

Präzisionstest kritischer Phänomene unter Mikrogravitation am superfluiden Phasenübergang von ^4He

V. Dohm

Institut für Theoretische Physik
Technische Hochschule Aachen

Zusammenfassung

Die Vorzüge des superfluiden Phasenübergangs von ^4He für einen experimentellen Test der Vorhersagen der Renormierungsgruppentheorie werden erläutert. Die Ergebnisse von zwei Shuttle-Missionen der NASA (LPE, 1992 und CHeX, 1997) zum kritischen Verhalten der spezifischen Wärme werden mit den Vorhersagen der Renormierungsgruppentheorie verglichen. Dies betrifft den kritischen Exponenten α , das universelle Amplitudenverhältnis A^+/A^- sowie den Effekte der Systembegrenzung auf die spezifische Wärme. Die theoretischen Vorhersagen hinsichtlich α und A^+/A^- werden mit großer Genauigkeit bestätigt, wohingegen die gemessenen Finite-size-Effekte noch nicht befriedigend erklärt werden können. Die Zielsetzungen einer weiteren Shuttle-Mission (CHeX II) sowie zukünftiger ^4He -Experimente auf der Internationalen Raumstation werden kurz vorgestellt. Dabei geht es um einen Universalitätstest (SUE), um dynamische Finite-size-Effekte (BEST) und um nichtlineare Effekte im Nichtgleichgewicht (DYNAMX). An diesen Projekten ist das Institut für Theoretische Physik der RWTH Aachen wesentlich beteiligt.

1. Einführung

Kritische Phänomene treten in vielfältiger Form in allen Bereichen der Physik der kondensierten Materie auf. Trotz dieser Vielfalt zeichnen sich kritische Phänomene durch substanzunabhängige Gemeinsamkeiten, durch *Universalität* und *Skalenverhalten* aus. Das singuläre Verhalten thermodynamischer Größen bei der kritischen Temperatur T_c wird durch nur wenige universelle Naturkonstanten (kritische Exponenten und Amplitudenverhältnisse) charakterisiert, die von der mikroskopischen Wechselwirkung unabhängig sind. Das Skalenverhalten impliziert eine erhebliche Vereinfachung in der Beschreibung kritischer

Phänomene, beispielsweise die Reduktion von 6 kritischen Exponenten ($\alpha, \beta, \gamma, \delta, \eta, \nu$) auf nur zwei unabhängige Exponenten, oder die Reduktion der thermodynamischen Zustandsgleichung von zwei Variablen auf nur eine (kombinierte) Variable.

Die Erklärung dieser Universalität und des Skalenverhaltens durch die sog. *Renormierungsgruppentheorie* [1] (im folgenden mit RG-Theorie abgekürzt) gehört zu den wichtigsten Erfolgen der Theoretischen Physik der letzten Jahrzehnte (Nobelpreis 1982). Die Bedeutung und Anwendung der Konzepte dieser Theorie reichen weit in die Physik der kondensierten Materie, die Statistische Physik und

die Elementarteilchenphysik hinein [1, 2]. Ein präziser experimenteller Test der Universalitätseigenschaft und des Skalenverhaltens stellt somit nicht nur einen wichtigen Test der Theorie kritischer Phänomene dar, sondern ist auch für die Theoretische Physik insgesamt von großer Bedeutung.

Eine ideale Testmöglichkeit bietet der superfluide Phasenübergang von ^4He [3, 4]. Hier existiert nicht nur ein einzelner kritischer Punkt, sondern ein ganzes Kontinuum von kritischen Temperaturen $T_\lambda(P)$ (λ -Linie), die sich bei Veränderung des Druckes ergeben (Abb. 1). Damit wird ein einfacher Test der Universalität ermöglicht, indem das kritische Verhalten thermodynamischer Größen bei verschiedenen Drücken P entlang der λ -Linie gemessen wird. (Die Druckänderung verursacht eine Änderung des mittleren Abstandes und somit der Stärke der Wechselwirkung zwischen den Helium-Atomen.) Der Nachweis der Universalität besteht dann in dem Nachweis der Druckunabhängigkeit der kritischen Exponenten, der Amplitudenverhältnisse sowie der Skalenrelationen und Skalenfunktionen.

Aus verschiedenen Gründen lassen sich – bereits unter Normalbedingungen auf der Erde – an der λ -Linie von ^4He kritische Phänomene mit einer um ca. drei Größenordnungen besseren Temperaturauflösung als in anderen Systemen (Festkörpern, gewöhnlichen Flüssigkeiten) bestimmen. Die wichtigsten Gründe sind (a) die extreme Reinheit von flüssigem Helium (alle

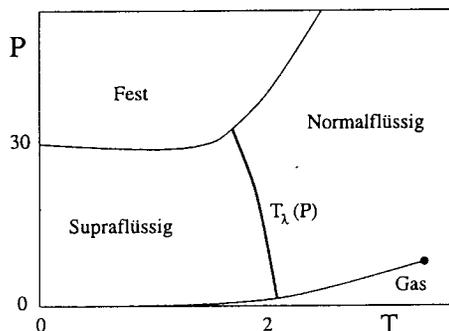


Abb. 1: Druck-Temperatur-Phasendiagramm von ^4He mit der λ -Linie $T_\lambda(P)$ (schematisch).

