

層間化合物における二次元プラズマ II

渡 辺 丕 俊

(昭和56年9月25日受理)

Two-Dimensional Plasmons in Intercalation Compound II

Hirotoishi WATANABE

(Received September 25, 1981)

緒 言

層間化合物においては、それを構成する電子の一部の易動度が平面内において非常に大きい。前の論文¹⁾において、それらの電子を二次元平面内における自由電子と見なすと、それに生ずるプラズマモードが二つの層の間で結合状態を作ること示した。この論文においてはその拡張を行い、多くの層内に生じる二次元プラズマモードの結合による分散を調べてみる。

I 序

グラファイト等に代表される層間化合物に特徴的ないくつかの性質については前の論文¹⁾(以下論文 I とする)で述べた。電荷分布の本質的な特徴についてさらに記すと、次のような点が挙げられる²⁾。まず、たとえばグラファイトに金属をインターカレートさせた、いわゆるドナータイプの層間化合物では、金属原子の原子当りのグラファイトの π バンドへの電子移動度を示す f 値が、第二ステージ以上ではほとんど1に等しく、それら電子の層内における易動度が非常に大きい。またグラファイト原子と、金属原子との軌道電子のハイブリダイゼーションは非常に小さい。そしてグラファイト原子による層上でのポテンシャルの空間変化は、層面よりの距離を z とし、面内の最小逆格子ベクトルを G とすると、 $\exp(-zG)$ のオーダーで非常に小さく、グラファイトと金属の層はそれぞれ構造のない平面層と見なしてよい。さらにグラファイト層間の距離は $5\sim 6\text{\AA}$ であり、電子のホッピングが無視できるからグラファイトの層はお互に

デカップルしているのに対して、金属よりグラファイトに移動した電子はその80%以上がシールド効果の為に最隣接のグラファイトの π バンドに入る。したがって移動した電子は最隣接のグラファイト層にほとんど入っているが、グラファイト層の間では電荷の移動は無いものと考えることができる。以上の理由により論文 I では、電荷が層の中だけに存在すると仮定し、そこで形成される二次元プラズマが、隣接する二つの層の間で結合し、新しいモードが作られることを示した。この論文においてはその結果をさらに拡張し、多くの層の中で作られたプラズマがお互に結合し、新しいモードを作ること示す。

論文 I の場合と同様に、ここで扱うモデルは、電子により作られる二次元プラズマモードと、イオンにより作られる二次元プラズマモードをそれぞれ独立に扱うことができる。したがってアクセプタータイプの層間化合物についても、全く同じ取り扱いができることを注意しておく。

II モデルの分散関係式

層間化合物のモデルとして前節で述べた理由から図1のように単純化されたものを考える。図の中で D は、2つのインターカレイトの層間距離を、 L はインターカレイト後の金属層をはさむ二つのグラファイト層の間の距離の大きさを示す。以下の計算は論文 I と同様の方法で行い同じ記号を使って述べることにする。論文 I にしたがって、電場の強さを $E(\mathbf{r}, t)$ 、電気ポテンシャルを $\phi(\mathbf{r}, t)$ 、変位ベクトルを $D(\mathbf{r}, t)$ 、電荷密度を $\rho(\mathbf{r}, t)$ 、異方性を考えた誘電率テンソルを $\vec{\epsilon}(\mathbf{r}, t)$ とすると、それらを波数ベクトル \mathbf{k} と振動数 ω によりフーリエ変換した関数の間には、次の関係が成り立つ。

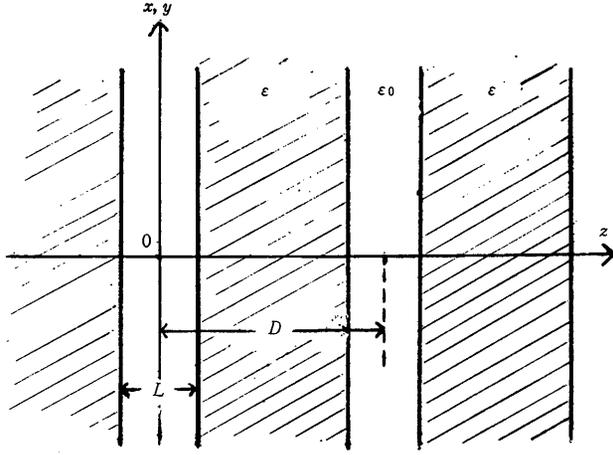


図1 層状化合物のモデルと座標の取り方

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) = -i\mathbf{k} \cdot \phi(\mathbf{k}, \omega) \quad (1)$$

