

$$2\Delta_0 = 17.7 \pm 0.3 \text{ }^\circ\text{K}$$

$$2\Delta_1 = 28.7 \pm 0.5 \text{ }^\circ\text{K}$$

$$2\Delta_2 = 35.2 \pm 0.5 \text{ }^\circ\text{K}$$

(3) 2 ロトンの結合エネルギー E_B は,

$$0.27 \lesssim E_B \lesssim 1.08 \text{ }^\circ\text{K}$$

(4) Greytak らが与えた幅はおそらく factor 2 程度の過大評価。したがって, Landau-Khalatnikov の kinetic theory の再検討が必要。

現在の実験上の大きな問題は, 到達最低温度が $1.3 \text{ }^\circ\text{K}$ であること, および, 分光器系の分解能が全不十分なこと, の2つである。ロトン・ロトン相互作用の立ち入った議論をするには, おそらく $0.4 \sim 0.5 \text{ }^\circ\text{K}$ からラムダ点までの温度域が必要であること, 結合エネルギーなどを精度よく求めることが問題の大きなポイントであることを考えれば, この事態を早急に改善しなければならないと考えている。

これから緊急に測定すべきことは, 上記の2つの困難が改善されたとして,

(1) 結合エネルギーと幅とを温度, 圧力, He^3 濃度の関数として測定すること。

(2) Δ_0 , Δ_1 , Δ_2 を温度, 圧力, He^3 濃度の関数として測定すること。

(3) 偏光測定

であろう。これで, ヘリウムでのロトン・ロトン相互作用, 混合系での分散がきわめて詳細に理解出来ることと考えている。

ロトンの線巾と結合エネルギー

阪大教養 西山 敏之

最近 Brookhaven の Passell ら⁽¹⁾は, 中性子散乱によるロトンの線巾の実験を, 精密な3軸結晶解析の装置によって行った結果, 前回の実験結果⁽²⁾とは異なって意外に狭い線巾が得られることを示した。圧力 1.03 atm , 温度 1.10 K でロトンエネルギーは 0.86 K , 線巾は, 波数 $Q < 2.7 \text{ \AA}^{-1}$ では, 装置巾 (instrumental width) 0.59 K よ

り小さく，波数 $Q = 2.8 \text{ \AA}^{-1}$ 以上ではじめて有意義な巾 (intrinsic width)

$\Gamma_Q = \sqrt{\Gamma_{oQ}^2 - \Gamma_{iQ}^2} > \Gamma_{iQ}$ となる。ここで Γ_{oQ} は観測巾， Γ_{iQ} は装置巾である。彼等は， $Q = 2.8 \text{ \AA}^{-1}$ で $\Gamma_Q = 0.58 \pm 0.15 \text{ K}$ を computer fit によって得ている。線巾が大きくなればラマン散乱によって，ロトン対の結合エネルギーを測定することが困難になるであろうが，幸なことに線巾は，すくなくとも 1.1 K では十分狭いので，Greytak ら⁽³⁾がはじめて行ったラマン散乱の実験は，改めて高く評価されてよいであろう。

Jäckle ら⁽⁴⁾や石川氏ら⁽⁴⁾が指摘したように，ロトンの群速度が音速より大きくなると，チェレンコフ放射と似た過程によって，ロトンはフォノンを放出して線巾が大きくなることが期待される。Passell によれば， 1.03 atm では，ロトンの群速度は $Q = 2.25 \text{ \AA}^{-1}$ で音速と等しくなるが，この点はスペクトラムの変曲点とほとんど一致しているので，これより高い波数に対しては群速度が減少するために，巾が小さいのであろうと考えている。しかし，われわれの立場では，このような狭いロトンの線巾は必ずしも 1.03 atm における特殊事情によるものとはみなさない。この線巾はロトンが準粒子として持つ寿命の逆数に比例して決まるものであって，1 粒子 (単一ロトン) のグリーン関数の極を求めることによって与えられるという立場をとる。

グリーン関数に含まれるロトンの自己エネルギーは第一近似ではフォノンとロトン対との相互作用によって計算される⁽⁵⁾。

さらにロトン対同志の相互作用を考慮してそれを分離形に仮定する。分離のパラメーターを求めた準粒子のエネルギーが観測されるロトンエネルギーと一致するように選ぶと，線巾 Γ_Q^c の値は次の表のようになる。 Γ_Q は Passell らの測定値， ϵ_Q は観測され

$Q(\text{\AA}^{-1})$	1.9	2.0	2.1	2.2	2.4	2.6	2.8	2.9
$\Gamma_Q^c(\text{K})$	0.01	0.01	0.01	0.01	0.02	0.04	0.50	1.16
$\Gamma_Q(\text{K})$	≈ 0	≈ 0	≈ 0	≈ 0	≈ 0	≈ 0	0.58	
$\epsilon_Q(\text{K})$	8.67	8.77	9.83	11.48	14.79	16.46	17.04	
$\epsilon_Q^0(\text{K})$	8.57	8.67	8.91	10.4	19.8	27.3	33.6	36.5

