

表面担体と結合した表面電磁波

九大教養 中山正敏

最近、半無限の誘電媒質の境界面付近に局在した電磁波の研究がなされている。これらは真空と自由平面で接している一様な媒質を扱い、媒質の誘電的性質に応じて表面プラズモン、表面ポラリトン等のモードが観測されている。これらの波は、表面から遠ざかると消衰し、消衰定数は表面に沿っての伝播の波数の程度である。ところで、ヘリウム表面に捕えられた電子系、MOS反転層内の電子、InAs劈開面反転層内の電子等、表面の極く近くに局在し面に沿っては自由に動ける担体系の存在が知られている。担体層の巾は、 $100 \text{ \AA}$ 以下であって、赤外光の波長に比べれば十分に小さい。このような場合には一様な媒質の一つの極限として、担体層を界面に沿って動ける表面電荷で近似し、それを挿んで2種の誘電媒質があると模型化することができる。本研究はこの模型における表面電磁波の分散を論じる。

$z=0$ を境界面とし、それを挿んで一様な誘電媒質があるとする。誘電関数を η ($z > 0$)と ϵ ($z < 0$)とする。面に沿って x 方向に $e^{i(kx-\omega t)}$ で伝わる電磁波の中で表面電荷と結合するモードとして $E_y = 0$ (THモード)を考える。電場は伝播指数因子を別にして

$$z > 0$$

$$E_x^+ = E_0 \exp(-\delta z) \quad (1)$$

$$E_z^+ = (i k / \delta) E_0 \exp(-\delta z) \quad (2)$$

$$\delta = \sqrt{k^2 - \eta \omega^2 / c^2} \quad (3)$$

$$z < 0$$

$$E_x^- = E_0 \exp(-\alpha z) \quad (4)$$

$$E_z^- = -(i k / \alpha) \exp(-\alpha z) \quad (5)$$

$$\alpha = \sqrt{k^2 - \epsilon \omega^2 / c^2} \quad (6)$$

と書ける。境界条件は表面電荷 ρ_s を考慮して

$$\eta E_z^+(0) - \epsilon E_z^-(0) = 4\pi \rho_s \quad (7)$$

である。表面に沿っての電荷保存式を使えば

$$\rho_s(k, \omega) = (k \sigma_s(k, \omega) / \omega) E_0 \quad (8)$$

である。 σ_s は表面伝導率。

結局求める分散式は、

$$\frac{\eta}{\delta} + \frac{\epsilon}{\alpha} = \frac{4\pi \sigma_s}{i\omega} \quad (9)$$

となる。 σ_s を自由電子近似で計算すれば、(9)式は、

$$\frac{\eta}{\delta} + \frac{\epsilon}{\alpha} = \frac{c \Omega_s}{\omega^2} \quad (10)$$

$$\Omega_s = 4\pi e^2 N_s / m^* \quad (11)$$

となる。 N_s は表面担体濃度である。

(10) 式で与えられる分散関係は、表面電荷のない場合 ($\Omega_s = 0$) とは定性的に異なる。 $\Omega_s = 0$ ならば、(10) 式は $\eta \epsilon < 0$ の領域にしか解を持たない。プラズマ型分散なら $\omega < \omega_p$ 、イオン結晶型分散ならば、 $\omega_i < \omega < \omega_l$ に解は限られる。しかし、 $\Omega_s = 0$ ならばすべての ω に対して (10) を満たす k が 1 つはある。表面電荷の効果を表わす Ω_s は、 $N_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 、 $m^* = 0.1 m_e$ の場合に $\Omega_s \approx 10^{12} \text{ sec}^{-1}$ となる。

$\Omega_s \neq 0$ の時の分散の例として、 η は分散なし、 $\epsilon(0) > \eta$ の場合の特徴を列記する。

- (1) $k \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow 0$ (プラズマ型分散のない時) $\omega \rightarrow ck / \sqrt{\epsilon(0)}$
- (2) $\omega \rightarrow 0$ (プラズマ型分散のある時) $\omega \rightarrow (\Omega_s = 0 \text{ の表面プラズマモード})$
- (3) $\epsilon(\omega)$ の特異点 (イオン結晶の ω_l)。 $k \rightarrow \infty$ とともに $\omega \rightarrow \omega_l - O(1/k)$ 。バルクのポラリトンでは $\omega \rightarrow \omega_l - O(1/k^2)$
- (4) ω 大 $\omega \rightarrow [c \Omega_s k / (\epsilon(\infty) + \eta)]^{1/2}$

これらの結果を有極性半導体の場合に定性的に図示した。(1図)

