

超格子における表面振動モードとフォノンの反射時間

—基板側からの表面フォノンの検出・励起—

水 野 誠 司

北海道大学大学院工学研究科 ㊄ 060-8628 北海道札幌市北区北 13 条西 8 丁目
Institut für Theoretische Physik, Technische Universität Dresden, D-01062 Dresden, Germany

(1998 年 7 月 2 日受理)

Surface Vibrational Modes and Reflection Time of Phonons in a Finite-Size Superlattice

Seiji MIZUNO

Department of Applied Physics, Hokkaido University
N 13 W 8 Kita-ku, Sapporo, Hokkaido 060-8628
Institut für Theoretische Physik, Technische Universität Dresden, D-01062 Dresden, Germany

(Received July 2, 1998)

We discuss the interaction of bulk phonons with surface vibrational modes in a finite-size superlattice. The incident phonons injected normally on the superlattice from a substrate are perfectly reflected, i.e., the reflection rate is unity irrespective of frequency. However, these phonons come back to the substrate with a large time delay when the frequency coincides with an eigenfrequency of the surface mode. This is due to the resonant interaction of the incident phonons with a surface vibrational mode. The results suggest that the surface vibrational modes are detectable from the other side of the surface by a time-resolved phonon reflection experiment.

1. は じ め に

半導体超格子は電子デバイスとしてすでに実用の域にあり、天然の物質にはみられない特性が利用されている。そのような超格子中におけるフォノンの振る舞いを理解しておくことは、電子格子相互作用を抑制して電子の高移動度化を実現するために重要なだけでなく、純粋に格子振動の観点からも興味深い¹⁻¹³⁾。

結晶中の格子振動の振る舞いを理解するために、まず最初に調べられるのは、フォノン分散関係である⁹⁾。超格子の分散関係は、バルク結晶の分散関係を、超格子の長周期に対応するミニブリルアン域に折り返すことによって得られる。そして、ミニブリルアン域の端と中心において周波数ギャップが生じ、フォノンのバンド構造が生じる (Fig. 1 (a))。この周波数ギャップ中の周波数を

もつフォノンは固有モードとして超格子中に存在することができない。ギャップの出現は、本質的に超格子の長周期構造による波動の Bragg 反射によるものであるで、フォノンであろうが電子であろうが、また電磁波であつても事情はまったく同じである。このフォノンの周波数ギャップを利用したデバイスとして、フォノンミラー、フォノン共振器などのいわゆる“フォノン光学デバイス”が提案され、フィルタリングや信号遅延等への応用が期待されている¹⁴⁾。

分散関係は、完全な周期性をもった結晶に対して、周期境界条件を用いて計算されるが、現実には作成される超格子は完全な周期性をもっていない。普通の結晶における 10^{23} 程度の周波数にくらべると、超格子の周期数は 10^2 程度と文字通り桁はずれに小さく、それだけ系が有限であることの効果が顕著に現れるであろう。また、超格子は必ず基板あるいは真空中に接しており、さらに一般には不純物を含んでいたり層厚が揺らいでいる。このよ

E-mail: mizuno@eng.hokudai.ac.jp

E-mail: mizuno@theory.phy.tu-dresden.de

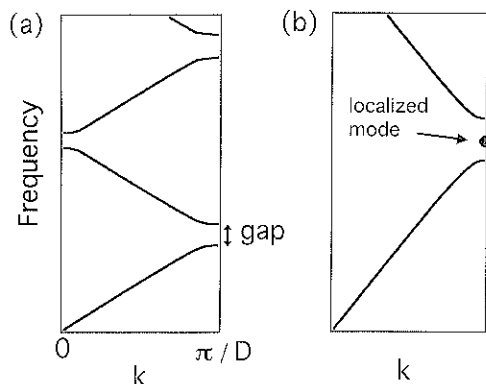


Fig. 1 (a) Phonon dispersion relation for a periodic superlattice and (b) a localized vibrational mode due to a defect layer (or a surface).