$$\mathbf{D}(\mathbf{k}, \omega) = \vec{\epsilon}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) \quad (2)$$

$$i\mathbf{k} \cdot \mathbf{D}(\mathbf{k}, \omega) = 4\pi\rho(\mathbf{k}, \omega) \quad (3)$$

そこで、グラファイトのような非等方的な物質では c 軸に平行にとった z 方向への誘電率を ϵ_z 、それに垂直にとった x, y 方向への誘電率を ϵ_{\perp} として上の式をまとめると、次のようなポアソン方程式が求まる。

$$\phi(\mathbf{k}, \omega) = \frac{4\pi}{\epsilon_{\perp}k_x^2 + \epsilon_{\perp}k_y^2 + \epsilon_z k_z^2} \rho(\mathbf{k}, \omega) \quad (4)$$

そこで $k_x^2 + k_y^2 = \kappa^2$ と書くと空間 時間表示によるポテンシャルは、

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{4\pi}{(2\pi)^4} \int d\mathbf{k} \int d\omega \frac{\rho(\mathbf{k}, \omega)}{\epsilon_{\perp}\kappa^2 + \epsilon_z k_z^2} \times \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t) \quad (5)$$

と求まる。ここで前の節で述べたとおり、金属原子より移動した電子は、最隣接のグラファイト層にだけ移動し、そこで電荷の時間的な揺動が起きるものと考えられる。ちなみに最隣接層上での電荷密度は $6.4 \times 10^{14}/\text{cm}^2$ 程度と見積もられている。また高ステージのインターカレーションでは、金属原子層に隣接していないグラファイト層内の電子にも揺動がおきるのであるが、そこでの電荷密度は小さいために、二次元プラズマ振動数も小さく、最隣接のグラファイト層の電子の揺動と結合しないと考える。以上の事から正電荷の分布 $\rho_+(\mathbf{r})$ と負電荷分布 $\rho_-(\mathbf{r})$ を次のように仮定する。

$$\rho_+(\mathbf{r}) = \sum_n \rho_+ \delta(z - nD) \quad (6)$$

$$\rho_-(\mathbf{r}) = \sum_{n,\pm} \left(-\frac{\rho_{\pm}}{2} \right) \delta\left(z - nD \pm \frac{L}{2}\right) + \tilde{\rho}_-(\mathbf{r}, t) \quad (8)$$

ここで ρ_{\pm} は正電荷密度を示す一定値とし、 $\delta(z)$ はデルタ関数、また $\tilde{\rho}_-(\mathbf{r}, t)$ は時間的に揺動する電荷密度を示す。さらにこの電荷の分布を、静的な部分 $\rho^I(z)$ と時間的に揺動する部分 $\rho^{II}(\mathbf{r}, t)$ にまとめなおし、後者も最隣接のグラファイト層上にだけ存在することを仮定すると、次のように書ける。

$$\rho^I(z) = \sum_n \rho_+ \delta(z - nD) - \sum_{n,\pm} \frac{\rho_{\pm}}{2} \delta\left(z - nD \pm \frac{L}{2}\right) \quad (8)$$

$$\rho^{II}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\rho}_-(\mathbf{r}, t) = \sum_{n,\pm} \rho_{n,\pm}(\mathbf{r}, t) \delta\left(z - nD \pm \frac{L}{2}\right) \quad (9)$$

ここで $\rho_{n,\pm}$ は番目のインターカレイト層に隣接する二つのグラファイト層の電荷の揺動を表わす。上の(8)、(9)式をそれぞれフーリエ変換して

$$\rho^I(k_z) = \int \rho^I(z) \exp(-ik_z \cdot z) dz \quad (10),$$

$$\rho^{II}(\mathbf{k}, \omega) = \int \rho^{II}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + i\omega t) d\mathbf{r} \cdot dt \quad (11)$$