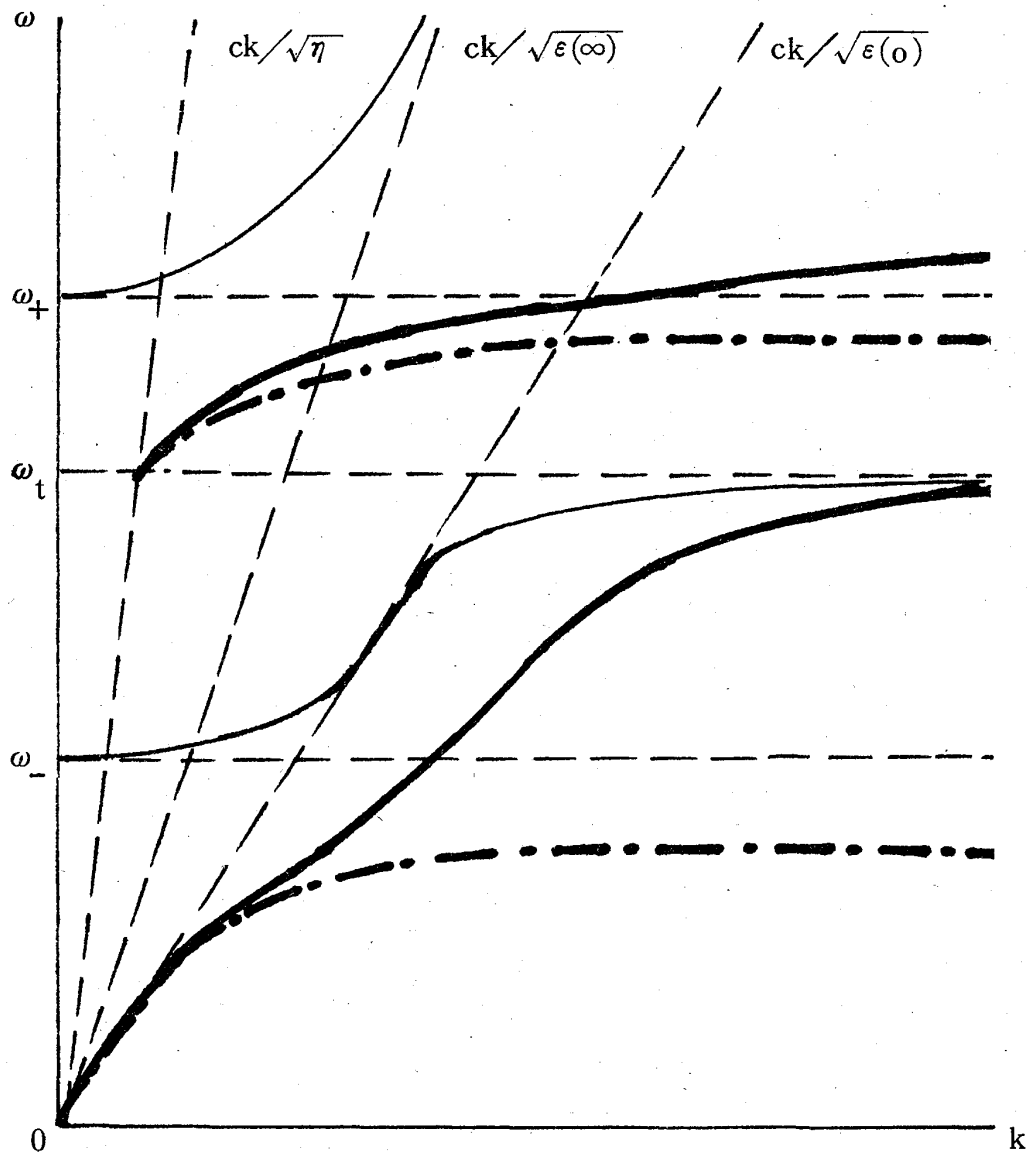


図1 ϵ が有極性半導体の場合の分散概念図

—— バルクモード - · - $\Omega_s = 0$ の表面波モード
 — $\Omega_s \neq 0$ の表面波モード

ここで導いたモードを観測することは可能であろう。なお、表面層担体は面に垂直な運動が量子化されている必要はない。面に沿って進む面に垂直な分散波は空間電荷を作らない。表面担体とみなせるためには電磁波の波長に比べて十分狭い層内に担体が局在しておればよい。したがって、強く吸収される光によって表面近くにつくられた光担体に