Verunreinigungen frieren bei $T_\lambda \approx 2$ K aus), (b) exakte Eichsymmetrie (exakte Abwesenheit von Störeffekten, die an die Phase φ des komplexen Ordnungsparameters ψ angreifen können, s. Kap. 2), (c) extrem guter Wärmetransport im superfluiden Zustand (s. Kap. 6), (d) traditionell hochentwickelte Tieftemperatur-Thermometrie mit sehr kleinem thermischen Rauschen.

Die Begrenzung der Genauigkeit wird nur noch durch die Gravitation auf der Erde bedingt, die zu einem inhomogenen Dichteprofil und somit zu einem inhomogenen Temperaturabstand von der kritischen Temperatur $T_\lambda(P)$ führt. Um den störenden Einfluß der Gravitation zu vermeiden, sind für einen Präzisionstest, dessen Genauigkeit wesentlich über früher durchgeführte Tests [3] hinausgehen soll, Mikrogravitationsbedingungen eine notwendige Voraussetzung. Dies erlaubt eine weitere Steigerung der Präzision der Temperaturauflösung bis zu $|T - T_\lambda|/T_\lambda \approx 10^{-10}$. Eine Grenze infolge von Finite-size-Effekten wird erst bei etwa 10^{-12} erreicht (für ^4He -Proben der Größenordnung 1 cm).

Die RG-Theorie ist nicht nur auf Berechnung statischer (thermodynamischer) Größen beschränkt, sondern liefert auch grundlegende Vorhersagen für dynamische kritische Phänomene [4, 5] (z. B. Wärmetransport), auch weit weg vom Gleichgewicht. Eine weitere fundamentale Vorhersage der RG-Theorie bezieht sich auf den Einfluß von Systembegrenzungen auf kritische Phänomene. Auch hier bietet ^4He die weitaus besten Testmöglichkeiten.

Auf der Grundlage eines für kritische Phänomene allgemeingültigen Modells, das in Kap. 2 vorgestellt wird, werden in Kap. 3–6 die verschiedenen kritischen Phänomene in ^4He und die Zielsetzung der zugehörigen (bereits durchgeführten oder geplanten) Weltraumexperimente diskutiert. Diese Experimente sind ein wichtiger Teil des Forschungsprogramms der NASA innerhalb der neu gegründeten Disziplin „Fundamental Physics“ unter Mikrogravitationsbedingungen. Ein Überblick über dieses Programm wird in [6] gegeben.

2. Modell zur Beschreibung kritischer Phänomene

Das kritische Verhalten an der λ -Linie $T_\lambda(P)$ (Abb. 1) wird durch die Fluktuationen des komplexen Ordnungsparameters $\psi(x)$ der makroskopischen Wellenfunktion des Bose-Kondensats von superfluidem ^4He , dominiert [4, 5]. Obwohl die Existenz des superfluiden Zustands von ^4He ein makroskopischer Quanteneffekt ist, können die Fluktuationen von ψ wegen der großen Korrelationslänge in der Nähe von T_λ wie klassische Freiheitsgrade behandelt werden. Diese Fluktuationen treten bereits oberhalb des Phasenübergangs, $T > T_\lambda$, mit der Wahrscheinlichkeit $\sim \exp -H(\psi)/k_B T$ auf, wobei

$$H(\psi) = \int d^3x \left(\frac{1}{2} r_0 |\psi|^2 + \frac{1}{2} |\nabla\psi|^2 + u_0 |\psi|^4 \right) \quad (1)$$

das auf die gesamte Theorie kritischer Phänomene [1, 2] anwendbare Landau-Ginzburg-Wilson-Funktional ist. Der Temperaturabstand von der λ -Linie wird in Form der reduzierten Temperatur

$$t = \frac{T - T_\lambda(P)}{T_\lambda(P)} \quad (2)$$

durch den Parameter

$$r_0(T, P) = r_{0c}(P) + a_0(P) t \quad (3)$$

beschrieben.