とすると、

$$\rho^I(k_z) = \sum_n \left(\rho_+ \exp(-ik_z \cdot nD) \right) - \frac{\rho_{\pm}}{2} \exp\left[-ik_z \left(nD - \frac{L}{2}\right)\right] - \frac{\rho_{\pm}}{2} \exp\left[-ik_z \left(nD + \frac{L}{2}\right)\right], \quad (12)$$

$$\rho^{II}(\kappa, k_z, \omega) = \sum_{n,\pm} \rho_{n,\pm}(\kappa, \omega) \exp\left[-ik_z\left(nD \mp \frac{L}{2}\right)\right] \quad (13),$$

と求まる。(12) 式を (5) 式に代入し、静的電荷よりの寄与によるポテンシャルの大きさ $\phi^I(z)$ は、ポテンシャルの定数部分を境界上で適当に定めることに注意して次のように求まる。

$$\begin{aligned} \phi^I(z) &= \frac{4\pi}{2\pi} \sum_{n,\pm} \int \frac{\rho_+ \exp(-ik_z nD) - \frac{\rho_+}{2} \exp\left[-ik_z\left(nD \mp \frac{L}{2}\right)\right]}{\epsilon_0(\kappa^2 + \delta^2)} \\ &\quad \times \exp(ik_z \cdot z) dk_z \Big|_{z \rightarrow +0} \\ &= \frac{2\pi}{\epsilon_0} \rho_+ \sum_{n,\pm} \left(-|z - nD| + \frac{1}{2}|z - nD \pm \frac{L}{2}|\right) \quad (14). \end{aligned}$$

ここで ϵ_0 は真空中の誘電率を示し、微小値 δ は積分が、グラフィイト層の境界面上の真空領域の中で行われたことを表わす。この結果はきわめて当然である。

次に電荷の揺動する部分からもたらされるポテンシャル $\phi(r, t)$ は (13) 式と (5) 式より

$$\phi^{II}(\kappa, z, \omega) = 2 \sum_{n,\pm} \int \frac{\rho_{n,\pm}(\kappa, \omega)}{\epsilon_1 \kappa^2 + \epsilon_2 k_z^2} \exp\left[ik_z\left(z - nD \pm \frac{L}{2}\right)\right] dk_z \quad (15)$$

である。このポテンシャルと変位ベクトルは、図2のような任意の m 番目のギャップの両側の境界上で連続条件を満たさなければならない。

まず図2のIの領域におけるポテンシャル ϕ_I^{II} は δ を微小量として (15) 式より

$$\begin{aligned} \phi_I^{II}(\kappa, mD - \frac{L}{2} - \delta, \omega) &= 2 \sum_{n,\pm} \int \frac{\rho_{n,\pm}(\kappa, \omega)}{\epsilon_1 \kappa^2 + \epsilon_2 k_z^2} \\ &\quad \times \exp\left[ik_z\left((m-n)D \pm \frac{L}{2} - \frac{L}{2} - \delta\right)\right] dk_z \quad (16), \end{aligned}$$

また (1) と (2) 式より変位ベクトルの z 成分の大きさ D_{1z}^{II} は

$$D_{1z}^{II}(\kappa, mD - \frac{L}{2} - \delta, \omega) = -\epsilon_2 \frac{\partial \phi_I^{II}}{\partial z}$$

$$\begin{aligned} \sum_n \rho_{n,+} \left\{ e^{-\frac{\kappa L}{2}} \left[\frac{\epsilon_0 \kappa \exp[ik_z((m-n)D - \delta)] - \epsilon_2 \cdot ik_z \exp[ik_z((m-n)D - \delta)]}{\epsilon_1 \kappa^2 + \epsilon_2 k_z^2} dk_z \right] \right. \\ \left. - e^{\frac{\kappa L}{2}} \left[\frac{\epsilon_0 \kappa \exp[ik_z((m-n)D + L + \delta)] - \epsilon_2 \cdot ik_z \exp[ik_z((m-n)D + L + \delta)]}{\epsilon_1 \kappa^2 + \epsilon_2 k_z^2} dk_z \right] \right\} \\ + \sum_n \rho_{n,-} \left\{ e^{-\frac{\kappa L}{2}} \left[\frac{\epsilon_0 \kappa \exp[ik_z((m-n)D - L - \delta)] - \epsilon_2 \cdot ik_z \exp[ik_z((m-n)D - L - \delta)]}{\epsilon_1 \kappa^2 + \epsilon_2 k_z^2} dk_z \right] \right. \\ \left. - e^{\frac{\kappa L}{2}} \left[\frac{\epsilon_0 \kappa \exp[ik_z((m-n)D + \delta)] - \epsilon_2 \cdot ik_z \exp[ik_z((m-n)D + \delta)]}{\epsilon_1 \kappa^2 + \epsilon_2 k_z^2} dk_z \right] \right\} = 0 \quad (22), \end{aligned}$$