うな周期性を壊す要因があると、ギャップ中に局在モードが出現する場合は、よく知られている。(Fig. 1 (b))

したがって、より現実的な理論計算としては、有限系を対象としなければならない。理論的に取り扱いやすく直接実験と比較できるものに透過率、反射率があるが、これらは考える状況によってはまったく役に立たない。ここでは、そのような例として、表面を有する（真空に接した）有限サイズの超格子系に基板側から界面に垂直フォノンを入射するという状況を考える。この場合、透過率と反射率はすべての周波数のフォノンに対してそれぞれ 0, 1 となるので、超格子中のフォノンの振る舞いを知ることはできず、したがってこれまでこのような状況は考察されてこなかった。

本解説では反射係数の位相を調べることで、そのような状況においても、超格子中のフォノンの振る舞いを理解できることを示す。特に表面局在モードに注目し、表面モードの現れる条件、系の大きさが有限であることの効果等について議論する。この位相は、入射フォノン波束が超格子系と相互作用することによって生じる時間遅れと直接関係しているため、時間分解フォノン反射実験を用いて基板側から（いわば裏面から）超格子の表面局在モードの情報を得ることができるとわかる。また、表面局在モードが存在する場合のフォノン反射の様子を直接的に見るために、フォノン波束の時間発展シミュレーションの結果を示す。最後に、いくつかの表面科学への応用の可能性について触れる。

2. 理論的取り扱い

最近の実験においては数百 GHz 程度の周波数をもつフォノンが励起され、その伝播特性が研究されている。

本研究においても sub-THz 領域のフォノンを考える。sub-THz フォノンの平均自由行程は、低温において 0.1 mm のオーダー以上であることが実験的に示されているので、このフォノンは典型的な大きさの試料の中をバリスティックに伝播すると考えてよい。つまり、超格子の界面以外での散乱の効果は無視できる。GaAs, AlAs 等のバルクな半導体におけるフォノンの分散関係は、この周波数領域で、波数に線形である（数 THz の高周波数になって初めて線形からのずれが現れてくる）。したがって、GaAs/AlAs 超格子等の各層内において連続弾性体近似がよい精度で適用できる。つまり、このフォノンは超格子の長周期構造を感じるが、各層内における 1 個 1 個の原子の周期性は感じない。そういう周波数のフォノンを考えるということである。また、ここでは簡単のために入射フォノンが超格子の界面に垂直に入射する場合を考える。このとき、3つのフォノンモードはお互いにデカップルし、それぞれのモードを独立に取り扱うことができる（後の章での具体的な計算においては、縦波を取り扱う）。以上のような状況を考えると、フォノンの透過率および反射率等の表式を解析的に厳密に導出することが可能になる。

連続弾性体近似の範囲内においては、超格子の各層内のフォノンの変位および応力は単に前進する平面波と後進する平面波の和で表される。この変位と応力には、それぞれ超格子の各界面で連続でなければならないという境界条件が課される。この境界条件を取り扱うには、トランスフォーマトリックス法を用いるのが便利である。以下の章では、トランスフォーマトリックス法により解析的に求めた表式を用いて、超格子中のフォノンの振る舞いを議論する。

3. 透過率および反射率の計算

ここでは話の順序として、はじめに表面を有しない系を取り扱う。基板の上に超格子を成長させ、その上に検出層をのせた系 (Fig. 2) を考え、透過率と反射率の周波数依存性を計算する。すなわち基板側から単色フォノンを入射して検出層まで透過してくる確率或いは基板に戻ってくる確率を計算する。次に、局在振動モードの生じる 1つの例として、不純物を一層のみに含んだ超格子の透過率と反射率を計算する。その後で、検出層を取り去って真空に接した超格子系を取り扱う。以下の具体的な計算例では、超格子として (100)GaAs/AlAs 超格子を考える。

3.1 周期超格子

周期超格子におけるフォノンの透過率は Fig. 3 (a) のようになり、周波数ギャップ中のフォノンに対しては

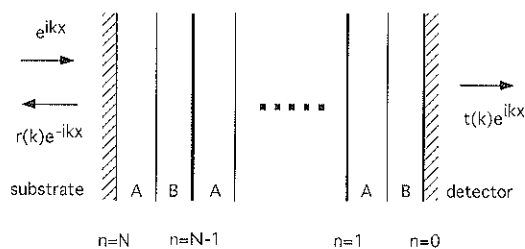


Fig. 2 Schematic of the finite-size superlattice system.