Die für ^4He wichtigsten thermodynamischen Größen sind die spezifische Wärme C (s. Kap. 3) und die superfluide Dichte ρ_s (s. Kap. 5). Die singuläre Temperaturabhängigkeit von C in der Nähe von T_λ läßt sich aus der Freien Energie pro Volumen

$$F = -\frac{k_B T}{V} \ln \int D\psi \exp \left[-\frac{H(\psi)}{k_B T} \right] \quad (4)$$

herleiten (s. Kap. 3). Die Schwierigkeit einer genauen Berechnung von F resultiert aus dem Kopplungsterm $\sim u_0$ in (1). Dieses Problem wird mit Hilfe von störungstheoretischen Berechnungen bezüglich u_0 im Rahmen der RG-

Theorie bewältigt [1, 2, 4, 7]. Bei der Berechnung von C und ρ_s für $T < T_\lambda$ treten infolge der kontinuierlichen Symmetrie hinsichtlich der Phase φ des komplexen Ordnungsparameters $\psi = |\psi| e^{i\varphi}$ besondere Komplikationen in der Störungstheorie (sog. Goldstone-Singularitäten) auf, deren systematische Behandlung in höherer Ordnung erst in letzter Zeit gelungen ist [8-10].

Der Effekt eines begrenzenden Volumen V kann ebenfalls durch (4) beschrieben werden [11], wobei noch geeignete Randbedingungen, nämlich $\psi = 0$ an den das flüssige Helium begrenzenden Wänden, zu berücksichtigen sind [12]. Die Entwicklung einer solchen analytischen Finite-size-Theorie hat in den letzten Jahren Fortschritte gemacht [13], ist jedoch für realistische Randbedingungen und Geometrien noch weit von einem Abschluß entfernt und kann die vorliegenden experimentellen Daten (s. Kap. 4) noch nicht erklären. Insbesondere in der Dynamik von begrenztem ^4He (s. Kap. 6) sind noch wesentliche Fragen offen.

3. Spezifische Wärme: Lambda Point Experiment (LPE)

Die spezifische Wärme läßt sich aus (4) gemäß $C = -T \partial^2 F / \partial T^2$ berechnen. Asymptotisch nahe an T_λ , $|t| \ll 1$, hat die spezifische Wärme C^+ für $T > T_\lambda$ und C^- für $T < T_\lambda$ die Form

$$C^\pm = \frac{A^\pm}{\alpha} |t|^{-\alpha} \left[1 + a_c^\pm |t|^\Delta + \dots \right] + B \quad (5)$$

Die Amplituden A^+, A^-, a_c^+, a_c^- und B sind druckabhängig, d. h. nicht-universell, und variieren entlang der λ -Linie um 15-30 % [3]. Demgegenüber wird der kritische Exponent α von der RG-Theorie als universell (d. h. druckunabhängig) vorhergesagt, ebenso der Korrektorexponent $\Delta \approx 0.5$. Bisher genaueste RG-Rechnungen [14] (Störungstheorie bis zur 7. Ordnung und Borel-Summation der Störungsreihe) haben die Vorhersage

$$\alpha^{\text{theor}} = -0.011 \pm 0.004 \quad (6)$$

ergeben.

Das „Lambda Point Experiment“ (LPE) [15] der NASA wurde in der Shuttle-Mission Columbia USMP-1 (1992) am unteren Endpunkt der λ -Linie durchgeführt. Das experimentelle Resultat für α stimmt mit (6) überein und ist sogar um eine Größenordnung genauer:

$$\alpha^{\text{exp}} = -0.01258 \pm 0.00038 \quad (7)$$

Dieses Resultat stellt auch einen wichtigen Test der ebenfalls von der RG-Theorie vorhergesagten exakten „Skalenrelation“ [1]

$$2 - \alpha = 3\nu \quad (8)$$

zwischen α und dem kritischen Exponenten ν der superfluiden Dichte $\rho_s \sim |t|^\nu$ (s. Kap. 5) dar. Diese Skalenrelation ist eine Folge des in der Einführung erwähnten „Skalenverhaltens“ der Freien Energie F in bisherigen Experimenten auf der Erde ist

$$\nu^{\text{exp}} = 0.6705 \pm 0.0006 \quad (9)$$

gemessen worden [16]. Zusammen mit α^{exp} gemäß (7) ist damit die Skalenrelation (8) innerhalb der sehr kleinen Fehlerbalken von α^{exp} und ν^{exp} bestätigt.

Ein weiteres wichtiges Resultat von LPE ist die Messung des als universell vorhergesagten [17] Amplitudenverhältnisses A^+/A^- . Das experimentelle Resultat ist [15]

$$\frac{A^+}{A^-} = 1.054 \pm 0.001 \quad (10)$$

Dies ist nicht kompatibel mit der theoretischen Vorhersage [18] $A^+/A^- = 1.029 \pm 0.013$, die auf einer Rechnung in zweiter Ordnung von u_0 basierte. Erst neue Rechnungen in dritter Ordnung von u_0 (sowie Borelsummmationen) haben das theoretische RG-Resultat [9, 19]

$$\frac{A^+}{A^-} = 1.056 \pm 0.006 \quad (11)$$

ergeben, in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem experimentellen Weltraumresultat (10). Das Ergebnis (11) ist die bisher genaueste Übereinstimmung zwischen einem theoretischen und experimentellen Wert für ein

universelles Amplitudenverhältnis. Dies ist ein Teilresultat, das im Rahmen des von dem DLR geförderten laufenden Projekt 50 WM 9669 erzielt wurde. Derzeit wird versucht, eine (erheblich schwierigere und umfangreichere) Berechnung von A^+/A^- in 4. Ordnung durchzuführen [10], die die Genauigkeit von (11) voraussichtlich noch verbessern würde.

