

UDC 537.312.9
536.212.3
548.313.4

Si 中の転位によるフォノン散乱と熱伝導

Phonon Scattering by Dislocation and Thermal Conduction in Si

鈴木 敬 愛*・中 村 和 夫*・鈴 木 敬 子*

Takayoshi SUZUKI, Kazuo NAKAMURA and Keiko SUZUKI

低温の熱伝導度は格子欠陥に敏感である。本稿では、転位によるフォノンの散乱機構について解説するとともに、Si 単結晶の実験結果から得られた知見について報告する。

1. ま え が き

絶縁体の結晶中では熱はフォノン（格子振動）によって運ばれる。図 1 は格子欠陥を含まない完全な絶縁体単結晶の熱伝導度 κ と絶対温度 T の関係を模式的に描いたものである。ピークより高温側では、結晶ポテンシャルの非調和性によるフォノン-フォノンの散乱が熱の伝導を抑えていて、物質ごとに大きさと温度依存性が決まる。低温側は、フォノンが試料の表面で散乱される効果が支配的となる領域で、熱伝導度はほぼ T^3 と試料の幅に比例した大きさととなる。ピークの位置は物質によって異なるが普通 10K~数 10K の間にあり、その大きさは室温の値の 100 倍前後である。

結晶中に不純物や転位等の格子欠陥が存在すると、それらによってもフォノンは散乱される。欠陥がフォノンを散乱する強さは、その種類によってそれぞれ異った大きさと振動数依存性を示す。したがって、熱伝導度は、欠陥の種類に応じた温度依存性と、濃度に応じた大きさで減少することになる。特に、図 1 のピークの付近は種々の格子欠陥の存在に敏感であり、低温での熱伝導度の測定が格子欠陥の研究手段として有効となる。

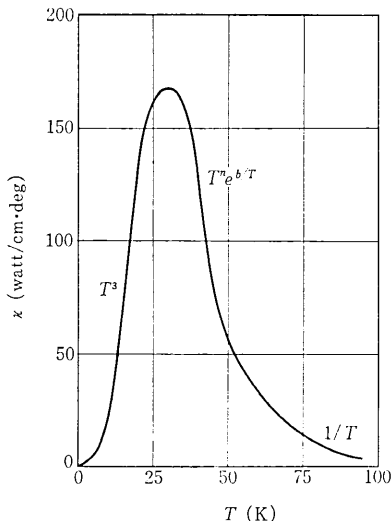


図 1 絶縁体完全結晶の熱伝導度

格子欠陥を含む結晶中でのフォノン散乱と熱伝導の問題は最初 Klemens¹⁾によって論じられ、その後多くの仕事が行われてきた。とくに、Isotope 効果²⁾⁻⁴⁾とある種の不純物による共鳴散乱⁵⁾⁻⁸⁾に関してめざましい成果を上げてきた。

結晶が転位を含むときの、熱伝導度の変化は、金属でも⁹⁾⁻¹¹⁾絶縁体¹²⁾⁻¹⁸⁾でも測定されている。とくにイオン結晶 LiF で Sproull ら¹²⁾が測定した結果は、Klemens¹⁾の理論 (2. 参照) と 100 倍以上も食い違い、以後アルカリ・ハライドについていくつかの実験が行なわれている。図 2 は Suzuki ら¹⁸⁾による LiF での実験結果であ

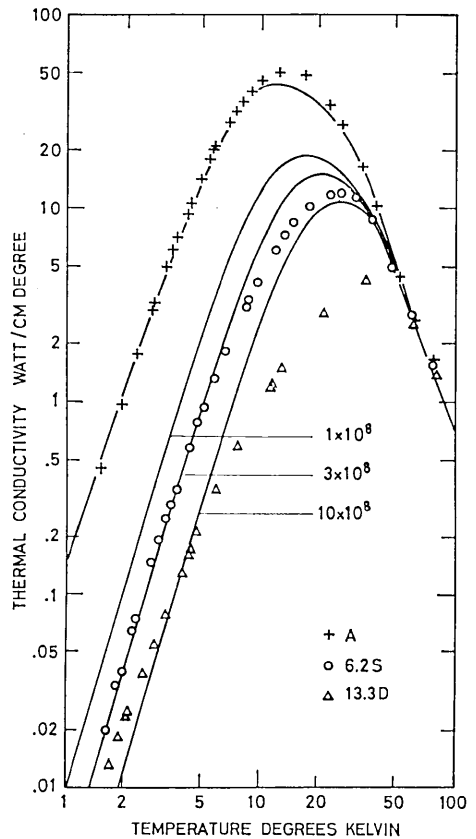


図 2 LiF 単結晶の熱伝導度。+，無変形（転位密度 $4.9 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ ）；O，6.2% 圧縮（転位密度 $1.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ ）； Δ ，13.3% 圧縮（転位密度 $3.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ ）。実線は、本文 2. の(2)式を用いて計算した理論値で、数字は(2)式に含まれる転位密度 N 。