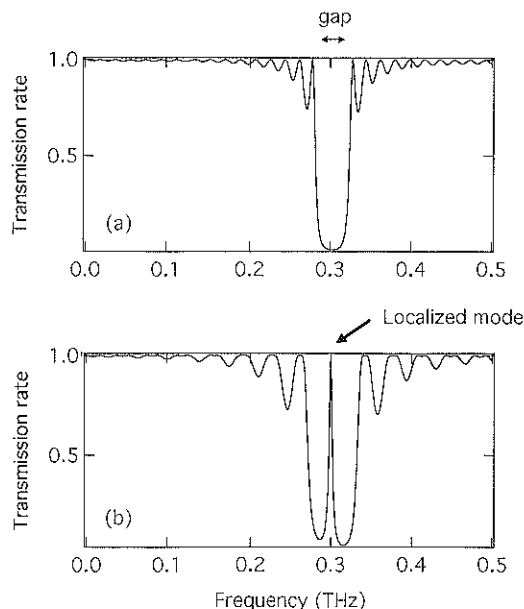


Fig. 3 Frequency dependence of the phonon transmission rates in (100)GaAs/AlAs superlattices (a) without and (b) with a impurity layer. Unit period is (GaAs)₁₅(AlAs)₁₅ and $N=16$.

透過率はかなり小さな値となる。これはフォノンのブラッグ反射、すなわち超格子の各界面からのコヒーレントな反射に対応している。今考えているのは有限系であるが、フォノン振幅が減衰するかしないかで、周波数ギャップとバンドを厳密に定義できる。周波数ギャップ中で透過率が完全に0にならないのは系の大きさが有限であるためである（この例では、周期数 $N=16$ 、単位周期長 85 Å として計算してある）。ギャップ中のフォノンの変位は、基板から超格子内に入るにつれて指数関数的に減衰する。このフォノン変位が完全に減衰する前に表面に達すると、透過率は有限の値をとるとことになる。減衰パラメータの周波数依存性も解析的に導出することができ、ギャップの中心では大きな値を取って早く減衰し、ギャップの端近傍では、ほとんど減衰しないことを

示することができる。

3.2 不純物層を一層含んだ周期超格子

この場合の透過率を Fig. 3 (b) に示す。最も特徴的なことは、ギャップ中に鋭いピークが出現したことである。このピークは、電子系における共鳴トンネル効果と対応付けて理解することができる。先に述べたように、ギャップ中のフォノンは超格子中で減衰する、つまり、その波数は虚数成分をもつ。言い換えると、超格子はギャップ中のフォノンに対して障壁 (barrier) として作用する。したがって、今考えている系を不純物層が2つの障壁に挟まれているとみなすことができ、電子系における2重障壁系と対応づけることが可能となる。2つの障壁（超格子部分）に挟まれた井戸（不純物層の部分）の中に離散的な準位が生じ、入射フォノンの周波数がこの準位に一致すると共鳴的にフォノンが透過するのである。この共鳴周波数および共鳴ピークの幅の解析的表式も近似的に導出でき、例えば、共鳴周波数が不純物層の厚さと共にどのように変化するかといったことも解析的に理解できる。

このように透過率（あるいは反射率）を計算することによって、不純物層等で周期性が壊された場合も含めて有限周期超格子中のフォノンの振る舞いを調べることができるが、系が表面を有する場合は事情が異なる。

3.3 表面を有する周期超格子

さて、ここからが本題であるが、3.1 で取り扱った系の検出層部分を取り去って、超格子が真空と接している系を考える。この場合、基板側から超格子に入射したフォノンはすべて反射される。周波数ギャップ中のフォノンは表面にたどりつく途中でブラッグ反射され、一方周波数バンド中のフォノンは減衰せずに表面まで伝播できるが結局は表面ですべて反射されてしまう。つまり、入射フォノンの周波数にかかわらず（また超格子中に不純物が含まれていようがいまいが、さらには考えている系が超格子であろうがなかろうが）、このような反射実験を考える限りにおいてはフォノンの反射率は厳密に1となる（ただしここでは垂直入射を考えている。斜入射の場合にはモード変換が生じるが、各モードの反射率の和は1となる）。したがって、このような反射実験を用いて超格子中のフォノンの振る舞いを調べることは一見不可能に思われるが、実はそうではない。反射率は反射係数の絶対値の2乗で定義されている。つまり、入射フォノンと超格子系との相互作用に関する情報は、反射係数の絶対値には含まれていないというだけであって、実は反射係数の位相部分がすべての情報を含んでいる。次の章では、この位相の周波数微分で定義される位相時間の計算を行い、有限サイズの超格子系の表面に局在する振

