

で線張力 $\tilde{\beta}/R$ が重要になって丸みを帯びた部分が現れる。この部分の形状は、 $\tilde{\beta}/R$ によって減速された速度が形状不変の条件を満たすことを使って解析的に求まる。

以上の結果は、ファセットの成長を支配する渦巻状ステップの形状の分析にも応用でき、数値計算²⁾によって見出されている最大・最小曲率半径と中心からの距離の関係を説明する。

また Kossel 模型の低温でのステップ間隔と r_c との簡単な幾何学的関係²⁾ も η の強い異方性から理解することができる。

ラフニング転移より高温で結晶の成長速度と駆動力の間に比例関係があると、3次元結晶の成長形にも2次元核と同様の議論が成立する。分域の成長の問題も全く同じである。

文 献

- 1) A. A. Chernov, Kristallografia 7 (1962) 895 [Sov. Phys.-Crystallogr. 7 (1963) 728].
- 2) H. Müller-Krumbhaar, T. W. Burkhardt and D. M. Kroll, J. Crystal Growth 38 (1977) 13.

23. ^4He における固液界面の動力学

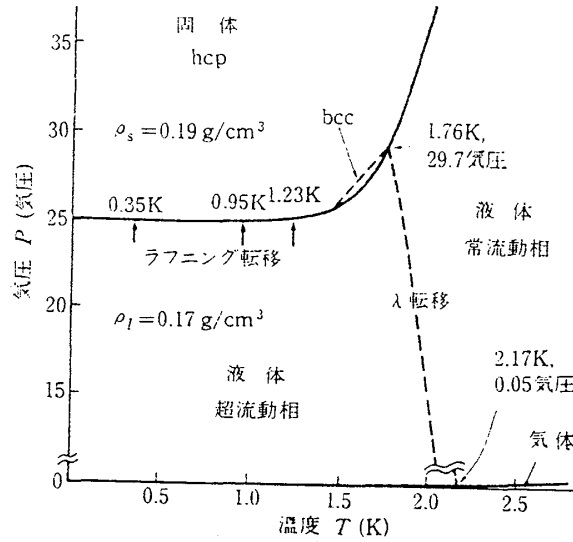
東北大・金研 上 羽 牧 夫

1. ^4He 結晶の平衡状態と結晶成長の特徴^{1,2)}

平衡状態の ^4He では3種の面でファセット形成転移（ラフニング転移）が見つかっている（図1）：1.23 Kで $\{0001\}$ 面，0.95 Kで $\{1\bar{1}00\}$ 面，0.35 Kで $\{1\bar{1}01\}$ 面。ファセット以外の面は原子的尺度では荒れた状態にあり，結晶成長（または融解）速度は，温度の効果を無視すれば，駆動力である固液の化学ポテンシャル差に比例する。界面を通る質量流速密度を j ，界面の易動度（成核係数と呼ばれる）を K とすれば，

$$j = K (\mu_l - \mu_s) \quad (1)$$

と書ける。超流動相からの ^4He の結晶成長の特徴は，潜熱がほとんどない，超流動液体が物質の非散逸な輸送をになう，界面の過飽和度が正確に決まるなどの点にある。また K の値は通常の物質より10桁ほど大きくなり， $T \rightarrow 0$ では結晶成長は散逸なしに進んで $K \rightarrow \infty$ と考えられる。このように結晶成長が速いので界面の運動がバルクの流体力学的な運動と一体と

図1 ^4He の相図¹⁾

となって起こる。

2. 固液界面の微小振動—流体力学的理論

バルクの固体、液体の微小振動はよく分かっているから、界面の運動を考えるさいの問題は2相の運動をどうつなぐかにある。固体の成長と融解を考えると、界面での接続の条件は、質量保存則、力学平衡、“化学”平衡の式で与えられる。平らな界面での平衡値からのずれを δ をつけて表わすと、

$$\rho_s (v_s - V) = \rho_l (v_l - V) = -j, \quad (2)$$

$$\delta P_s = \delta P_l + \alpha/R, \quad (3)$$

$$\delta P_s / \rho_s = \delta P_l / \rho_l, \quad (4)$$

となる。ここで、 V は界面の速度、 α は界面張力係数、 R は曲率半径であり、(4)式は $\delta \mu_s = \delta \mu_l$ で $\delta T = 0$ としたものである。この3つの条件を使えば通常の方法で界面の微小振動が求められる。