* 東京大学生産技術研究所 第 1 部

る。図中の実線は、次節で説明するように、転位が振動してフォノンを散乱する機構 (fluttering mechanism) で解析した結果である。イオン結晶では、Peierls ポテンシャルが小さいために、転位は自由に振動できる。一方、Si や Ge 等の半導体では、Peierls ポテンシャルはイオン結晶より 100 倍ぐらい大きいと考えられている¹⁹⁾。そのような場合には、転位の振動は抑えられて、フォノンを散乱する度合は減少し (特に周波数の低いフォノンに対して)、歪場による散乱が支配的になると期待される。転位を含む半導体の熱伝導度の測定結果はいくつか報告されているが^{20)~22)}、未だ、フォンの散乱機構について十分な理解には達していない。本研究は Si 単結晶に引張り変形で転位を導入し、1.3~100K の温度範囲で熱伝導度を測定し、フォノンの散乱機構を明らかにするとともに、Si 中の転位について新たな知見を得ようとするものである。

以下、2. では転位によるフォノンの散乱機構について説明し、3. 以降で、Si 単結晶についての実験と解析の結果を解説する。

2. 転位によるフォノンの散乱

転位によるフォノンの散乱機構として、2つのものが考えられている。ひとつは転位のまわりの歪場による散乱で、もうひとつは、転位が振動する効果 (fluttering mechanism) である。以下、両者について説明する。

1) 歪場による散乱

転位のまわりの結晶格子の歪は転位線からの距離 r に逆比例している。結晶が完全に線形バネの繋ぎ合せと同等 (完全に調和) であれば、格子振動のモードの間に連成は起らない。しかし、実際の結晶ではかならず非調和性があるために連成を生じる。すなわち、格子振動の波 (フォノン) は転位のまわりの歪場で散乱される。転位の Burgers ベクトルの大きさを b 、転位密度 (単位体積に含まれる転位の長さ) を N 、フォノンの振動数を ω とすると、Klemens^{11), 23)} によって導かれたフォノンの緩和時間 τ_D は次のようになる。

$$\tau_D^{-1} \cong 0.33 \times \gamma^2 b^2 \omega / N \quad (1)$$

ここに、 γ は Gruneisen 定数で結晶の非調和性の強さを表わすパラメータである。同様の計算は他人達^{24)~27)}によっても行なわれているが、それらの相違点は、結晶のモデルの採り方によって生じる非調和性の入り方と見積り方の差にある。定性的にはいずれも (1) 式と同じである。(1) 式で表わされる散乱が、他の散乱機構 (表面や点欠陥等) に比べて十分に大きい場合には、熱伝導度 κ は T^2 に比例する。

2) 振動する転位による散乱

転位線は近似的には、見掛けの質量と線張力を持った弦と見做すことができる (String model)。この弦が波を

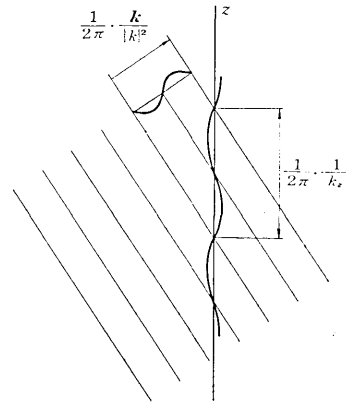


図3 入射フォノンと転位線の振動。 k は入射波の波数ベクトル、 k_z はその転位線に平行な方向の成分。散乱波 k' は、 $|k'| = |k|$ 、 $k'_z = k_z$ を満たしながら、図の k を k' に見直したのと同じ関係になる。

被ると図3のような振動を起し、再び別の波を放射する。こうして波を散乱する。この機構は、最初 Nabarro²⁹⁾ によって論じられ、後に Ninomiya^{30), 31)} によって一般化された。熱伝導に重要な部分のみをとると、平均としてのフォノンの緩和時間は次のようになる。

$$\tau_D^{-1} \cong \frac{2\pi^2 v^2 \cdot N}{\omega \left[\ln \left(\frac{2}{3} \frac{\omega^2}{\omega_D^2} \right) \right]^2} \quad (2)$$

ただし、 v は音速、 ω_D は Debye 振動数である。

(2) 式が支配的な散乱過程であると、熱伝導度はほぼ $T^{3.5}$ に比例し、一般に低温では、歪場による散乱の (1) 式よりも大きな熱伝導度の減少をもたらす^{13), 18), 32)}。図2の実線は (2) 式を用いて計算した結果で、実験値とよく一致している。さらに Suzuki ら¹⁸⁾ は点欠陥によって転位が釘付けされて、振動する転位線の長さが短くなる時の効果も論じた。

次に、転位がポテンシャルの谷底に落ち込んでいる場合には事情が少し変わってきて、振動数の低い振動は抑制されて、比較的振動数の高い波だけが散乱されるようになる。ポテンシャルの形を $\frac{1}{2} P x^2$ とした場合、散乱の緩和時間 τ は近似的に次のような形になる³¹⁾。

$$\tau_D^{-1} \cong \frac{1}{8} \frac{N v^2 \omega^2}{(\omega_s^2 - \omega^2)^2 + \omega^4 / (2\pi)^2} \quad (3)$$