動モードについて議論する。

4. 表面を有する超格子系における反射位相時間の計算—入射フォノンと表面振動モードとの相互作用—

4.1 位相時間

位相時間は、反射（あるいは透過）係数の位相部分の周波数微分で定義される^{15~17)}。これは、考えている系に入射したフォノン波束がその系と相互作用することによって生じる時間の遅れ（あるいは進み）を表す。 x 方向に進む入射波束を平面波の重ね合わせで、

$$\psi_{\text{inc}}(x, t) = \int \frac{dk}{2\pi} \phi(k) e^{i(kx - \omega(k)t)} \quad (1)$$

と表すと、波束が超格子と相互作用して十分に時間が経過した後では、反射波束は反射係数 $r(k) = |r(k)| e^{i\beta(k)}$ を用いて

$$\psi_r(x, t) = \int \frac{dk}{2\pi} \phi(k) |r(k)| e^{-i(kx + \omega(k)t - \beta)} \quad (2)$$

と表される。入射波束のフーリエ成分 $\phi(k)$ が、 $k = k_0$ にピークを持つと仮定すると、(2) 式の積分が大きな値をとるための条件は、

$$\left. \frac{d}{dk} (kx + \omega t + \beta) \right|_{k_0} = 0 \quad (3)$$

により与えられ（定常位相の方法）、反射波束のピークは

$$x = -v \left(t - \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{k_0} \right) \quad (4)$$

に従って運動することがわかる。ここで、 v は基板における音速を表す。(4) 式から、波束はちょうど時間

$$\tau = \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{k_0} \quad (5)$$

だけ遅れて（あるいは進んで）反射されてきたように見えることが理解できる。

4.2 表面を有する超格子系における位相時間

我々は、表面を有する周期超格子系に対して、(5) 式で定義された位相時間の解析的表式を導出した²⁰⁾。その式を用いて具体的に計算した例として、(100)GaAs/AlAs 超格子の位相時間の周波数依存性を Fig. 4 に示す（ここでは、周期数 $N=8$ として計算した）。Fig. 4 (a) は真空中に接した層が AlAs の場合、Fig. 4 (b) は GaAs の場合である。位相時間は、 $\tau_0 = 2N(d_A/v_A + d_B/v_B)$ のまわりで振動している（ d_A , d_B は、A, B 層の厚さ、 v_A , v_B は A, B 層における音速をそれぞれ表す）。この τ_0 は、基板から入射したフォノンが超格子と相互作用せずに表面まで伝播し、表面で反射されて基板まで戻ってくるのに要する時間である。

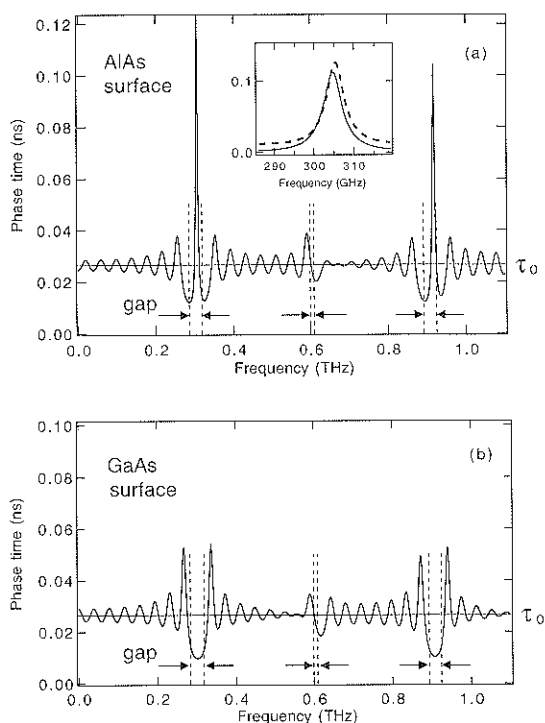


Fig. 4 Frequency dependence of the phase time of the longitudinal phonons reflected from a (100)GaAs/AlAs superlattice ($N=8$): the surface layer is (a) AlAs and (b) GaAs. Unit period is (GaAs)₁₅(AlAs)₁₅. Inset shows the exact (dashed line) and approximate (solid line) phase times, respectively.