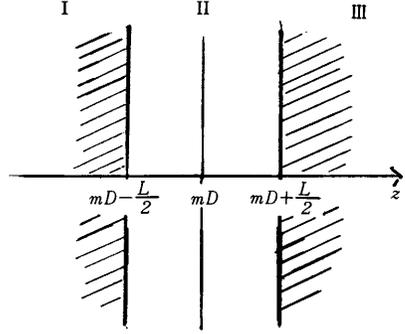


図2 ポテンシャルを接続する3つの領域

$$\begin{aligned} &= -2 \sum_{n,\pm} \int \frac{\rho_{n,\pm}(\kappa, \omega) \epsilon_2 \cdot ik_z}{\epsilon_1 \kappa^2 + \epsilon_2 k_z^2} \\ &\quad \times \exp\left[ik_z\left((m-n)D \pm \frac{L}{2} - \frac{L}{2} - \delta\right)\right] dk_z \quad (17), \end{aligned}$$

また同様にして領域IIIにおいては

$$\begin{aligned} \phi_{III}^{II}(\kappa, mD + \frac{L}{2} + \delta, \omega) &= 2 \sum_{n,\pm} \int \frac{\rho_{n,\pm}(\kappa, \omega)}{\epsilon_1 \kappa^2 + \epsilon_2 k_z^2} \\ &\quad \times \exp\left[ik_z\left((m-n)D \pm \frac{L}{2} + \frac{L}{2} + \delta\right)\right] dk_z \quad (18), \\ D_{IIIz}^{II}(\kappa, mD + \frac{L}{2} + \delta, \omega) &= -2 \int \frac{\rho_{n,\pm}(\kappa, \omega) \epsilon_2 \cdot ik_z}{\epsilon_1 \kappa^2 + \epsilon_2 k_z^2} \\ &\quad \times \exp\left[ik_z\left((m-n)D \pm \frac{L}{2} + \frac{L}{2} + \delta\right)\right] dk_z \quad (19) \end{aligned}$$

となる。領域IIの真空領域では、ポアソン方程式の形から、次のように解を仮定する。

$$\begin{aligned} \phi_{II}^{II}(\kappa, z, \omega) &= A_m(\kappa, \omega) \exp(\kappa z) \\ &\quad + B_m(\kappa, \omega) \exp(-\kappa z) \quad (20), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D_{IIz}^{II}(\kappa, z, \omega) &= -\epsilon_0 \kappa (A_m(\kappa, \omega) \exp(\kappa z) \\ &\quad - B_m(\kappa, \omega) \exp(-\kappa z)) \quad (21). \end{aligned}$$

ここで A_m と B_m は m 番目の層に対して定まる一定値である。以上の3領域に対する解を境界上で接続し、 A_m と B_m を消去した式をたてると次のような2式が求まる。