ただし、 $\omega_s = \sqrt{P/m}$ 、 m は転位の見掛けの質量で、結晶の密度を ρ とするとき、 $m = \rho b^2$ である。

ここで、転位が感じるポテンシャルとは、Peierls ポテンシャルでもよいし、不純物が作る Cottrell 雰囲気¹¹⁾ のようなものでもよい。(3) 式から期待される熱伝導度は $P \rightarrow 0$ で (2) 式と同じ結果になる。 P が大きくなるとともに、低温側での影響は少なくなって、(2) 式の場合より熱伝導度は大きくなる。LiF の場合、(2) 式を用いてよい結果を得たのは、イオン結晶の Peierls ポテン

表 1 試 料

| No. | 断面積 (mm ²) | 長さ (mm) | 伸び (%) | 最終応力 (kg/mm ²) | 比抵抗 ($\Omega \cdot \text{cm}$) | etch pit 密度 (cm ⁻²) |
|-----|---------------------------|------------|-----------|-------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|
| A-0 | 3.1×3.45 | 63 | — | — | 700 | 1.8×10 ³ |
| A-2 | 3.3×3.6 | 47 | 8.3 | 2.3 | 140 | 1.7×10 ⁶ |
| A-6 | 3.2×3.7 | 45 | 13.5 | 3.1 | 1800 | 2.7×10 ⁶ |

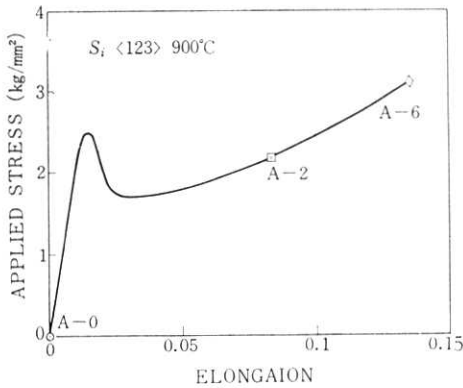


図 4 Si 単結晶の応力と歪の関係900°C, 歪速度 1.1×10⁻⁴ sec⁻¹。

シャルが小さい (P が小さい) ためである。 P が大きくなり過ぎると, (3) 式は (1) 式に比べても無視できる程になって, 歪場による散乱が表われると期待される。

3. 試 料

引き上げ法で作った n-型の Si 単結晶 (大阪チタニウム社製) から表 1 に示すような軸方位 <123> の試料 3 本を用意した。うち 2 本は真空中 900°C で引張り変形を行って転位を導入した。他の 1 本は比較のために, 同じ雰囲気において熱処理のみ施した。引張り試験は東北大学・金属材料研究所において, インストロン型の試験機に取付けた内熱形の真空炉の中で行なわれた。得られた伸びと荷重の関係を図 4 に示す。なお, 引張り方向の歪速度は 1.1×10⁻⁴ sec⁻¹ であった。

試料中の電気的不純物についての詳細は不明であるが比抵抗の測定結果を表 1 に示した。

引き上げ法で作った Si 単結晶は, floating zone 法で作った結晶に比べて, 多くの酸素を含むことが知られている。Si 中の酸素は赤外線吸収スペクトルの 9 μ のピークの大きさから定量することが出来る³³⁾。本研究の Hitachi-Perkin-Elmer 125 型赤外線スペクトルメータを用いて測定した 9 μ の吸収係数は約 2.9 cm⁻¹ で, 3 本の試料の間にはほとんど差はみとめられない。Kaiser ら³³⁾ が実験的に求めた 9 μ の吸収係数と酸素濃度との関係から, 本実験に用いた試料の酸素濃度は 5 ~ 6 × 10¹⁷ cm⁻³ と推定される。