4. Kritisches Verhalten in begrenzter Geometrie: Confined Helium Experiment (CHeX)

Eine weitere fundamentale Vorhersage der RG-Theorie bezieht sich auf den Einfluß von Systembegrenzungen auf kritische Phänomene (z. B. von Helium in Poren). Die Vorhersage ist, daß z. B. die spezifische Wärme $C(t, L)$ in charakteristischer Weise von der Systemgröße L (Porendurchmesser) und der reduzierten Temperatur t abhängt, nämlich in Form einer sog. homogenen Funktion zweier Variabler L und t . Beispielsweise wird für die spezifische Wärme die „Skalenform“ [12, 20, 21]

$$C(t, \infty) - C(t, L) = L^{-\nu} f(tL^{1/\nu}) \quad (12)$$

vorhergesagt, wobei $f(x)$ eine universelle Funktion nur noch einer Variablen $x = tL^{1/\nu}$ ist (bei gegebener Geometrie und Randbedingungen). Darüber hinaus ist es möglich, die Form der Funktion $f(x)$ mit Hilfe der RG-Theorie quantitativ zu berechnen. (Im Falle einer Plattengeometrie enthält die Struktur von (12) allerdings noch nicht den Effekt des Kosterlitz-Thouless-Übergangs unterhalb von T_1 .)

In der Shuttle-Mission CHeX („Confined Helium Experiment“, Columbia USMP-4, 1997) wurden die bisher genauesten Experimente zum Test der RG-Vorhersage (12) für den Fall einer Plattengeometrie (^4He zwischen Platten mit Abstand $L = 57\mu\text{m}$) gemacht. Die Daten wurden in Ref. [22] veröffentlicht. Für $T > T_1$ scheinen sie in guter Übereinstimmung mit der RG-Theorie [23, 24] zu sein. Tatsächlich aber ergibt eine genauere Analyse zusammen mit neuen Messungen [25] von C bei kleineren Werten von L , daß die Daten einen vom

Skalenverhalten systematisch abweichenden Trend aufweisen.

In Abb. 2 werden die CHeX-Daten für $T < T_\lambda$ mit neuen Messungen [25] von C bei $L = 0.0483$ mm in einer skalierten Auftragung verglichen. Die Daten hätten gemäß (12) auf eine einzige Kurve $f(|t| L^{1/\nu})$ zusammenfallen sollen (allerdings nur, wenn der Effekt des Kosterlitz-Thouless-Übergangs vernachlässigbar ist). Derzeit ist unklar, woher die Abweichungen zwischen CHeX-Daten und der Skalenstruktur (12) stammen. Noch wesentlich stärkere Diskrepanzen gibt es hinsichtlich der superfluiden Dichte $\rho_s(t, L)$ in Plattengeometrie [12, 23, 26].

Überraschenderweise konnte vor kurzem erstmals nachgewiesen werden [27], daß die phänomenologische Hypothese [20] und die RG-Vorhersagen [21] bezüglich des „Finite-size-Skalenverhaltens“ nicht allgemein asymptotisch exakt gültig sind. Dies könnte zur Aufklärung der Diskrepanzen führen.

Weitere Information über die spezifische Wärme in begrenzter Geometrie soll durch ein neues Weltraumexperiment (CHeX II) gewonnen werden. Dabei soll ^4He in zylinderförmige Kanäle mit einem Durchmesser $L = 100$ μm

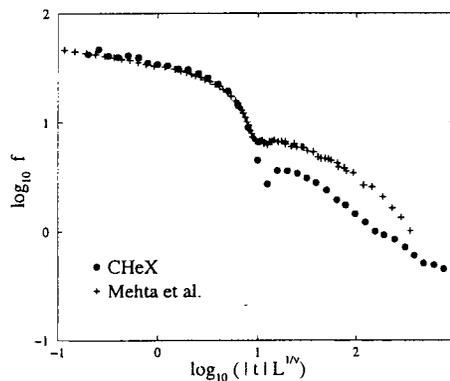


Abbildung 2: Skalenfunktion $f(|t| L^{1/\nu})$ [siehe (12)] von Daten der spezifischen Wärme von ^4He in Plattengeometrie unterhalb von T_λ mit Plattenabstand $L = 57$ μm (CHeX [22]) und $L = 0.0483$ μm (Mehta et al. [25]).

eingeschlossen werden. Wiederum sollte die gemeinsame Analyse mit Daten bei kleineren L -Werten einen Test für die Skalenstruktur von (12) liefern. Die Skalenfunktion $f(x)$ für Zylindergeometrie ist zwar verschieden von dem Fall der Plattengeometrie, für $|x| \gg 1$ ist jedoch der „Oberflächenanteil“ von $f(x)$ für beide Geometrien gleich. Vorläufige analytische und numerische Berechnungen der Aachener Theoriegruppe zu $f(x)$ liegen vor [24, 28, 29].