Fig. 4 (a) において最も特徴的なことは、1 番目と 3 番目の周波数ギャップ中に鋭いピークが見られることである。2 番目のギャップ中、および Fig. 4 (b) ではそのようなピークは見られない。また、Fig. 4 (a), (b) において、鋭いピークを除いたギャップ領域では、 τ は τ_0 よりかなり小さな値をとっているが、これは基板から入射したフォノンがブラッグ反射されたことによる。ギャップ中の周波数を持つ入射フォノンはその振幅を指数関数的に減衰させて超格子中に侵入できるため、その分の時間の遅れを生じる。ただし、表面までたどり着く前に反射されているので、周波数バンド中のフォノンに比べて反射時間が小さな値となるわけである。以下では、Fig. 4 (a) で見られた鋭いピークつまり非常に大きな時間の遅れが生じるための条件を調べ、さらにこれが表面振動モードと入射フォノンとの共鳴相互作用によるものであること示す。

我々の導出した位相時間の解析的表式は 2 節で述べた仮定の下では厳密であり、具体的な系に適用して計算するには便利であるが、少々複雑であり、そのままの形

では見通しがよくない。そこで、超格子を構成するA層とB層の音響インピーダンス Z_A , Z_B がそれほど異ならないと仮定し、さらに表面局在モードはギャップの中心付近に現れることなどを考慮して近似的ではあるがexplicitな表式を導出した。

τ は m 番目の周波数ギャップ中において、

$$\tau = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{2\Gamma_m}{(\omega - \tilde{\omega}_m)^2 + \Gamma_m^2} \quad (6)$$

とローレンツ型で表される。ここで、共鳴周波数 $\tilde{\omega}_m$ 、およびピークの幅 Γ_m は

$$\tilde{\omega}_m = \omega_m + \frac{\varepsilon}{2\pi} \omega_1 \sin(2\omega_m d_A/v_A) \quad (7)$$

$$\Gamma_m = \frac{\omega_1}{\pi} \varepsilon \sin^2(\omega_m d_A/v_A) \left\{ 1 + \frac{\coth[N\varepsilon \sin(\omega_m d_A/v_A)]}{\sin(\omega_m d_A/v_A)} \right\} \quad (8)$$

で与えられる。 $\omega_1 = \pi(d_A/v_A + d_B/v_B)^{-1}$ 、 $\omega_m = m\omega_1$ はそれぞれ1番目および m 番目のギャップの中心周波数である。また、 $\varepsilon = Z_B/Z_A - 1$ は、A層とB層の音響ミスマッチを表す量で、(7)式と(8)式は ε の1次の範囲で導出した。Fig. 4 (a)のinsetには、厳密解および近似式(6)-(8)を用いて計算した1番目のギャップ中の位相時間が比較してあるが、両者はよく一致している(実線が近似式でドットが厳密解)。

(6)式を見ると、すべてのギャップ中に共鳴ピークが出現しそうだが、Fig. 4ではそうはなっていない。共鳴ピークが見えるためには、ギャップ幅に比べてピークの幅がある程度小さくしなければならない。 m 番目の周波数ギャップの幅 $|\Delta_m|$ は、 ε の1次の範囲で $|\Delta_m| = (\omega_1/\pi) |\varepsilon \sin(\omega_m d_A/v_A)|$ と表されるので、ピークの見える条件として、 $|\Gamma_m/\Delta_m| \ll 1$ すなわち、

$$|\sin(\omega_m d_A/v_A) + \coth[N\varepsilon \sin(\omega_m d_A/v_A)]| \ll 1 \quad (9)$$

を得る。この条件を満たすためには、左辺の第1項と第2項が反対符号で同程度の大きさを持たなければならない。したがって、まず、 ε は負でなければならないことがわかる。 $\varepsilon < 0$ というのは、真空に接しているB層の音響インピーダンスが、その内側のA層のそれに比べて小さい場合であり、Fig. 4 (a)が対応している。これは、端のある1次元2原子格子における振動モードの問題と比較すると理解しやすい。この場合、端の原子の質量が軽い場合に表面局在振動モード(Wallisモード)が生じる。端にある軽い原子の早い運動に、その隣の重い原子が追従できないために、振動が伝播できずに減衰するわけである。