実験的にも確認されているこの系に特有な現象には結晶化波の存在³⁾、音波の透過係数の異常⁴⁾などがある。 $\omega \ll ck$ (c は音速)では結晶化・触解によって界面に沿って毛管波が伝わり、その分散は

$$\omega^2 = k^3 \alpha \frac{\rho_l}{(\rho_s - \rho_l)^2}$$

である。これは界面張力を復元力とし液体の流れによって発生する波で、結晶化・融解によって界面は波打つが固体は全く運動せず、結晶化波 (crystallization wave) と呼ばれる。また、音波が界面に垂直に入射した場合には、 $R=\infty$ だから (3), (4) から $\delta P_I = \delta P_S = 0$ となって界面は圧力変動の節になる。結晶化・融解が音波の圧力変動に追いつきそれを完全に吸収してしまうので、界面は振動しても応力は反対側の相に伝わらず音波の透過係数は零になってしまう。以上は $K \rightarrow \infty$ の話だが、 K が有限の場合には (4) ではなく (1) を使えばよく、結晶化波の減衰や有限の透過係数が得られる。

3. 界面の境界条件への流れの効果

散逸がない場合には力学平衡と化学平衡の式はそれぞれ運動量とエネルギーの保存則に対応する。従って物質の流れが問題となるような場合には、流れが境界条件に影響するし、また界面自身の運動エネルギーも無視できない。界面の1次元連続体模型を分析すると、平らな界面について次のことがわかる⁵⁾。(3), (4) の式は、

$$P_s + \rho_s (v_s - V)^2 - P_l - \rho_l (v_l - V)^2 = 0, \quad (3')$$

$$\mu_s + (v_s - V)^2 / 2 - \mu_l - (v_l - V)^2 / 2 = -\sigma \dot{j} / (\rho_s \rho_l) \quad (4')$$

と一般化される。ここで (4') の右辺は界面の運動エネルギー $\sigma j^2 / (2 \rho_s \rho_l)$ の変化率で、 σ は界面固有の質量である。これらの式は界面の加速がゆるやかで、界面の構造が一定とみなせる場合に成立する。非常にゆっくりとした運動に対しては界面の構造を無視して仮想的な鋭い面としてよいが、もう少し時間変化の大きい運動に対しては界面の構造を反映した補正が必要となりそれが界面の運動エネルギーとして表せるということである。

$(v - V^2)$ の項や σ^2 の項は、たとえば音波の透過係数の変化として観測にかかる。 $K \rightarrow \infty$ の場合でも短波長 α フォノン透過波と入射波の圧力振幅の比 τ にして $\tau \sim \omega \sigma / (\rho c)$ 程度は透過するので界面熱抵抗 (Kapitza 抵抗) が $\sigma = 0$ の場合とくらべずっと小さくなる。また定常成長 (融解) 下の界面では、 $K \rightarrow \infty$, $\omega \rightarrow 0$ でも $\tau \sim (v - V) / c$ 程度の透過が期待できる。

4. 流れによる固液界面の不安定⁶⁾

超流動流は界面に平行な流れの成分を持つことも可能だが、この流れが速くなりすぎると界面が不安定になる。平らな界面については応力 $\sigma_{\mu\nu}$ を含む運動量保存則とエネルギー保存則と

から、液体で $\sigma_{\mu\nu} = -P_1 \delta_{\mu\nu}$ であることを使うと応力が消去できて、境界条件として

$$\mu_1 - \frac{1}{\rho_s} (\epsilon_s(u_{\mu\nu}) + P_1) + \frac{1}{2} (\vec{v}_s - \vec{v}_1)^2 = 0 \quad (5)$$

という簡単な関係が得られる。 ϵ_s は固体の内部エネルギーで歪み $u_{\mu\nu}$ の関数である。これに表面張力の項 $-\alpha/(\rho_s R)$ を付け加えれば界面質量の効果を見捨てた時の運動が議論できる。固体を基準にして液体が $v_{\parallel}$ の速さで界面に平行に流れているとすると結晶化波の分散は次のようになる (図 2) :

