anzuwachsen oder zu zerfallen, sodass sie besonders große Beiträge liefern können.

Während sich die bisherige Forschung im Wesentlichen auf kollektive schwach verstärkte Moden konzentriert hat, haben Schlickeiser und Yoon eine kinetische Theorie der spontanen Plasmafluktuationen entwickelt, die auch aperiodische Moden umfasst [7]. Damit war es möglich, die aufgrund der thermischen Fluktuationen entstehenden magnetischen Saatfelder abzuschätzen, zu denen die aperiodischen Moden potenziell besonders stark beitragen. Diese Fluktuationen bilden ein charakteristisches Grundrauschen, das die minimale Magnetfeldstärke im Plasma festlegt. Wenn zusätzlich die viskose Dämpfung aufgrund von Kollisionen berücksichtigt wird, ergibt sich eine minimale Magnetfeldstärke von etwa  $2 \times 10^{-21}$  G in den ausgedehnten Bereichen im Universum mit einer unterdurchschnittlichen Dichte (Voids) und

ein Wert von  $2 \times 10^{-12}$  G in den frühen Protogalaxien, die in den ersten 500 Millionen Jahren im Universum entstanden. Beide Werte sind deutlich größer als die von anderen Mechanismen vorhergesagten Saatfelder. So würde z. B. die „Biermann-Batterie“ einen Wert von nur  $10^{-20}$  G in Protogalaxien liefern.

Wie Rechnungen im Rahmen der kleinskaligen Dynamo-Theorie bereits gezeigt hatten, ist die Verstärkung dieser Saatfelder für eine Vielzahl astrophysikalischer möglicher Turbulenzszenarien sehr effizient [8]. Damit kann das Magnetfeld als Folge von Turbulenz und Schockwellen selbst in frühen Protogalaxien ähnliche Werte erreichen wie heute in der Milchstraße, wo der Wert in der Umgebung der Sonne rund  $6 \times 10^{-4}$  G beträgt. Zusammengefasst darf somit die Entstehung starker Saatfelder in ursprünglich nicht magnetisierten

Plasmen als etabliert gelten, und ihre Verstärkung ist innerhalb von rund 100 000 Jahren möglich. Die Arbeit liefert damit wertvolle Perspektiven zum Verständnis der kosmischen Entwicklung der Magnetfelder und insbesondere für die Stärke der ersten Saatfelder, welche für Dynamo-Prozesse zur Verfügung stehen.

Dominik Schleicher

- [1] E. J. Murphy, *Astrophys. J.* **706**, 482 (2009)
- [2] M. L. Bernet et al., *Nature* **454**, 302 (2008)
- [3] R. Beck et al., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **34**, 155 (1996)
- [4] A. Brandenburg und K. Subramanian, *Physics Reports* **417**, 1 (2005)
- [5] R. Schlickeiser, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 261101 (2012)
- [6] T. H. Greif et al., *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399**, 639 (2009)
- [7] R. Schlickeiser und P. H. Yoon, *Phys. Plasmas* **19**, 022105 (2012)
- [8] J. Schober et al., *Phys. Rev. E* **85**, 026303 (2012)

## ■ Ultrakalt und doch heißer als unendlich heiß

Erstmals gelang es, ein Quantengas mit einer negativen absoluten Temperatur herzustellen.

Am absoluten Nullpunkt befindet sich ein physikalisches Vielteilchensystem in seinem Grundzustand: Die thermische Bewegung ist hier vollständig eingefroren. Nach dem 3. Hauptsatz der Thermodynamik ist es nicht möglich, einen solchen Zustand im Labor herzustellen. Umso erstaunlicher erscheint es daher, dass es einer Gruppe Münchener Physiker um Ulrich Schneider und Immanuel Bloch in einem spektakulären Experiment gelungen ist, ein Quantengas mit einer negativen absoluten Temperatur zu realisieren [1]. Wie kann es negative Temperaturen geben?

Negative absolute Temperaturen sind keine Neuerung, sondern Bestandteil der Thermodynamik. Anschaulich lassen sie sich anhand von Spins in einem Magnetfeld erklären [2]: Nehmen wir an, dass das Magnetfeld „nach unten“ gerichtet ist, so zeigen im Grundzustand alle Spins nach unten. Pumpt man Energie in das System, klappen

einzelne Spins nach oben – die Entropie des Systems nimmt also mit steigender Energie zu (Abb. 1). Irgendwann zeigen genauso viele Spins nach oben wie nach unten, und die Entropie ist maximal. Bei noch höherer Energie nimmt die Entropie wieder ab, da die Mehrzahl der Spins nun nach oben zeigt und der Ordnungsgrad somit steigt. Schließlich sind bei maximaler Energie alle Spins nach oben ausgerichtet – die Entropie verschwindet. Negative Temperaturen treten dort auf, wo die Entropie als Funktion der Energie abnimmt,  $1/T = dS/dE < 0$ , denn Temperatur ist die inverse Ableitung der Entropie nach der Energie. In unserem Beispiel erscheinen negative Temperaturen folglich bei hohen Energien.

Negative Temperaturen sind also keinesfalls kälter als unendlich kalt – sie sind sogar heißer als unendlich heiß, denn hochenergetische Zustände sind dabei wahrscheinlicher als niederener-

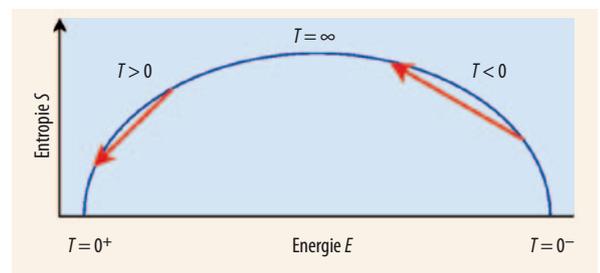


Abb. 1 In einem System mit beidseitig beschränktem Energiespektrum (z. B. einem Spin-System) ist die Steigung der Entropiekurve bei hohen Energien in der Regel negativ. Daher ergeben sich negative Temperaturen. Entzieht man dem System bei  $T > 0$  Energie, so verringert sich die Entropie, während sie bei  $T < 0$  zunimmt (durch Pfeile angedeutet) [3].

getische. Das ist auch an der thermischen Boltzmann-Verteilung  $n_B(E) \sim \exp(-E/k_B T)$  zu sehen, die für  $T < 0$  als Funktion der Energie ansteigt statt abzufallen. Fasst man diese als Wahrscheinlichkeitsverteilung von Energien auf, so muss es einen Zustand maximaler Energie geben, denn ansonsten wäre ihr Integral divergent und sie folglich nicht normierbar. Dieses Energiemaximum ist für die Existenz negativer Temperaturen essenziell.