

n die Ionendichte kennzeichnet. Die Temperatur hat keinen Einfluß. Der WEISSKOPFSche Radius der Elektronen ist für die in Betracht kommenden Untersuchungen stets so klein, daß der Einfluß der Elektronen nach der Stoßtheorie erfaßt werden muß. Diese Stoßverbreiterung durch die Elektronen ist bei hohen Temperaturen und mittleren Dichten vernachlässigbar gegenüber der statistischen Aufspaltung, wächst jedoch mit n . Wie eine einfache Abschätzung zeigt, ist die Vernachlässigung daher nur berechtigt, solange

$$\frac{n^{1/2}}{v} \bar{n}_i \cdot 50 \ll 1$$

gilt, wo v die Geschwindigkeit, n die Trägerdichte und \bar{n}_i die nach Maßgabe der Intensitäten gemittelte Übergangsquantenzahl bezeichnet ($\bar{n}_\alpha = 2,24$, $\bar{n}_\beta = 5,96$ usw.).

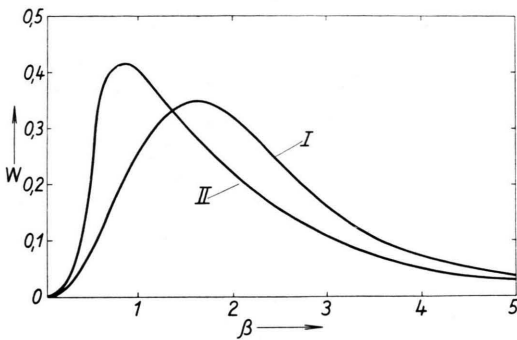


Abb. 1. Häufigkeitsverteilung der Mikrofeldstärke. Aufgetragen ist die Wahrscheinlichkeit W gegen die reduzierte Feldstärke β . I Ergebnis der HOLTSMARK-Theorie. II Häufigkeitsverteilung unter Berücksichtigung des Energiefaktors.

II. Die HOLTSMARKSche Berechnung der Häufigkeitsverteilung der Mikrofeldstärke setzt die Mikrozustände des Systems als gleichwahrscheinlich voraus. Die Elektronen und Ionen besitzen jedoch in den verschie-

den Komplexionen wesentlich unterschiedliche Wechselwirkungsenergien. Wir müssen daher den Einfluß der Energie berücksichtigen, indem wir für das GIBBSsche Ensemble im Γ -Raum nicht Gleichverteilung, sondern eine kanonische Verteilung zugrunde legen. Die Bedeutung dieses Gesichtspunktes nimmt mit wachsender Dichte ebenfalls zu.

Wir haben zunächst Punkt II in Angriff genommen, da er uns als Grundlage für eine allgemeinere Berechnung unter Einfluß der Elektronenstoßverbreiterung dienen soll. Die Bestimmung der Häufigkeitsverteilung der Mikrofeldstärke unter Berücksichtigung der genannten energetischen Einflüsse stößt allerdings in allgemeiner Form auf erhebliche Schwierigkeiten. Jedoch ist es möglich, eine angenäherte Formulierung insofern zu erreichen, als wir dem Energiefaktor für die vor allem wichtigen Zustände in der Umgebung der wahrscheinlichsten Verteilung Rechnung tragen. Die Berechnung geht von der Wahrscheinlichkeitsverteilung des einzelnen Trägers aus und gewinnt durch sukzessive Mischung und Verbindung die Häufigkeitsverteilung für die Mikrofeldstärke dargestellt durch ein FOURIER-Integral. Die Auswertung erfolgt mit dem Analogrechner des Instituts für Instrumentelle Mathematik an der Universität Bonn und bestätigt zunächst — unter der HOLTSMARKSchen Annahme der Gleichverteilung im Γ -Raum — die Ergebnisse der numerischen Rechnungen von VERWEIJ, entsprechend der Kurve I der Abbildung. Für kanonische Verteilung ergeben sich Abweichungen, wie sie das Beispiel der Kurve II charakterisieren soll. Die Kurve II ist einer Dichte von $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von ca. 1000° zugeordnet. Wie ersichtlich, weicht die Halbwertsbreite fast um einen Faktor 1,5 von der HOLTSMARKSchen Kurve ab, und das Maximum hat sich deutlich nach kleineren Feldstärken verschoben.

Berechnungen für weitere Parameterwerte sowie die Auswertung für die Linienverbreiterung unter Berücksichtigung der in I genannten Elektroneneinflüsse werden zur Zeit durchgeführt.