5. Universalität kritischer Phänomene: Superfluid Universality Experiment (SUE)

Das Weltraumexperiment LPE (Kap. 3) wurde nur bei gesättigtem Dampfdruck (am unteren Ende der λ -Linie in Abb. 1) durchgeführt und konnte deswegen nur den vorhergesagten Zahlenwert des kritischen Exponenten α testen, nicht aber dessen Universalität. Letztere Eigenschaft ist eine fundamentale Vorhersage der RG-Theorie, nicht nur für α , sondern auch für den Exponenten ν der superfluiden Dichte ρ_s , die gemäß

$$\rho_s \sim |\langle \psi \rangle|^2 \partial_{\chi_T} (k)^{-1} / \partial k^2 \quad (13)$$

durch das Quadrat des Ordnungsparameters $|\langle \psi \rangle|^2$ und die wellenzahlabhängige transversale Suszeptibilität $\chi_T(k)$ bestimmt ist [5]. In der Nähe von T_λ hat ρ_s die Form

$$\rho_s \sim A_p |t|^\nu \left[1 + a_p |t|^\alpha + \dots \right] \quad (14)$$

Um die Universalitätsvorhersage bezüglich ν zu testen, soll ρ_s für verschiedene Drücke entlang der gesamten λ -Linie im „Superfluid Universality Experiment“ (SUE) auf der Internationalen Raumstation unter Mikrogravitationsbedingungen gemessen werden [30, 31]. Daneben soll auch der (der spezifischen Wärme C proportionale) thermische Ausdehnungskoeffizient bestimmt werden (unter reduzierter Gravitation [32] auf der Erde). Sowohl die Zahlenwerte für ν und α als auch die Relation (8) werden von der RG-Theorie als exakt druckunabhängig vorhergesagt, obwohl die

führenden Amplituden A^+ und A_p in (5) und (14) beträchtliche Druckabhängigkeiten aufweisen.

Die Verhältnisse dieser Amplituden werden aber ebenfalls als universell vorhergesagt [17]. Außer A^+/A^- (s. Kap 3) wurde als weitere wichtige universelle Größe das Verhältnis $R = (A^-)^{1/3}/A_p$ in dritter Ordnung der Störungstheorie (und Borelsummation) berechnet [33]. Das Resultat

$$R^{\text{theor}} = 0.815 \pm 0.010 \quad (15)$$

ist genauer als die bisherige [18] Vorhersage $R^{\text{theor}} = 0.96$ und scheint auch genauer als der bisherige experimentelle Wert [34]

$$R^{\text{exp}} = 0.85 \pm 0.02 \quad (16)$$

zu sein. Nach erfolgreicher Durchführung von SUE ist mit einem wesentlich genaueren Resultat für R^{exp} zu rechnen.

Bei der Auswertung der experimentellen Daten treten Komplikationen dadurch auf, daß nicht-universelle (druckabhängige) Abweichungen vom asymptotischen universellen Verhalten existieren, deren führende Terme mit den Amplituden a_c^+ und a_p in (5) und (14) bezeichnet sind. Diese werden bei höheren Drücken entlang der λ -Linie zunehmend wichtiger [3, 4]. Es ist somit wesentlich, die nichtuniversellen von den universellen Effekten zu unterscheiden, um zweifelsfrei die Druckunabhängigkeit der universellen Größen nachzuweisen. Eine derartige Analyse erfordert eine detaillierte quantitative Theorie kritische Phänomene, die die Nichtasymptotik mit einschließt.

Das Konzept einer solchen Theorie wurde in den vergangenen 15 Jahren entwickelt [4, 7-9, 19, 35]. Diese enthält u. a. die Amplitudenverhältnisse a_c^+/a_c^- und a_p/a_c^- als universelle Größen [17]. Eine präzise Kenntnis dieser Amplitudenverhältnisse erlaubt eine gleichzeitige Analyse [35] sowohl von ρ_s als auch C^+ und C^- , ohne daß lediglich die Rolle von unabhängigen Fitparametern (wie in früheren Analysen) spielen. Die nichtasympto-

tische Theorie [4, 35] ermöglicht sogar eine Aufsummation der höheren Korrekturterme $\sim |t|^{2\Delta}, |t|^{3\Delta}, \dots$, d. h. aller Wegner-Korrekturen [36] bezüglich u_0 .