中山正敏

についてもこの理論は適用できる。表面波の分散を通して、逆に表面担体の σ_s について知見を得ることも期待できる。

現実の MOS では、酸化物側(η)の厚さ L^+ が有限である。この場合には $\eta > \epsilon(0)$ であれば酸化物層内では多重反射しながら面に沿って進む波がありうる。この場合の分散式は、

$$\frac{\epsilon}{\alpha} - \frac{4\pi\sigma_s}{i\omega} = \frac{\eta}{\beta} \cot \beta L$$

となる。 $\beta = \sqrt{\eta\omega^2/c^2 - k^2}$ 。

外磁場のある場合の分散は、現在検討中である。また圧電性結晶中の Bleustein-Gulyaev 波の表面担体による吸収・増巾も同じようにして論じることができる。

第 2 日 (午 前 の 部)

もともと、江沢さんが名を連ねるべきところに、Bell 研に行かれた御本人の代りのピンチヒッターとして私が世話人の 1 人となり、しかも、小野、佐久間、寺倉氏の大変ガッチリした理論のセッションの座長を努め(?)ねばならなくなったのは、ただただ江沢さん、中村さん(こちらも外遊!)達との半導体表面反転層の電子の surfon 散乱移動度を計算した論文に名を連ねたため、他意はございません。私自身にとっては身から出たサビであきらめますが、これを読まれる方にはワサビの効いた紹介が出来ないことはまことに申し訳なく、理論屋の外遊を阻止できなかったことを深くおわびいたします。

最初の小野さんのお話は、電子の表面状態を計算するために導かれた Garcia-Moliner と Rubio による surface Green function の方法(従来の波動関数の matching をとる方法に比べて、実波数に対するバンド構造の知識だけで表面状態の知識が得られるところに特徴があるようです。)を、格子系に適用できることを導いたものです。これを 1 次元格子に適用した場合、最近接相互作用に対しては、界面状態の計算は、界面をはさんだ二つの格子系を一つづつの質量でおき換え、それらをバネで結んだ系の固有振動を計算することと等価であることが示されました。そして、局在状態の存在条件が明らかにされました。1 次元モデルから進み出て、現実的な界面をもつ格子系に対して計算を進めるときには、最近接相互作用は仮定できなくなるでしょうから、どのように理論が展開されるのか、将来の発展に興味が持たれました。

佐久間さんのテーマである mass defect による surfon の散乱は、前日の御子柴さんのお話のような表面弾性波の固体エレクトロニクスでの応用とも関係があり、また、アポロ衛星が月で発見させた地震波が予想以上に長時間にわたって余韻を残したことが、月面のクレーターあるいは隕石による地震波の散乱によるランダム化で説明される可能性もあるなど、ミクロな固体表面とマクロな固体表面のいずれにも関係ある一般性の広い話題です。佐久間さんは、Chew-Low が中間子散乱の計算に使った方法をこの問題に適用されて、すべての surfon モードに対して厳密に計算されました。そして、Si の諸定数をあてはめると、 $1 \sim 3 \times 10^{13} \text{ sec}^{-1}$ の周波数で鋭い共鳴散乱が現れること

中山正敏

がわかりました。この結果は、現在のマイクロ波超音波領域の実験にはかゝりませんが、将来、熱パルスの測定技術が進歩したとき、実験的に検証されることでしょう。なお、この計算では mass defect の recoilが入っていないようで、この点について活発な議論がありました。mass defect の dynamics を含めて、このお仕事の発展が期待されました。

寺倉さんは、Ni を (100) 面に平行に 9 原子層、(110) と (100) 面にそれぞれ、5 原子層とった系に対して tight-binding の計算をされて、表面から各原子層毎に電子の状態密度と磁気モーメントを求めました。最近話題となっている Fe, Ni, Co などの表面効果が主役を果しているやに見える実験事実群の交通整理をしようとされたのです。その結果、表面 1, 2 層の原子は磁気モーメントを持たないという dead layer 説を裏付け、放出電子のスピンの偏極の実験に対してはバルクのバンドの知識と比べると格段に有利な状態密度構造が表面原子に対して導かれましたが、メスバウアー効果というダンパーカーが現われたりして、まだ交通はスイスイとは進みません。交通渋滞の原因は理論だけではなく実験の例にもあるのかもしれず、それぞれの測定結果が導かれた試料表面がどの程度に等価であるのか、あるいは理論的モデルに合致しているのか、まだ不定のところがあるようです。いづれにせよ、混雑する十字路の中で寺倉さんの笛の音が高らかに響いたことは誰の耳にも明らかでした。(川路紳治)