さらに、(9)式の条件を満たすためには、 $(|\sin x| \leq 1, |\coth x| \geq 1)$ なので第2項の大きさはなるべく1に

近い値をとる方がよい。これは

$$|N\varepsilon \sin(\omega_m d_A/v_A)| \gg 1 \quad (10)$$

と書くことができる。Fig. 4 (a)の2番目のギャップにおいては、(10)式の条件が満たされてなかったのである(ちなみにこの場合、 $|\Gamma_2/\Delta_2| = 2.6$)。つまり、共鳴ピークはあるにはあるが、その幅が拡がりすぎているために見えなかったというわけである。

4.3 入射フォノンと表面振動モードとの共鳴相互作用

ここまでで示したことは、 $\varepsilon < 0$ と(10)式が同時に満たされた場合にのみ位相時間に共鳴ピークが見えるということであったが、この2つの条件が何を意味しているか、また共鳴ピークの起源は何かということにはまだ触れていない。以下では、これらのことを明らかにしていく。

トランスファーマトリックス法により、共鳴周波数 $\tilde{\omega}_m$ におけるフォノンの変位は

$$U_n = [\mu(\tilde{\omega}_m)]^n U_0 \quad (n=0, 1, 2, \dots), \quad (11)$$

と表されることがわかる。ここで、 n は超格子の一周ごとの界面に、表面から内部に向かって0, 1, 2, ...と番号付けしてある。減衰パラメータ μ は ε の一次の範囲で

$$\mu(\tilde{\omega}_m) \cong (-1)^n [1 + \varepsilon \sin^2(\omega_m d_A/v_A)] \quad (12)$$

と書くことができる。(12)式から、 $\varepsilon < 0$ の場合には $|\mu| < 1$ なので、周波数 $\tilde{\omega}_m$ のフォノンは表面に局在していることがわかる(表面振動モード)。一方 $\varepsilon > 0$ の場合には、 $|\mu| > 1$ となり表面から内部に入るに従って指数関数的に増大する解となっている。逆にいうと、基板から内部に向かって指数関数的に減衰しているわけであるが、これはギャップ中のフォノン一般についていえることである。したがって $\varepsilon > 0$ の場合には $\tilde{\omega}_m$ は何ら特別な周波数ではなく、位相時間のピークも見られないのである。

(12)式と(10)式を見比べると、(10)式は表面局在振動が系のサイズにくらべて表面付近によく局在しているための条件式となっていることがわかる。(12)式から、 $\sin(\omega_m d_A/v_A) \cong 1$ の場合に最もはやく減衰し($|\mu| \cong 1 + \varepsilon$)、 $\sin(\omega_m d_A/v_A)$ が小さな値をとる場合にはほとんど減衰しない($|\mu| \cong 1$)ことがわかる。Fig. 4 (a)における2番目のギャップにおいては、実際、 $\sin$ の項が小さな値になっており、非常に弱く局在している振動モードになっている。 $\sin$ の項が小さいので、(10)式も満たされていない。つまり、今考えているような有限系においては、周波数 $\tilde{\omega}_2$ のフォノンは超格子の端から端まで行ってもほとんど減衰せず、したがって、バンドの状態と区別がつかなくなっているのである。 N が無限大の極限(表面を有する半無限周期超格子に対応)を考

えると、 $|\mu|$ がほんのわずかでも1より小さければ減衰解としてバンド状態と区別され、(10)式も満たされて位相時間にピークが現れることになる。

4.4 ガウス型フォノン波束の時間発展シミュレーション

前節まででは、表面によく局在した振動モードが生じる場合には、反射フォノンの位相時間に共鳴ピークが出現するというを示した。ここでは、この共鳴的な時間の遅れをより直接的に理解し、また実験との対応を与えるためにガウス型波束の時間発展シミュレーションの結果を示す。

Fig. 5には、真空中に接した層が (a) AlAs の場合と (b) GaAs の場合についての結果が示されている。また、入射波束のフーリエ成分が位相時間と共にそれぞれ Fig. 5 (c), (d) に示してある。Fig. 5 (a) を見ると、表面層が AlAs の場合 ($\epsilon < 0$ で表面振動モードが生じる場合)