試料中の転位密度は, Sirtl 液による腐蝕孔 (etch pit) の数から評価した。

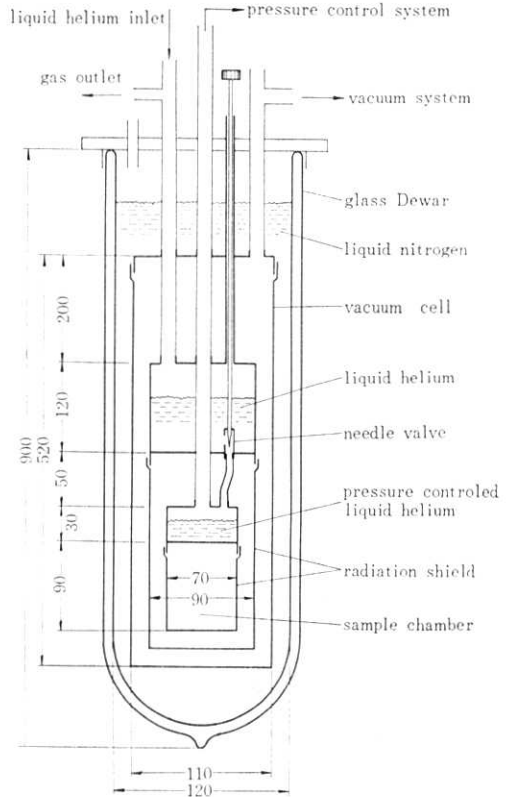


図 5 クライオスタット

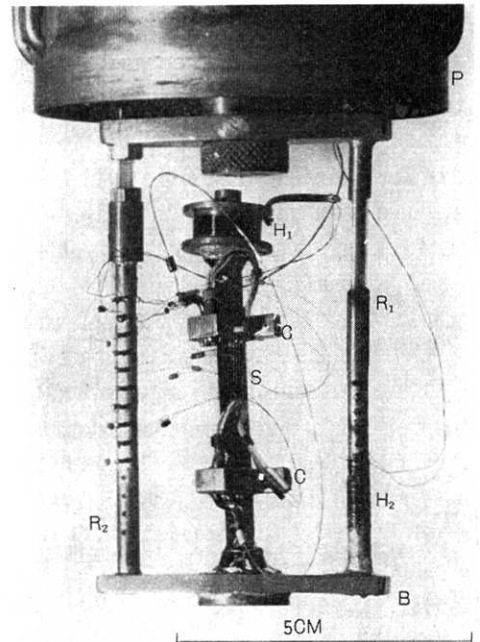


写真 1 試料室の内部。P: 液体ヘリウム減圧容器, S: 試料, H₁: 熱流供給用ヒータ, C: 温度計クランプ, B: 試料台座, R₁, R₂: 支持棒, H₂: 温度制御用ヒータ。

4. 熱伝導度の測定

1.3K—100Kの温度範囲で測定を行うために、図5に示すような構造の液体ヘリウム用クライオスタット（低温恒温槽）を用いた。熱伝導度の測定は、低温で一般的に行われている定熱流の方法によった。すなわち、棒状試料（断面積 S ）の一端を熱溜に接触させ、他端より電気的ヒーターで熱流 \dot{Q} を供給した時、試料上で距離 l だけ隔った二点に生じる僅かな温度差 ΔT を測定して、 $\dot{Q} = \kappa \cdot \Delta T \cdot S / l$ の関係から熱伝導度 κ を求める。その際に、系は十分定常でなければならない。

写真1は試料室内の模様であるが、試料室全体は約 2×10^{-6} Torrの真空断熱下にある。ヒータ(H_1)から供給される熱流(\dot{Q})は試料(S)—台座(B)—支持棒(R_1)を通して、温度制御された液体He容器(P)へ流れる。ヒータ(H_2)は温度制御のためのものである。試料(S)とヒータ(H_1)、および台座(B)との間はWood合金で固めてある。温度計取付け用のクランプ(C)はインジウムを介してバネの力で試料に押し付ける。リード線は、もう一つの支持棒(R_2)に設けたピンで熱的にアンカーしてある。マンガニン線(0.05 ϕ)を約400 Ω 巻いたもので、直流定電圧電源から0.1mW~1Wの電熱を供給する。

温度計には、Ge抵抗温度計(Scientific Instruments社)一対を主として用い、10K以上では、温度差の測定にAu—2.1%Co/Cuの熱電対を併用した。Ge抵抗温度計のうちの一つは、N. B. S.の基準温度目盛に基いて較正されたもので、較正精度は、絶対値に対して約0.2%である。これを二次基準として、もう一方のGe抵抗温度計と熱電対の較正を行った。

温度差の測定精度を上げるために、二重ヒータ法³⁴⁾を採用している。すなわち、 $\dot{Q} = 0 (\Delta T = 0)$ の時の2つのGe温度計の抵抗と、熱電対の起電力を測定した後、同じ温度で \dot{Q} を与えた時に生じる ΔT に対応した抵抗変化 ΔR 、あるいは熱起電力を測定する。その際に、 $\Delta T / T$ が数%ないしそれ以下になるように \dot{Q} を調整した。

Ge温度計の温度と抵抗の関係は7~8次の多項式で近似し、抵抗の温度係数(dR/dT)も求めておく。測定した電圧や熱起電力から熱伝導度と求めるには電子計算機に依らざるを得ない。

測定の精度はおおよそ次のとおりである。絶対温度 T に対する誤差0.2%以下、温度差 ΔT の測定誤差 $\pm 2\%$ 以下(ただし、2K以下では若干増加する)、熱流 \dot{Q} の誤差は最大0.5%、したがって、熱伝導度の測定誤差は同一試料においては相対的に $\pm 2.5\%$ 以下(2K以上)である。絶対値に対しては、試料の大きさ s/l の誤差3%が加わる。

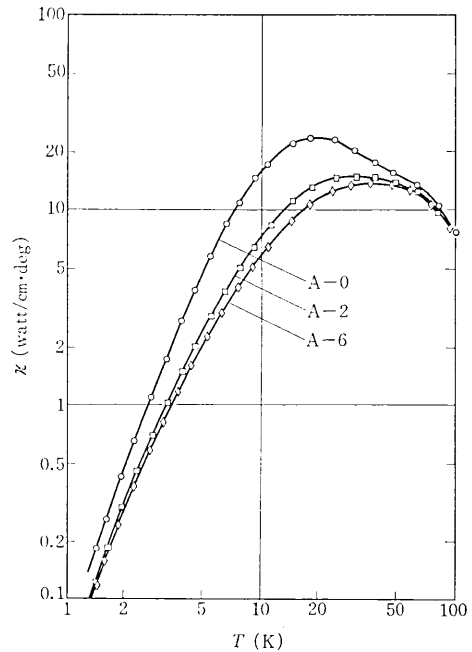


図6 Si単結晶の熱伝導度。試料については表1参照

5. 実験結果

図6は3本の試料の熱伝導度 κ と絶対温度 T の関係である。無変形の試料(A-0)の熱伝導度は10K以上の温度領域で酸素の影響と思われる温度依存性を示している³⁵⁾。塑性変形した2本の試料(A-2, A-6)の熱伝導度がピークの付近から低温側で減少していることはLiFの場合(図2)と同様であるが、その度合はLiFの場合ほど大きくはなく、温度依存性もゆるい。この減少分が、塑性変形で導入された転位によってフォノンが散乱され、その平均自由行程が短くなったためのものである。