$$\begin{aligned}
 \sum_n \rho_{n,+} & \left\{ e^{\frac{\kappa L}{2}} \left[\int \frac{\varepsilon_0 \kappa \exp [ik_z((m-n)D-\delta)] + \varepsilon_z \cdot ik_z \exp [ik_z((m-n)D-\delta)]}{\varepsilon_1 \kappa^2 + \varepsilon_z k_z^2} dk_z \right] \right. \\
 & - e^{-\frac{\kappa L}{2}} \left[\int \frac{\varepsilon_0 \kappa \exp [ik_z((m-n)D+L+\delta)] + \varepsilon_z \cdot ik_z \exp [ik_z((m-n)D+L+\delta)]}{\varepsilon_1 \kappa^2 + \varepsilon_z k_z^2} dk_z \right] \\
 & + \sum_n \rho_{n,-} \left\{ e^{\frac{\kappa L}{2}} \left[\int \frac{\varepsilon_0 \kappa \exp [ik_z((m-n)D-L-\delta)] + \varepsilon_z \cdot ik_z \exp [ik_z((m-n)D-L-\delta)]}{\varepsilon_1 \kappa^2 + \varepsilon_z k_z^2} dk_z \right] \right. \\
 & \left. \left. - e^{-\frac{\kappa L}{2}} \left[\int \frac{\varepsilon_0 \kappa \exp [ik_z((m-n)D+\delta)] + \varepsilon_z \cdot ik_z \exp [ik_z((m-n)D+\delta)]}{\varepsilon_1 \kappa^2 + \varepsilon_z k_z^2} dk_z \right] \right\} = 0 \quad (23).
 \end{aligned}$$

そこで

$$\rho_{c,\pm} = \sum_p A_{p,\pm} \exp [i\zeta p D] \quad (24),$$

と $\rho_{c,\pm}$ をフーリエ分解し、各成分に対して解が存在する条件を求める。この時微小値 δ に注意し積分を実行すると次のような方程式を得る。

$$\begin{aligned}
 & [(x+1)(1-\exp[ipD-\sqrt{\kappa}D])(\exp[-ipD \\
 & -\sqrt{\kappa}D-\kappa L]-\exp[-\sqrt{\kappa}L]) \\
 & + (x-1)(1-\exp[-ipD-\sqrt{\kappa}D])(\exp[-\kappa L] \\
 & -\exp[ipD-\sqrt{\kappa}D+\sqrt{\kappa}L])] \times [(x+1)(1 \\
 & -\exp[-ipD-\sqrt{\kappa}D])(\exp[\kappa K-\sqrt{\kappa}L] \\
 & -\exp[ipD-\sqrt{\kappa}D]) + (x-1)(1-\exp[ipD \\
 & -\sqrt{\kappa}D])(\exp[-ipD-\sqrt{\kappa}D+\sqrt{\kappa}L \\
 & +\kappa L]-1)] - [(x+1)(1-\exp[ipD \\
 & -\sqrt{\kappa}D])(\exp[-ipD-\sqrt{\kappa}D+\sqrt{\kappa}L \\
 & -\kappa L]-1) + (x-1)(1-\exp[-ipD \\
 & -\sqrt{\kappa}D])(\exp[-\kappa L-\sqrt{\kappa}L]-\exp[ipD \\
 & -\sqrt{\kappa}D])] \times [(x+1)(1-\exp[-ipD \\
 & -\sqrt{\kappa}D])(\exp[\kappa L]-\exp[ipD-\sqrt{\kappa}D \\
 & +\sqrt{\kappa}L]) + (x-1)(1-\exp[ipD \\
 & -\sqrt{\kappa}D])(\exp[-ipD-\sqrt{\kappa}D+\kappa L] \\
 & -\exp[-\sqrt{\kappa}L])] = 0 \quad (25).
 \end{aligned}$$

ここで

$$x(\kappa, \omega) = \varepsilon_0 \operatorname{sign}(\varepsilon_z) \frac{1}{\sqrt{|\varepsilon_z \cdot \varepsilon_\perp|}} \quad (26),$$

であり、 $\sqrt{\left| \frac{\varepsilon_\perp}{\varepsilon_z} \right|} = \sqrt{\quad}$ と略して書いた。

(25) 式は x に対する二次方程式であるから容易に解を求めることが出来て、次のようにまとまる。

$$x = -\frac{f(\kappa, p, \omega) \mp g(\kappa, p, \omega)}{f(\kappa, p, \omega) \pm g(\kappa, p, \omega)} \quad (27).$$