には、基板側から入射したフォノン波束が超格子系に入射すると、表面近くにしばらくの間トラップされていて、徐々にしみ出すように基板側に戻ってきている様子が見てとれる。このトラップされている時間が、共鳴的な時間の遅れに対応している。反射波束の形は、入射波束から著しく変化している。ここで用いたガウス型入射波束の場合、反射波束のすそは指数関数型となり、より長く尾を引いている。一方、表面層が GaAs の場合には、このようなことは起こらず、超格子系と相互作用した後でも同じ形で何事もなかったかのように基板側に戻ってきているのがわかる。

5. お わ り に

本稿では、有限サイズの超格子系に生じる表面振動モードと基板側から界面に垂直に入射したフォノンとの相互作用についての理論計算の結果を紹介した。2種類の

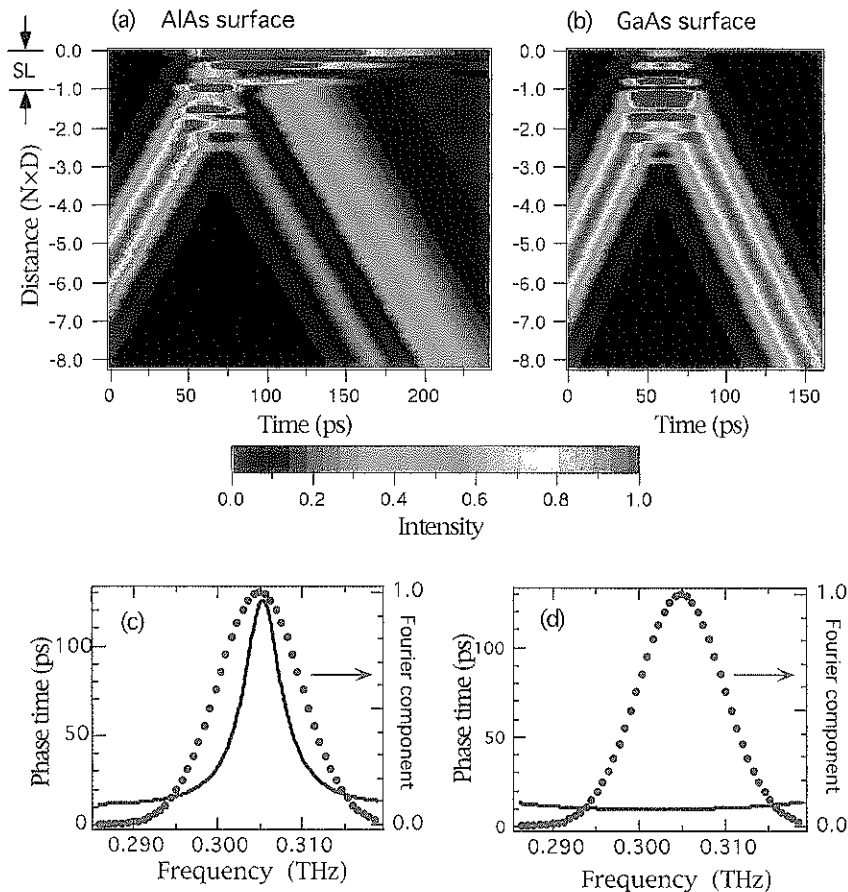


Fig. 5 Time development of the intensity of phonon packets reflected from the superlattice with (a) AlAs surface and (b) GaAs surface. The corresponding Fourier components of the initial packets are shown in (c) and (d) together with the phase time.

層から構成される超格子においては、真空中に接した層の音響インピーダンスがその内側の層のそれよりも小さい値を持つ場合に限って表面に局在したモードが生じる。そのような場合に、基板側から表面振動モードの周波数を持ったフォノンを入射すると、入射フォノンと表面局在モードの間に共鳴的な相互作用が生じる。入射フォンは表面付近にトラップされ、ある有限時間経過した後には基板側に戻ってくるのである。このトラップされている時間、すなわち、反射の際に生じるフォノンの時間遅れは、反射係数の位相部分の周波数微分で定義される位相時間でよく記述される。我々は、これらのことを解析的な計算およびフォノン波束の時間発展シミュレーションを用いて明確な形で示した。