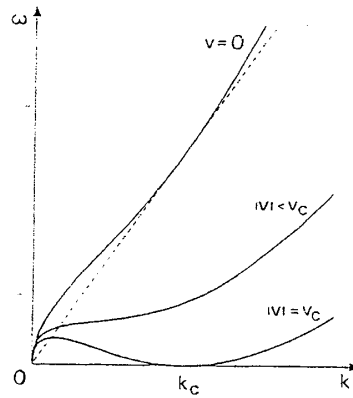


図2 界面に平行な流れによる結晶化波の分散の変化。

$$(\omega + k v_{\parallel} \frac{\rho_1}{\rho_s - \rho_1})^2 = \omega_0^2(k) - i k \omega u. \quad (5)$$

$\omega_0(k)$ は流れのない時の振動数で、重力の効果も入れると

$$\omega_0^2(k) = \alpha k^3 \rho_1 / (\rho_s - \rho_l)^2 + g k \rho_1 / (\rho_s - \rho_l)$$

であり、 u は $1/K$ に比例するある定数。(5) 式の左辺には Doppler 効果に相当する ω のずれがあるが、通常の $-k v_{\parallel}$ とは逆符号で大きさも大きい。流れが速くて

$$|v_{\parallel}| > v_c = [4 \alpha g (\rho_s - \rho_l) / \rho_1]^{1/4}$$

だと $\text{Im } \omega > 0$ で、固液界面には自然に波が立ってしまう。

以上は振幅について線形の範囲の話で、不安定が起こった後どうなるか、安定な波形模様が出来るか等は分からない。摂動展開で調べるとこの転移は 1 次転移で v が v_c に達する以前に何か起きそうである。現実の系では固体の異方性 (α の異方性) があり問題は複雑である。

また v_c は約 5 cm/sec で実験で実現するにはかなり大きい、電場をかけて界面に電子を捕捉することでこの値を小さくしたり転移の次数を変えたりもできる。

文 献

- 1) 簡単な解説：上羽牧夫，固体物理 20 (1985) 431.
- 2) 総合報告：S. Balibar and B. Castaing, Surf. Sci. Rep. 5 (1985) 87.
- 3) A. F. Andreev and A. Ya. Parshin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 75 (1978) 1511 [Sov. Phys.-JETP 48 (1978) 763].
- 4) B. Castaing and P. Nozières, J. Physique 41 (1980) 701.
- 5) M. Uwaha and P. Nozières, J. Physique 46 (1985) 109.
- 6) M. Uwaha and P. Nozières, J. Physique 47 (1986) 263.

24. 1次元秩序形成の中性子散乱実験

お茶の水大・理 池 田 宏 信

3 年程前，層状 Ising 磁性体の秩序化過程を調べる目的で中性子散乱実験による実時間測定を行なった¹⁾。準 2 次元希釈反強磁性体 $\text{Rb}_2\text{Co}_{0.7}\text{Mg}_{0.3}\text{F}_4$ をネール温度より高温側から低温に急冷した後の 3 次元ブラッグ散乱強度は，時間に対して $\log t$ に従って成長することを見出した。急冷直後にみられる層間無秩序状態から出発し，3 次元秩序を形成する過程を追ったこの実験は，面の反転のくり返しに伴う秩序化として理解されると考えられた。これに対し，Kawasaki と Nagai は，1 次元キンク間の引力相互作用によるキンク・反キンクの対消滅による秩序形成の理論を展開しており²⁾，1 次元ドメインの成長則を導き，前記の実験との一致がみられた。さらに同時に，散乱関数のスケール則をも予測している。しかし，実験で求めた散乱関数の波数依存性との一致は不満足であった。

この点を詳細に吟味するため，今回，散乱関数の時間依存性を直接測定し，散乱関数に対するスケール則，また半値巾の時間依存性等についての新たな情報を得た³⁾。第 1 図に例として散乱関数の時間依存性を示している。時間と共に (100) ブラッグ点 ($q_c \simeq 0$) の強度が増大， q_c 方向の半値巾が減少しており，層間の秩序が進行していることを示している。秩序化が始まって約 10 時間の間に 33 ケの散乱関数を測定し，スケーリングプロットをしたのが第 2 図である。横軸は半値巾 $\Delta q(t)$ でスケールした波数，縦軸は $q_c = 0$ の位置で 1 に規格化してあ