6. 解析と考察

転位によるフォノンの散乱を論じるためには、転位以外の散乱過程と転位の効果を熱伝導度から分離しなければならない。

結晶にDebyeモデルを仮定し、いろいろな散乱過程が緩和時間 $\tau_i(\omega, T)$ の形で表現されているとすると、温度 T での熱伝導度 $\kappa(T)$ は次のような積分で表わされる^{2), 36)}。

$$\kappa(T) = \frac{1}{2\pi^2 v} \int_0^{\omega_D} \tau(\omega, T) C_{ph} \cdot \omega^2 d\omega + \kappa_2 \quad (4)$$

ただし、 $\tau^{-1}(\omega, T) = \sum_i \tau_i^{-1}(\omega, T)$,

$$C_{ph} = \frac{\hbar^2 \omega^2 \exp(\hbar\omega/k_B T)}{k_B T^2 \{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1\}^2}$$

ここで、 ω_D はDebye振動数、 \hbar はPlanck定数、 k_B はBoltzmann定数、 v は平均の音速である。 κ_2 はフォノン-フォノンのN-過程の効果を補償する項で、完全

表 2 フォノンの緩和時間

| 散乱過程 | 緩和時間 | パラメーターの値 | 文献 |
|--|--|--|--------------------------|
| フォノン -フォノン Normal- Umklapp- アイトープ 結晶表面 不純物散乱 | $\tau_N^{-1} = B_N \cdot T^3 \cdot \omega^2$ $\tau_U^{-1} = B_U \cdot T^3 \cdot \omega^2$ $\tau_I^{-1} = A_I \cdot \omega^4$ $\tau_B^{-1} = A_B \cdot \omega^2$ $\tau_o^{-1} = \frac{A_o T^2 \omega^2}{(\omega_o^2 - \omega^2)^2}$ | $B_N + B_U = 3.8 \times 10^{-24}$ $A = 1.32 \times 10^{-44}$ $A_B = 270, q = 0.3$ $A_o = 1.5 \times 10^{10}$ $\omega_o = 1.0 \times 10^{13}$ | 37) 37) 40) 41) |

度の高い結晶では重要となるが、ここでは無視できる。

転位以外に(5)式に含まれる散乱過程として、実験結果の解析に用いた τ_i の表現と各パラメーターの値を表2にまとめておく。表面散乱は、試料表面の状態によって変化するから³⁸⁾⁻⁴⁰⁾、ここでは、無変形試料(A-0)の4K以下の測定データに合わせて表2の形を決めた。不純物酸素によるフォノンの散乱機構については別に論じる⁴¹⁾。ここでは、その結果のみを用いる。電気的不純物の影響⁴²⁾は試料の比抵抗が大きいこととn-型であることを考慮すれば無視できる。

表2の τ_i^{-1} を(5)式で重ね合せて、(4)式を数値積分した結果が図7の実線(A)である。その際、転位による散乱は無視している。無変形試料(A-0)の測定値との一致は、 τ_o^{-1} の不確定さと、(4)式が単一分極の近似であることを考えると、十分満足すべき程度である。

さらに、転位による散乱の τ_D^{-1} を(5)式に加えて計算した結果を、塑性変形した試料(A-2, A-6)の測定結果と比較する。

最初に歪場による散乱(2.(1))を考慮して、 τ_D^{-1} として(1)式の形を採用してみる。

図7の実線は、 $\tau_D^{-1} = D \cdot \omega$ として D の値をいろいろに変えて計算したものである。実験結果は $T < 5$ K と $T > 10$ K でそれぞれ計算曲線によく一致している。

図8はそれを判り易くするために κ^2/T と T の関係を描いたものである D の大きさを理論値と比較すると表3のようになる。理論値 D_{th} としては(1)式に $b = 3.838 \text{ \AA}$, N には etch pit 密度を代入し、 $r = 1.9$ とした。この r の値は Si-Ge 合金の熱伝導度の解析結果⁴³⁾から求めたもので、(1)式と同じ物理的近似に基づくものである。転位密度のあいまいさと理論の近似の度合を考えると、 D_{th} と D_{exp} の一致は十分である。したがって、Si 中の転位によるフォノンの散乱機構としては歪場による散乱が支配的と考えられる。

10K 以上の D_{exp} は 5K 以下の値の約2倍になっているが、このような温度依存性は全ての転位が孤立しているのではなく転位双極子が共存していることを考慮すれば、以下に記述するごとく容易に説明できる。

転位双極子から十分離れたところの歪場は、反対符号の2本の転位の歪場が重ね合わさって相殺するために $1/r^3$ に比例して減少する。入射波の波長 λ が双極子の