この時間遅れの大きさは、たとえば、数値例で用いた約 70 nm の系において 0.1 ns 程度の大きさを持つ。この程度の時間遅れの大きさであれば、ピコ秒レーザで十分観測可能である¹⁹⁾。表面フォノンに関する実験は当然のことながら通常は表面側から観測される。しかしながら、表面側からの観測が何らかの理由で困難な場合、基板側からのフォノン反射実験が有用となる場合があると考えられる。あるいは、表面側からの観測と相補的な実験手段となることが期待できる。

また、逆にいうと、超格子を利用することで基板側から単色表面フォノンを励起することができる可能性がある。超格子の 1 周期の厚さを決めると周波数ギャップの位置が定まる。そして、音響インピーダンスの小さい物質を真空中に接するように配置する。そうすると、ギャップの中心周波数付近に表面振動モードが出現する。この周波数成分をもったフォノン波束を基板側から入射してやれば、表面付近の原子はある有限時間その周波数で大きく振動するというわけである。これは、例えば温度を上げることなく、きれいな表面を作成するのに有用かもしれない。また、表面での種々の化学反応を制御するのに利用できるかもしれない。残念ながら、今までのところ、このようなフォノンの反射実験による表面振動モードの観測は行われておらず、これからの試みが期待される。

なお、本稿で紹介した理論計算は北海道大学工学研究科田村信一朗先生との共同研究によるものである。また、本研究に関し貴重な議論をしてくださり、本解説を書くことをすすめてくださった筑波大学物質工学系重川秀実

先生に感謝いたします。最後に、1998 年 3 月 18 日に突然逝去された筑波大学物質工学系藤田光孝先生には、多くの有益な議論をしていただき、この解説を書くきっかけも与えて下さいました。深く感謝し、謹んでご冥福をお祈りすると共に本稿を捧げたいと思います。

文 献

- 1) V. Narayanamurti, H.L. Stormer, M.A. Chin, A.C. Gosard and W. Wiegmann: *Phys. Rev. Lett.* **43**, 2012 (1979).
- 2) O. Koblinger, J. Mebert, E. Dittrich, S. Dottinger, W. Eisenmenger, P.V. Santos and L. Ley: *Phys. Rev. B* **35**, 9372 (1987).
- 3) D.C. Hurley, S. Tamura, J.P. Wolfe and H. Morkoc: *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2446 (1987).
- 4) D.C. Hurley, S. Tamura, J.P. Wolfe, K. Ploog and J. Nagle: *Phys. Rev. B* **37**, 8829 (1988).
- 5) S. Tamura: *Proc. 3rd Int. Conf. Phonon Physics and 6th Int. Conf. Phonon Scattering in Condensed Matter*, Heidelberg, 1989 (World Scientific, Singapore, 1990) p. 703.
- 6) S. Tamura: *Phys. Rev. B* **38**, 1427 (1988).
- 7) S. Tamura: *Phys. Rev. B* **39**, 1261 (1989).
- 8) R.E. Camley, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski and A. Maradudin: *Phys. Rev. B* **27**, 1427 (1983).
- 9) B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, O. Hardouin Duparc, R.E. Camley and A.A. Maradudin: *Phys. Rev. B* **28**, 1711 (1983).
- 10) S. Mizuno and S. Tamura: *Phys. Rev. B* **45**, 734 (1992).
- 11) S. Mizuno and S. Tamura: *Phys. Rev. B* **45**, 13423 (1992).
- 12) S. Mizuno, M. Ito and S. Tamura: *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, 2880 (1994).
- 13) S. Mizuno and S. Tamura: *Phys. Rev. B* **50**, 7708 (1994).
- 14) V. Narayanamurti: *Science* **213**, 717 (1981).
- 15) E.P. Wigner: *Phys. Rev.* **98**, 145 (1955).
- 16) E.H. Hauge, J.P. Falck and T.A. Fjeldly: *Phys. Rev. B* **36**, 4203 (1987).
- 17) E.H. Hauge and J.A. Støvneng: *Rev. Mod. Phys.* **61**, 917 (1989).
- 18) A.M. Steinberg, P.G. Kwiat and R.Y. Chiao: *Phys. Rev. Lett.* **71**, 708 (1993).
- 19) See, for example, H.J. Maris, C. Thomsen and J. Tauc: "Phonon Scattering in Condensed Matter", ed. by A.C. Anderson and J.P. Wolfe (Springer, Berlin, 1986) p. 374.
- 20) S. Mizuno and S. Tamura: *Phys. Rev. B* **53**, 4549 (1996).