6. Dynamische kritische Phänomene in ^4He

Der wichtigste dynamische Prozeß in der Nähe des superfluiden Phasenübergangs von ^4He ist der Wärmetransport [3-5, 37]. Für $T > T_\lambda$ ist er diffusiv und wird durch die Wärmeleitfähigkeit λ charakterisiert, die den Zusammenhang zwischen Temperaturgradient ∇T und Wärmestrom Q gemäß

$$Q = -\lambda \nabla T$$

liefert. Bei Annäherung an T_λ divergiert λ [5, 38, 39]. Eine quantitative Beschreibung dieser Singularität ist mit Hilfe der RG-Theorie gelungen [40]. Unterhalb von T_λ wird die Wärme nicht *diffusiv*, sondern *konvektiv* bei verschwindendem Temperaturgradienten und verschwindendem Wärmewiderstand (d. h. $\lambda = \infty$) transportiert. Dies ist eine Besonderheit von ^4He als Folge der Superfluidität.

Die vorangegangene Charakterisierung des Wärmetransports gilt nur für ein *unendliches* System sowie im Grenzfall eines *infinitesimalen* Wärmestromes Q . In realen Situationen mit endlichem Q und in begrenzter Geometrie impliziert das Anwachsen der Korrelationslänge, daß λ für $T \rightarrow T_\lambda$ sowohl von Q [37] als auch von der Systembegrenzung [12, 41] abhängig werden muß.

In den im folgenden skizzierten Weltraumexperimenten BEST (Boundary Effects near the Superfluid Transition) [42] und DYNAMX (Critical Dynamics in Microgravity Experiment) [43] soll der Einfluß einer endlichen Geometrie und eines endlichen Wärmestroms Q auf den Wärmetransport in der Nähe von T_λ gemessen und mit den Vorhersagen der RG-Theorie verglichen werden.

7. Dynamisches Skalenverhalten in begrenzter Geometrie: Weltraumexperiment BEST

Das im unendlichen System divergente Verhalten von λ wird in einer endlichen Geometrie abgerundet. Mit der Entwicklung der RG-Theorie für statisches kritisches Verhalten endlicher Systeme sollte im Prinzip auch ein analytischer Zugang zur Berechnung und Vorhersage dynamischer Finite-size-Effekte ermöglicht werden. Als fundamentale Vorhersage der dynamischen RG-Theorie ist (wie in der Statik) zu erwarten, daß dynamische Größen – wie z. B. Relaxationszeiten oder Transportkoeffizienten – in charakteristischer Weise von der Systemgröße L und der reduzierten Temperatur in Form einer homogenen Funktion zweier variabler L und t (vgl. Kap. 4 für die spezifische Wärme) abhängen. Dementsprechend wird für die Wärmeleitfähigkeit λ von ^4He in der Nähe von T_λ die Form

$$\lambda(L, t) = L^\gamma f_\lambda(tL^{1/\nu}) \quad (18)$$

vermutet, wobei γ ein (effektiver) Exponent und $f_\lambda(x)$, die sog. Skalenfunktion, nur noch von einer Variablen $x = tL^{1/\nu}$ abhängt (abgesehen von statischen und dynamischen nicht-asymptotischen Effekten [40]).

Bisher wurden dynamische Finite-size-Skalenfunktionen nur im Falle einer Relaxations- und Diffusionsdynamik berechnet [44]. Dagegen erfordert $f_\lambda(x)$ die Berücksichtigung der komplizierten reversiblen ^4He -Dynamik [12]. Eine derartige Erweiterung der Theorie ist (u. a. wegen der Goldstone-Moden) keineswegs problemlos. Im Rahmen eines Aachener Theorieprojekts soll der Bereich der Gültigkeit der Struktur (18) untersucht sowie der effektive Exponent γ und die Form der Funktion $f_\lambda(x)$ mit Hilfe der dynamischen RG-Theorie berechnet werden. Darüberhinaus sollen die schwierigen analytischen Berechnungen durch Monte-Carlo-Simulationen für äquivalente Spinmodelle (XY-Modelle) unterstützt werden [45]. Die entsprechenden Weltraumexperimente für den Wärmetransport von ^4He in Zylindergeo-

metrie (BEST) [42] sollen auf der Internationalen Raumstation stattfinden.

8. Nichtlinearer Wärmetransport in der Nähe von T_λ : Weltraumexperiment DYNAMX

In Anwesenheit eines endlichen Wärmestroms Q wird die Übergangstemperatur $T_\lambda(Q)$ für den superfluiden Phasenübergang unterdrückt [37]. Damit ergibt sich eine Linie $T_\lambda(Q)$ von (nicht ganz scharfen) Übergangstemperaturen zwischen dem superfluiden und dem normalfluiden Zustand, entsprechend dem in Abb. 3 skizzierten Q - T_λ -Phasendiagramm". In der Nähe dieser Linie wird der Wärmetransport nichtlinear, d. h. das Temperaturprofil und somit die Wärmeleitfähigkeit werden in nichtlinearer Weise von Q abhängig. Insbesondere bleibt λ bei $T = T_\lambda(0)$ in Anwesenheit eines endlichen Wärmestroms Q endlich und wird von der RG-Theorie als Q -abhängig gemäß

$$\lambda \approx Q^{0.31} \quad (19)$$

vorhergesagt [46].