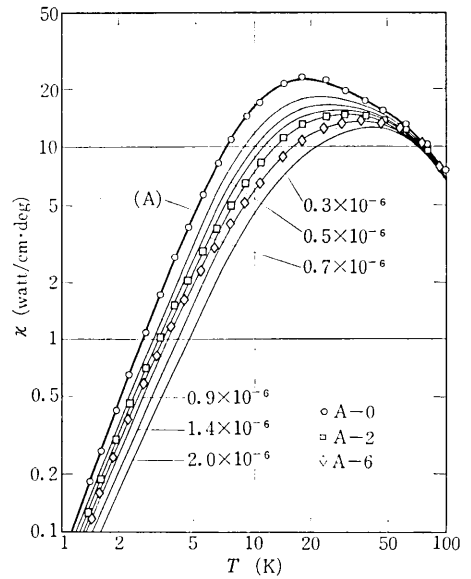


図7 Si 単結晶の熱伝導度の解析。実線(A)は表2の τ_i^{-1} を用いて計算した結果。他の細い実線は、 $\tau_D^{-1} = D \cdot \omega$ として計算した曲線(数字は D の値)。

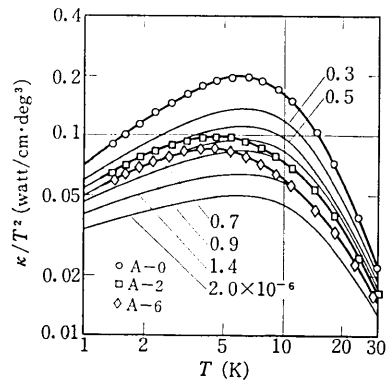


図8 Si 単結晶の熱伝導度の解析。図7と同じ計算結果を見易くするために κ/T^2 と T の関係を描いた。

表3 D_{exp} と D_{th} の比較

| 試料 | D_{exp} | | D_{th} |
|-----|----------------------|----------------------|-----------------------|
| | $T < 5K$ | $T > 10K$ | |
| A-2 | 0.5×10^{-6} | 0.9×10^{-6} | 0.30×10^{-6} |
| A-6 | 0.7×10^{-6} | 1.4×10^{-6} | 0.47×10^{-6} |

幅 R に比べて十分小さければ双極子は孤立した2本の転位と同じことになって、散乱確率は1本の場合のほぼ2倍になる。一方、 λ が R に比べて大きいときは、歪場の相殺のために散乱確率は孤立した転位の場合よりもずっと小さくなるであろう。

転位双極子によるフォノンの散乱幅は、孤立した転位の場合に Klemens が(1)式を求めたのと同じ手順で計算することができる。計算の結果を図9に示す。 k_o は入射波の波数ベクトル k の転位線に垂直な方向の成分で、双極子による散乱幅 w_d と孤立した転位による散乱幅

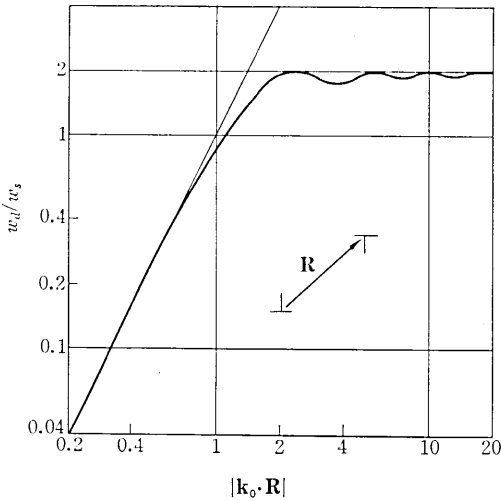


図9 転位双極子によるフォノンの散乱幅。k₀ は入射波の波数ベクトルの転位線に垂直な成分、k は2本の転位の距離ベクトル。図は、双極子による散乱幅と孤立した転位による散乱幅の比の形で描いてある。

ω_s の比が描いてある。散乱幅 ω と緩和時間 τ の関係は、転位密度を N とすると、τ⁻¹ ∝ N · ω である。

いま、孤立した転位 (密度 N_s) による散乱の緩和時間を τ_s とすると、

$$\tau_s^{-1} = C \cdot N_s \cdot \omega, \quad C \approx 0.6\gamma^2 b^2 \quad (6)$$

または双極子 (密度 N_d) による緩和時間を τ_d とすると、図9から、

$$\tau_d^{-1} \approx \begin{cases} 2C \cdot N_d \cdot \omega & (\omega > \sqrt{2}v/R) \\ C \cdot N_d \cdot R^2 \cdot \omega^3/v^2 & (\omega < \sqrt{2}v/R) \end{cases} \quad (7)$$

したがって、転位全体による緩和時間は図10の一番上の実線のように、

$$\omega > \sqrt{2}v/R \text{ のとき, } \tau_D^{-1} \approx C \cdot (N_s + 2N_d)\omega \quad (8)$$

$$\omega < \sqrt{2}v/R \text{ のとき, } \tau_D^{-1} \approx C \cdot N_s \cdot \omega \quad (9)$$