但し、 f と g は次のように与えられる。

$$\begin{aligned}
 f(\kappa, p, \omega) & = e^{\kappa L} [1 + \exp[-2\sqrt{\kappa}D - \kappa L \\
 & + \sqrt{\kappa}L] \\
 & - \exp[-\sqrt{\kappa}D](\exp[-\kappa L
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sqrt{\kappa}L + 1) \cos pD]^2 \\
 & + \{\exp[-\sqrt{\kappa}D](\exp[-\kappa L \\
 & + \sqrt{\kappa}L] - 1) \sin pD\}^2 \quad (28)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 g^2(\kappa, p, \omega) & = e^{-\kappa L} \{ [1 + \exp[-2\sqrt{\kappa}D + \sqrt{\kappa}L \\
 & + \kappa L] - \exp[-\sqrt{\kappa}D](1 + \exp[\kappa L \\
 & + \sqrt{\kappa}L]) \cos pD\}^2 \\
 & + \{\exp[-\sqrt{\kappa}D](1 - \exp[\sqrt{\kappa}L \\
 & + \kappa L] \sin pD\}^2 \quad (29)
 \end{aligned}$$

このようにして求めた (27) 式は化合物中を伝播する二つのモードの存在をしている。

III 分散関係の計算

前節で求めた分散関係の式は複雑であるので、その様相を調べるためにいくつかの特別な場合について計算してみる。(27) 式で x は $\varepsilon_z(\kappa, \omega)$ と $\varepsilon_\perp(\kappa, \omega)$ の関数であり、さらに実際上では、グラフィイト表面におけるそれらの値を求めることが必要であるのであるが、ここではまず ε_\perp と ε_z が波数ベクトルに依存しないものとして調べることにする。

1) インターカレイト層の間の距離が非常に大きい $D \rightarrow \infty$ の場合

(27) 式よりただちに

$$x(\kappa, \omega) = \frac{e^{-\kappa L} \pm 1}{e^{-\kappa L} \mp 1} \quad (28),$$

となり論文 I の場合と同じになる。さらに Drude model を仮定してプラズマ振動数 ω_p を使い

$$\varepsilon_\perp = \varepsilon_z = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (29),$$

とすると、二次元プラズマモード

$$\omega = \sqrt{\frac{L\kappa}{2\varepsilon_0}} \omega_p \quad (30),$$

と表面プラズマモード

$$\omega = \sqrt{2} \omega_p \quad (31),$$

が求まる。

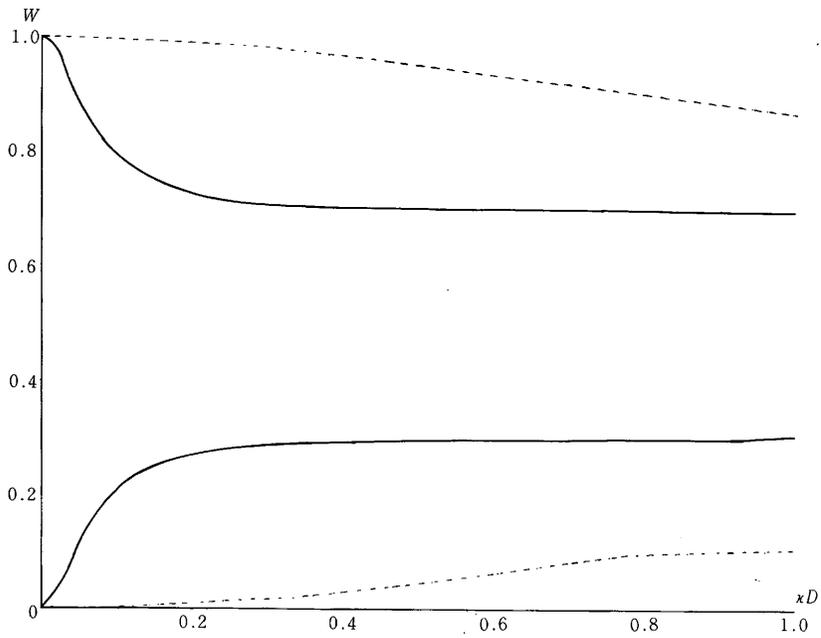


図3 $\epsilon_{\infty}=1.0$, $L/D=0.3$ で pD を固定した時の分散関係のグラフ。
 実線は $pD=0.05$, 破線は $pD=1.0$ の時の2つのモードを示す。