Entsprechende Experimente für ^4He bei endlichem Q können so durchgeführt werden, daß an den beiden gegenüberliegenden begrenzenden Wänden die verschiedenen Temperaturen $T_1 > T_\lambda$ und $T_2 < T_\lambda$ auftreten [47, 48]. Dies erzeugt im Inneren eine Phasengrenzfläche zwischen den normalfluiden und superfluiden Bereichen von Helium. Die RG-Theorie [46] sagt ein charakteristisches Anwachsen der Breite

$$\xi_Q \sim 1/Q^{1/2}$$

dieser Grenzfläche vorher, wenn Q verkleinert wird. Dieser nichtlineare Effekt im Nichtgleichgewicht ist von grundlegendem physikalischen Interesse, kann aber unter Normalbedingungen auf der Erde nur qualitativ untersucht werden, da die Gravitation selbst eine Inhomogenität und eine Phasengrenzfläche bereits bei $Q = 0$ verursacht. Deswegen sind

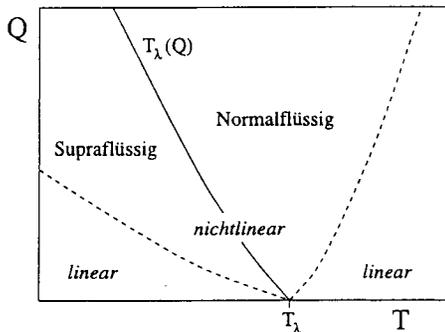


Abbildung 3: Wärmestrom-Temperatur-Phasendiagramm von ${}^4\text{He}$ (schematisch).

erst mit dem Weltraumexperiment DYNAMX [43] auf der Internationalen Raumstation quantitative Tests der theoretischen Vorhersagen möglich.

Erste experimentelle Resultate, die die Vorhersagen der RG-Theorie [46] zu bestätigen scheinen – allerdings nur halbquantitativ bei Anwesenheit von Gravitation –, wurden 1998 gefunden [49].

Danksagung

Ich danke X. S. Chen, R. Haussmann, W. Koch, M. Mönnigmann, U. Mohr und M. Strösser für ergiebige Zusammenarbeit zu den hier besprochenen Forschungsthemen. Diese Projekte wurden von dem DLR, der NASA und der DFG unterstützt.

Literatur

- [1] **K. G. Wilson:**
Rev. Mod. Phys. 55, 583 (1983); M. E. Fisher, Rev. Mod. Phys. 46, 597 (1974); 70, 653 (1998).
- [2] **J. Zinn-Justin:**
Quantum Field Theory and Critical Phenomena (Clarendon Press, Oxford, 1996).
- [3] **C. Ahlers, in:**
Quantum Liquids, ed. by J. Ruvalds and T. Regge (North Holland, Amsterdam, 1978), p. 1; J. Low Temp. Phys. 113, 835 (1998).

- [4] **V. Dohm**
J. Low Temp. Phys. 69, 51 (1987).
- [5] **P. C. Hohenberg, B. I. Halperin:**
Rev. Mod. Phys. 49, 435 (1977).
- [6] A Roadmap of Fundamental Physics in Space, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena (1998).
- [7] **R. Schloms, V. Dohm:**
Nucl. Phys. B 328, 639 (1989); Phys. Rev. B 42, 6142 (1990).
- [8] **S. S. C. Burnett, M. Strösser, V. Dohm:**
Nucl. Phys. B 504, 665 (1997).
- [9] **M. Strösser, S. A. Larin, V. Dohm:**
Nucl. Phys. B 540, 654 (1999)
- [10] **M. Strösser:**
Dissertation, RWTH Aachen (2000).
- [11] **E. Brézin, J. Zinn-Justin:**
Nucl. Phys. B 257 [FS 14], 867 (1985); J. Rudnick, H. Guo, D. Jasnow, J. Stat. Phys. 41, 353 (1985).
- [12] **V. Dohm:**
Physica Scripta T 49, 46 (1993).
- [13] **X. S. Chen, V. Dohm, N. Schultka:**
Phys. Rev. Lett. 77, 3641 (1996); A. Esser, V. Dohm, X. S. Chen, Physica A 222, 355 (1995).
- [14] **R. Guida, J. Zinn-Justin, J. Phys.:**
A 31, 8103 (1998).
- [15] **J. A. Lipa et al.:**
Phys. Rev. Lett. 76, 944 (1996).
- [16] **L. S. Goldner, G. Ahlers:**
Phys. Rev. B 45, 13129 (1992).
- [17] **V. Privman, P. C. Hohenberg, A. Aharony, in:**
Phase Transitions and Critical Phenomena, ed. by C. Domb, J. L. Lebowitz (Academic Press, London, 1991), Vol. 14, p.1.
- [18] **C. Bervillier:**
Phys. Rev. B 34, 8141 (1986).
- [19] **S. A. Larin, M. Mönnigmann, M. Strösser, V. Dohm:**
Phys. Rev. B 58, 3394 (1998).
- [20] **M. E. Fisher, in:**
Critical Phenomena, Int. School of Physics „Enrico Fermi“, Course 51, ed. M. S. Green (Academic, New York, 1971).
- [21] **E. Brézin, J. Phys.:**
(Paris) 43, 15 (1982).
- [22] **J. A. Lipa et al.:**
J. Low Temp. Phys. 113, 849 (1998); Phys. Rev. Lett. 84, 4894 (2000)
- [23] **R. Schmolke, A. Wacker, V. Dohm, D. Frank:**
Physica B 165 & 166, 575 (1990).