となる。すなわち、ω の小さい成分が支配的な低温では(9)式が、ω の大きい成分が支配的な高温では(8)式が熱伝導度を決めることになる。図8で測定点が2つの計算曲線の間を飛び移る温度はだいたい 7K = θ/100 この温度で κ に最も多く寄与するフォノンの振動数は ω ∼ 8.6 × 10¹¹ sec⁻¹、したがって R ∼ 1 × 10⁻⁶ cm となる。ところで、図9に示した計算はフォノンが転位双極子に垂直に入射した場合に相当し、入射方向が random であることを考慮すれば R はもっと大きく、2 ∼ 3 × 10⁻⁶ cm のときに実験結果と一致する。

次に、転位双極子の密度 N_d は、D_{exp}(T > 10K)/D_{exp}(T < 5K) = 2 であることと(8)、(9)式とから直ちに N_d = N_s/2、すなわち、全転位の約半分は双極子となっていると推定される。

Alexander^{41), 45)} が 520°C で変形した Ge 中の転位の模様を透過電子顕微鏡で観察した結果によれば、多数の転位は双極子を形成し、その幅は 5 × 10⁻⁶ cm 以下であ

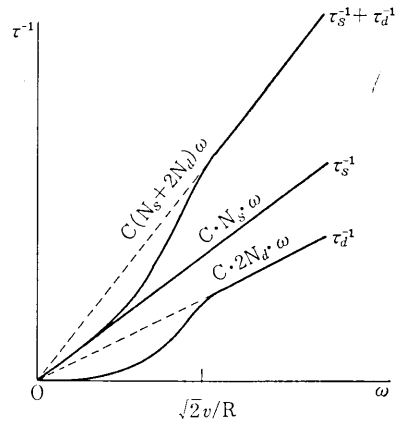


図10 孤立した転位と双極子が共存する時のフォノンの緩和時間。

る。Si について同様の観察は報告されていないが、Si の方が Ge より変形応力が高いことを考慮すれば、以上の解析結果は十分納得のゆくものである。

最後に、振動する転位による散乱(2.(2))を考える。Si 中の転位の Peierls 応力はイオン結晶に比べて2桁以上大きいと考えられている⁴⁹⁾。したがって、τ_D⁻¹としては(3)式を用いなければならない。(3)式で N と P をいろいろに変えて計算した結果の一部を図11に示す。試料 A-2 の実験結果に出来るだけよく合うような N と P の組は、N ∼ 1.0 × 10⁸ cm⁻²、P ∼ 0.5 × 10¹¹ dyn/cm² であるが、5 K 以下では不一致が甚だしい。N の大きさは表1の etch pit 密度と比較できる大きさであるが、Peierls 応力 σ_P = P/4 ∼ 125 kg/mm² は Lubush⁴⁶⁾ が見積った値 232 kg/mm² と較べて少過ぎる。以上のことから、Si 中では転位振動は主たるフォノンの散乱機構ではないと考えられる。

7. まとめ

転位によるフォノンの散乱は、直線状の孤立した転位の場合でさえも、複雑な問題であるが、実際の結晶中では、転位の形、配列、他の欠陥との相互作用等の要因が重なって一層複雑になる。しかし、熱伝導度の測定から、振動数の高いフォノン(熱フォノン)と転位の相互作用を通して、他の実験手段では得られないような知見が得られる可能性も大きい。本稿では、Si 単結晶についての研究結果を中心に、その一端を紹介した。

900°C で引張り変形した Si 中の転位について得られた結論を要約すると、つぎのとうりである。1) Si 中の転位の Peierls 応力は少なくとも 200 kg/mm² 以上であって、転位の振動は quench されている。そのため、低温の熱伝導度は歪場によるフォノンの散乱で決まっている。2) 引張り変形した Si 中では、全転位の約半数は転位双極子を形成している。双極子の平均間隔は 2 ∼ 300 Å 程度と推定される。この点に関しては、透過電子

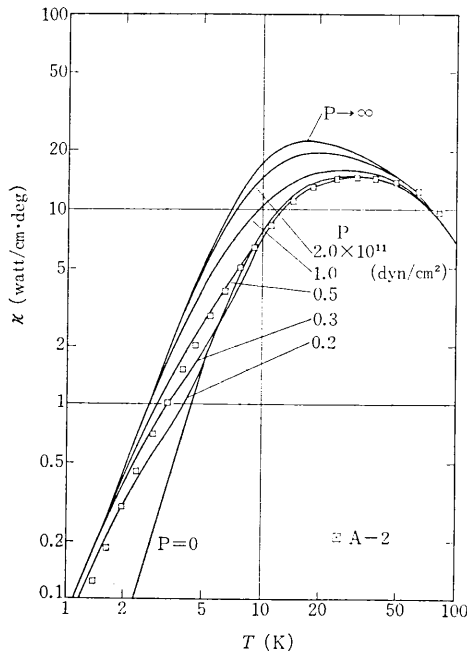


図 11 振動する転位によってフォノンが散乱されるとした時に期待される Si の熱伝導度。本文 2. の(3)式を用い、転位密度 $N=1.0 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}$ のときに、 P の値を変えて計算した結果を試料 A-2 の測定結果と比較している。

顕微鏡による直接観察が期待される。

謝 辞

本研究に際し、本所大井研究室より多大の御援助をいただきました。厚く感謝いたします。また、試料を準備していただいた東北大学・金属材料研究所の角野研究室に感謝いたします。