Zur Frage des Gleichgewichtszustandes in He II

Von WOLFGANG KLOSE

Deutsche Akademie der Wissenschaften Berlin,
Institut für Festkörperforschung

(Z. Naturforsch. **12 a**, 347–348 [1957]; eingegangen am 12. Februar 1957)

In einer Reihe von Arbeiten¹ untersuchten BLATT, BUTLER und SCHAFROTH das Problem des inneren Zustandes von Helium II. Eine genaue Analyse der Experimente von ANDRONIKASHVILI² führte zu der Auffassung, daß sich Helium bei Temperaturen $T \leq T_\lambda$

nicht mehr im echten thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Auf diesen Sachverhalt scheinen auch Ergebnisse von PIPPARD³ hinzuweisen.

Vom Standpunkt der makroskopischen Theorie kann es sich bei diesem thermodynamischen Nichtgleichgewicht nur um einen metastabilen Zustand handeln. Eingefrorene Zustände scheiden aus den Betrachtungen aus, sowohl auf Grund der experimentellen Entropiekurven als auch wegen der Möglichkeit, He II bei einer bestimmten Temperatur $T_0 \leq T_\lambda$ aus reiner Supraflüssigkeit herzustellen (nach Durchlaufen von Superleaks), wobei sich stets der gleiche Zustand einstellt

¹ J. M. BLATT u. S. T. BUTLER, Phys. Rev. **100**, 476 [1955]. — J. M. BLATT, S. T. BUTLER u. M. R. SCHAFROTH, Phys. Rev. **100**, 481 [1955]. — S. T. BUTLER u. J. M. BLATT, Phys. Rev. **100**, 495 [1955].

² E. L. ANDRONIKASHVILI, J. Exp. Theor. Phys., USSR **22**, 62 [1952].

³ A. B. PIPPARD, Phil. Mag. **1**, 473 [1956].



wie bei entsprechend abgekühltem Helium. Bei metastabilen Zuständen gilt der 1. Hauptsatz in der Form

$$dU = dQ + dA + \sum_i X_i dx_i \quad (1)$$

(vgl. z. B. 1. c. ⁴), wobei x_i die zusätzlich einzuführenden Freiheitsgrade sind. In einem isotherm, isobaren System ist bei reversiblen Prozessen $\sum_i X_i dx_i = 0$; es gilt dann formal der gewöhnliche 1. Hauptsatz, der in der konventionellen Zweiflüssigkeitentheorie (ZFT) verwendet wird. Die ZFT kann demnach nur in isotherm, isobaren Systemen bei reversiblen Prozessen gültig sein. ATKINS⁵ weist bei einer experimentellen Bewertung der ZFT auch darauf hin, daß diese Bedingungen erfüllt sein müssen, um brauchbare Ergebnisse zu erhalten.

Bei Unterschreiten des λ -Punktes gilt in den speziellen Systemen bei $T > T_\lambda$ der übliche 1. Hauptsatz wegen des thermischen Gleichgewichts, bei $T < T_\lambda$ wegen der Benutzung des speziellen Systems. Bei Verletzung einer der Voraussetzungen sollte bei $T = T_\lambda$, also nach (1), noch eine Zusatzenergie auftreten, was einem Phasenübergang 1. Art entspricht. Tatsächlich hat PESHKOV⁶ experimentell gezeigt, daß bei Anwesenheit eines Wärmestroms (nichtisothermes System!) der λ -Übergang in He II zu einem Phasenübergang 1. Art wird.

⁴ A. SOMMERFELD, Vorlesungen über theoretische Physik, Bd. V, Wiesbaden 1952.

⁵ K. R. ATKINS, Adv. Physics 1, 169, § 2 [1952].

Mikroskopisch sind Theorien mit einer Energielücke im Spektrum mit der Voraussetzung thermischen Nichtgleichgewichts verträglich, weil von möglichen Energiezuständen auf Grund eines bisher nicht begründbaren Verbots ein Teil ausgeschlossen wird. Das entspricht einer Verletzung des Ergodensatzes und bedeutet thermisches Nichtgleichgewicht.