- [24] **U. Mohr, V. Dohm:**
Physica B 284-288, 43 (2000); U. Mohr, Dissertation, RWTH Aachen (2000).
- [25] **S. Mehta, F. Gasparini:**
Phys. Rev. Lett. 78, 2596 (1997); S. Mehta, M. O. Kimball, F. M. Gasparini, J. Low Temp. Phys. 113, 435 (1998).
- [26] **I. Rhee, F. M. Gasparini, D. J. Bishop:**
Phys. Rev. Lett. 63, 410 (1989).
- [27] **X. S. Chen, V. Dohm:**
Eur. Phys. J. B 7, 183 (1999); B10, 687 (1999); B15, 283 (2000).
- [28] **U. Behr:**
Dissertation, RWTH Aachen (1996); X. S. Chen, unveröffentlicht; O. Post, Diplomarbeit, RWTH Aachen (1998).
- [29] **N. Schultka, E. Manousakis:**
J. Low Temp. Phys. 111, 783 (1998).
- [30] **J. A. Lipa, V. Dohm, U. E. Israelsson, M. J. DiPirro:**
NASA Proposal NRA 94-OLMSA-05 (1995).
- [31] **V. Dohm:**
in Proc. 1997 NASA/JPL Microgravity Fundamental Physics Workshop, Santa Barbara (1997), p. 189; cond-mat/9803095.
- [32] **Y. Liu, M. Larson, U. E. Israelsson, J.:**
Low Temp. Phys. 113, 867 (1998).
- [33] **M. Strösser, M. Mönningmann, V. Dohm:**
Physica B 284-288, 41 (2000)
- [34] **A. Singaas, G. Ahlers:**
Phys. Rev. B 30, 5103 (1984).
- [35] **V. Dohm:**
Phys. Rev. Lett. 53, 1379 (1984); Z. Phys. B 60, 61 (1985); R. Schloms, V. Dohm, Europhys. Lett. 3, 413 (1987).
- [36] **F. Wegner:**
Phys. Rev. B 5, 4529 (1972).
- [37] **V. Dohm, R. Haussmann:**
Physica B 197, 215 (1994).
- [38] **R. A. Ferrell, N. Menyhard, H. Schmidt, F. Schwabl, P. Szeftalussy:**
Ann. Phys. (NY) 47, 565 (1969).
- [39] **G. Ahlers:**
Phys. Rev. Lett. 21, 1159 (1968).
- [40] **V. Dohm, R. Folk:**
Phys. Rev. Lett. 46, 349 (1981); V. Dohm, Phys. Rev. B 44, 2697 (1991).
- [41] **D. Frank, V. Dohm:**
Phys. Rev. Lett. 62, 1864 (1989); Z. Phys. B 84, 442 (1991).
- [42] **G. Ahlers, F. C. Liu, V. Dohm:**
NASA Proposal NRA-96-HEDS-03 (1997).
- [43] **R. V. Duncan et al.:**
NASA Proposal (1994); J. Low Temp. Phys. 113, 861 (1998).
- [44] **W. Koch, V. Dohm, D. Stauffer:**
Phys. Rev. Lett. 77, 1789 (1996); W. Koch, V. Dohm, Phys. Rev. E 58, R 1179 (1998).
- [45] **M. Krech, D. P. Landau:**
Phys. Rev. B 60, 3375 (1999).
- [46] **R. Haussmann, V. Dohm:**
Phys. Rev. Lett. 67, 3404 (1991); Z. Phys. B 87, 229 (1992); Phys. Rev. B 46, 6361 (1992)
- [47] **A. Onuki:**
J. Low Temp. Phys. 50, 433 (1983); 55, 309 (1984).
- [48] **R. V. Duncan, G. Ahlers, V. Steinberg:**
Phys. Rev. Lett. 60, 1522 (1988).
- [49] **P. K. Day et al.:**
Phys. Rev. Lett. 81, 2474 (1998).