たロトンエネルギー, ϵ_Q^0 はフォノンとの相互作用だけを考慮して求めたエネルギーである。 ϵ_Q^0 はロトン対との相互作用によって ϵ_Q の値にまで変わり実験値と一致する。この結果は将来分離パラメーターを微視的な議論によって決める足がかりとなる。

つぎに混合エネルギーを求めるには、波数 $(p, -p)$ のロトン対の状態と波数 $(q, -q)$ の状態との間の行列要素を p と q とのなす角 θ_{pq} についてルジャンドル展開し、その係数 $V_l^{p,q}$ を分離して $g_l^p g_l^q$ と書くと、対状態に対する分離式から結合エネルギーは、 $l=2$ (D-state) に対して

$$\epsilon_B = \frac{(g_2 k_0)^4 \mu}{4h^2}$$

となる。 $g_2 = [g_2^p]_{p=k_0}$, k_0 はロトンミニマムの波数 $1.91 \text{ \AA}^{-1}$, μ はロトンの有効質量で $0.16 M_{\text{He}}$ である。 $V_2^{p,q}$ は主にフォノンを媒介とする引力の長距離相互作用ポテンシャルによって決まると考えて、ロトン間に直接働く有効ポテンシャルの寄与を無視すると $-(g_2)^2 = -3 \times 10^{-39} \text{ erg cm}^3$ となる。このとき $\epsilon_B = 0.54 \text{ K}$ で

Greytak⁽³⁾ が与えた 0.37 K よりやや大きい。高圧下における実験が期待されるが、それから有効ポテンシャルの寄与の割合をしらべることができる。Greytak⁽³⁾ は展開係数の $1/2$ を $g (= \frac{1}{2} g_2^2)$ と置いているので ϵ_B の形は彼等のものと完全に一致している。 $l=0$ (S-state) については $V_0^{p,q} > 0$ はほとんど有効ポテンシャルによって与えられ $+3 \times 10^{-38}$ を得る。高温におけるロトン巾や粘性係数は主にこの係数によって決まる⁽⁶⁾。

文 献

- (1) L. Passell, H. B. Møller, V. J. Miakiewicz and E. H. Graf, to be published.
- (2) O. W. Dietrich, E. H. Graf, C. H. Huang and L. Passell, Phys. Rev. A5 (1972), 1377
- (3) T. J. Greytak and J. Yan, Phys. Rev. Lett. 22 (1969), 987; T. J. Greytak, R. Woerner, J. Yan and R. Benjamin 25 (1970), 1547.
- (4) J. Jäckle and K. W. Kehr, Phys. Lett. 39A (1972), 327;
K. Ishikawa, K. Miyake and K. Yamada, preprint.

- (5) T. Nishiyama, Prog. Theor. Phys. 50(1973), 329(L) ;
50(1973), 726 .
- (6) K. Nagai, Prog. Theor. Phys. 49(1973), 46.

液体ヘリウムの転位模型

東大理 鈴木 秀 次

§ 1 まえがき

液体 He の理論は多くの場合液体の原子構造に立入らないで、液体だから流動できるということから出発する。その流れの中の個々の原子は重なり合わないように関連をもって運動すると考えてはいないが、その条件さえ満足すればすべての原子は自由に運動できるとしている。筆者のように、固体中の原子がどのような条件のもとで運動できるかということを長年にわたって考えてきたものが液体 He の理論を理解しようとするとき、まずここでつまづいてしまう。古典的な固体がそうであるように、固体 He 中の原子の並進運動は転位の運動、すなわち、多数の粒子が強い関連をもった集団運動として起こる¹⁾。融点において平均の原子間隔が約 3% 増すと、原子の運動形態がこれほど根本的に変るのはなぜか。この疑問が障害となるのである。このような理由から、まず液体の構造を考えた上で液体ヘリウムの性質を理解しようと試みることになったのである。

液体の構造としては転位模型が最も本質をついたものであるように思われる。これはすでに 1950 年代から提案され、水島²⁾、大川³⁾らの先駆的な研究があるにもかかわらず、液体の研究者からはほとんど完全に無視されてきた。その理由は、主として、転位が現在の物理の理論的手法で取扱うことが困難な対象であること、また従って転位の重要性が十分に理解されていないためと考えられる。もちろん、現在の転位論が完全に近い結晶中の転位に関するものであり、液体のような高密度の転位を取扱うのに適当な形に作られていないことも、液体の転位論を説得力の欠けたものになっている主要な原因の一つであろう。