Zur Begründung der Energielücke hätte man das Energiespektrum des Gesamtsystems He zu berechnen. Obwohl die BRUECKNER-Theorie in der jetzt vorliegenden Form⁷ ohne formale Änderung auf den Fall von He zu übertragen ist, wobei als Modellwellenfunktion statt

$$\Phi_s = \frac{1}{\sqrt{A!}} \sum_{\text{alle Perm.}} (-1)^P P[|n_1 \dots n_A\rangle] \quad \text{nur}$$

$$\Phi_a = \frac{1}{\sqrt{A!}} \sum_{\text{alle Perm.}} P[|n_1 \dots n_A\rangle]$$

zu verwenden ist, ist es nicht möglich, einwandfreie Ergebnisse zu erhalten, da der Energiefehler, der notwendig in der Theorie auftaucht, nicht wie im Fall eines FERMI-Gases klein wird, sondern beliebig große Werte annehmen kann, wie eine genaue Rechnung zeigt.

⁶ V. P. PESHKOV, J. Exp. Theor. Phys., USSR 30, 581 [1956] (in Russ.); J. Exp. Theor. Phys. USSR 3, [1956] (in Engl.).

⁷ H. A. BETHE, Phys. Rev. 103, 1353 [1956]. — H. KÜMMEL, Z. Naturforschg. 12a, 85 [1957].

Cäsiumjodid als Szintillationsphosphor

Von H. KNOEPFEL, E. LOEPFE und P. STOLL

Physikalisches Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich

(Z. Naturforschg. 12 a, 348—350 [1957]; eingegangen am 22. Januar 1957)

In einer früheren Arbeit¹ haben wir auf die guten Eigenschaften des thalliumaktivierten Cäsiumjodids (CsJ(Tl*)) als Szintillationskristall in der kernphysikalischen Meßtechnik hingewiesen. Sowohl Abklingzeit, als auch Lichtausbeute des CsJ sind durchaus mit denjenigen des meistgebrauchten NaJ(Tl*) vergleichbar. Dazu hat das Cäsiumjodid noch den Vorteil, daß es nicht hygroskopisch ist. Dies erleichtert seine Handhabung und ermöglicht eine sorgfältige Oberflächenbehandlung, die gerade bei der Ausmessung von Korpuskularstrahlen geringer Eindringtiefe, wie etwa α -Teilchen, sehr wichtig ist. Wir erreichten z. B. mit einem solchen Kristall ein Auflösungsvermögen von 3,5% bei der 5,3 MeV Polonium- α -Linie. Die Abklingzeit betrug 0,55 μ s.

Hier sollen weitere Resultate diskutiert werden, speziell diejenigen, welche in Zusammenhang mit der

Frage nach dem Aufbau der Lumineszenzzentren stehen.

Wir haben monokristalline und pulverförmige Cäsiumjodidproben mit Polonium- α -Teilchen bestrahlt und bei Temperaturen von +20 bis -190 °C die Lumineszenzausbeute und die Abklingzeit gemessen. Um einen Vergleichsmaßstab zwischen den Lichtausbeuten von Pulvermaterial und Einkristallen zu erhalten, wurden beide Präparatformen von CsJ unter denselben Bedingungen gemessen. Es zeigt sich, daß die höchsten Impulse beim Pulvermaterial dieselbe Höhe erreichen wie die Impulse bei Verwendung von Einkristallen (Kristallform: Plättchen mit 5 \times 5 mm² Fläche und 0,3 mm Dicke. Rückseite mit Al₂O₃-Pulver belegt).

Die Anordnung der Meßeinrichtung besteht aus α -Quelle, Cäsiumjodidprobe (von einem mit flüssiger Luft oder Stickstoff kühlbaren Kupferblock getragen) und Sekundärelektronenvervielfacher RCA 6655. Das Ganze ist in einer Vakuumkammer eingeschlossen, um eine Vereisung des Präparates zu verhüten. Beim Messen ist besonders darauf zu achten, daß die Photokathode des Vervielfachers nicht mitgekühlt wird, was durch eine räumliche Trennung von Kristallhalter und Röhre erreicht wird. Die Ausmessung der Stromimpulse des Vervielfachers geschieht mit Hilfe eines schnellen Kathodenstrahloszillographen. Die Zeitkonstante des Integriernetzwerkes im Vervielfacher wurde auf 100 μ s

¹ H. KNOEPFEL, E. LOEPFE u. P. STOLL, Helv. Phys. Acta 29, 241 [1956]. Vgl. auch: J. ROSSEL u. Mitarbeiter, Helv. Phys. Acta 25, 725 [1952]; 26, 271 und 803 [1953].