本研究の一部は、昭和 47 年度選定研究費による。

(1973 年 11 月 7 日 受理)

参 考 文 献

- 1) P. G. Klemens: Proc. Phys. Soc. A **68** (1955) 1113.
- 2) J. Callaway: Phys. Rev. **113** (1959) 1046.
- 3) R. Berman and J. C. F. Brock: Proc. Roy. Soc. A **289** (1965) 46.
- 4) P. D. Tacher: Phys. Rev. **156** (1967) 975.
- 5) R. O. Pohl: Phys. Rev. Letters **8** (1962) 481.
- 6) C. T. Walker and R. O. Pohl: Phys. Rev. **131** (1963) 1433.
- 7) M. Wagner: Phys. Rev. **131** (1963) 1443.
- 8) M. Wagner: Phys. Rev. **133** (1964) A 750.
- 9) J. N. Lomer and H. M. Rosenberg: Phil. Mag. **4** (1959) 467.
- 10) R. Zeifang: Phys. Status solidi **24** (1967) 221.
- 11) M. Kusunoki and H. Suzuki: J. Phys. Soc. Japan **26** (1969) 932.
- 12) R. L. Sproull, M. Moss and H. Weinstock: J. appl. Phys. **30** (1959) 334.
- 13) S. Ishioka and H. Suzuki: Proc. Intern. Conf. Crystal Lattice Defects, Kyoto, 1962, J. Phys. Soc.

- Japan **18** (1963) Supl. II, p. 93.
- 14) R. L. Sproull and R. O. Pohl: Proc. Intern. Conf. Crystal Lattice Defects, Kyoto, 1962, J. Phys. Soc. Japan **18** (1963) Supp. II, p. 89.
- 15) A. Taylor, H. R. Albers and R. O. Poh: J. appl. Phys. **36** (1965) 2270.
- 16) M. Moss: J. appl. Phys. **36** (1965) 3308.
- 17) V. M. Zakharov: Soviet Physics-Solid State **9**(1967) 1183.
- 18) T. Suzuki and H. Suzuki: J. Phys. Soc. Japan **32** (1972) 164.
- 19) 例えば、鈴木秀次著:「転位論入門」(アグネ), 第 7 章.
- 20) 鈴木敬愛・鈴木秀次: 日本物理学会第 24 回年会(1969) 講演予稿集 **5**, p. 192.
- 21) 佐藤正純・角野浩二: 日本物理学会 1972 年分科会予稿集 **2**, p. 153.
- 22) 後藤昌彦: 学位論文(東京工業大学, 1972)
- 23) P. G. Klemens: Solid State Physics ed. F. Seitz and D. Turnbull (Academic Press, New York, 1958) Vol. 7, p. 1.
- 24) P. Carruthers: Rev. mod. Phys. **33** (1961) 92.
- 25) H. Bross: Phys. Status solidi **2** (1962) 481.
- 26) H. Bross, A. Seeger and R. Haberkorn: Phys. Status solidi **3** (1963) 1126.
- 27) H. Bross, A. Seeger and P. Gruner: Ann. Phys. **7** (1963) 230.
- 28) K. Ohashi: J. Phys. Soc. Japan **24** (1968) 437.
- 29) F. R. N. Nabarro: Proc. Roy. Soc. A **209**(1951)278.
- 30) T. Ninomiya: J. Phys. Soc. Japan **25** (1968) 830.
- 31) T. Ninomiya: Fundamental Aspects of Dislocation Theory ed. A. Simmons et al., National Bureau of Standards Special Publication 317 (1970) Vol. 1, p. 315.
- 32) A. Granato: Phys. Rev. **111** (1958) 740.
- 33) W. Kaiser and P. H. Keck: J. appl. phys. **28**(1957) 882.
- 34) R. Berman and O. T. Huntley: Cryogenics **4**(1964) 233.
- 35) M. G. Holland: Proceedings of the Seventh International Conference on Low Temperature Physics (The University of Toronto Press, Toronto, Canada, 1961) p. 280.
- 36) J. A. Krumhansl: Proc. Phys. Soc. **85** (1965) 121.
- 37) M. G. Holland: Phys. Rev. **132** (1963) 2461.
- 38) H. B. G. Casimir: Physica **5** (1938) 495.
- 39) R. Berman, F. E. Simon and J. M. Ziman: Proc. Roy. Soc. (London) A **220** (1953) 171.
- 40) W. S. Hurst and D. R. Frankl: Phys. Rev. **186** (1969) 801.
- 41) 鈴木敬愛: 未発表
- 42) M. G. Holland and L. J. Neuringer: Proceedings of the International Conference on the Physics of Semiconductors, Exeter 1962 (The Institute of Physics and the Physical Society, London, 1962) p. 35.
- 43) B. Abeles, D. S. Beers, G. D. Cody and J. P. Dismukes: Phys. Rev. **125** (1962) 44.
- 44) H. Alexander: Phys. Status solidi **26** (1968) 725.
- 45) H. Alexander: Phys. Status solidi **27** (1968) 391.
- 46) R. Lubusch: Phys. Status solidi **10** (1965) 645.