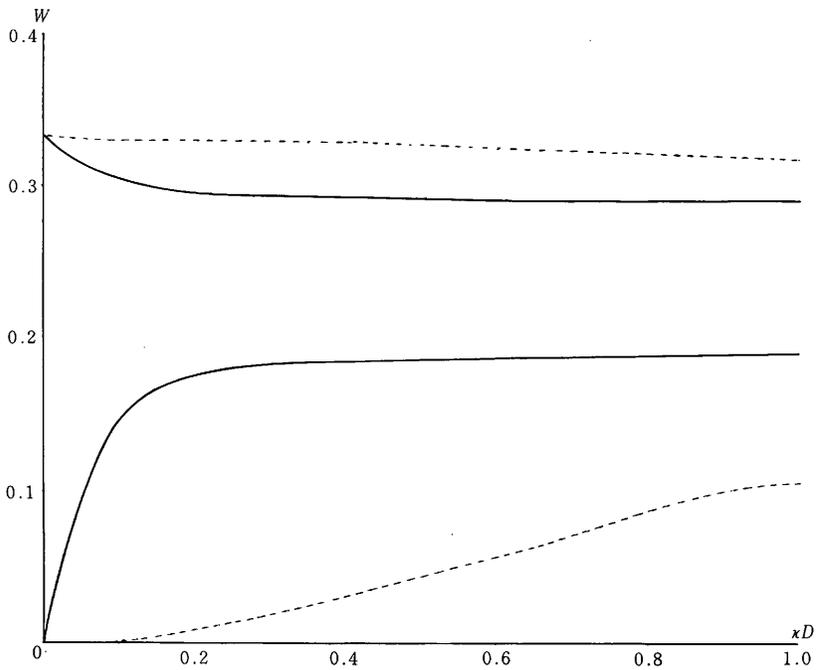


図4 $\epsilon_{\infty}=3.0$, $L/D=0.3$ で pD を固定した時の分散関係のグラフ。
 実線は $pD=0.05$, 破線は $pD=1.0$ の時の2つのモードを示す。

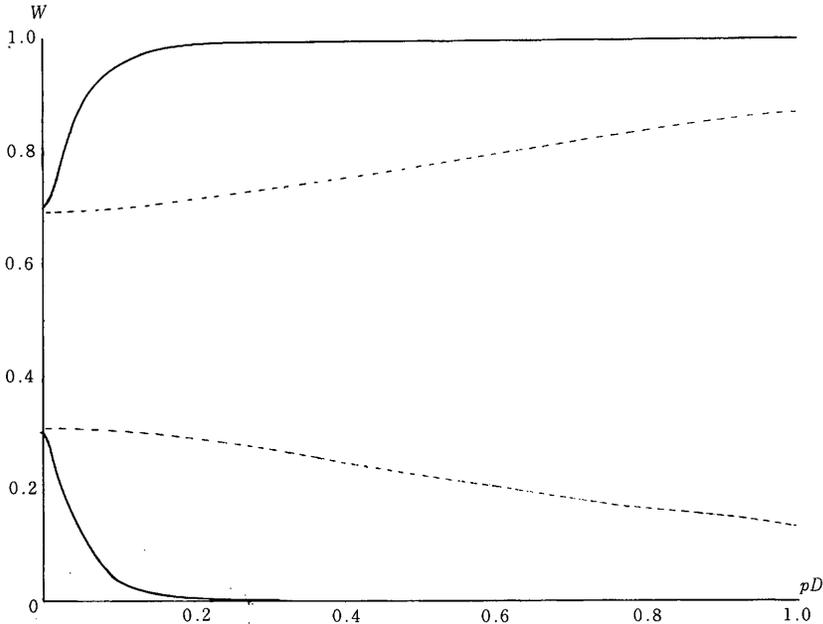


図5 $\epsilon_\infty=1.0$, $L/D=0.3$ で κD を固定した時の分散関係のグラフ。
実線は $\kappa D=0.05$, 破線は $\kappa D=1.0$ の時の2つのモードを示す。

2) 伝播するモードの波長が十分に長い $\kappa D \rightarrow 0$ の場合

(27) 式の極限操作をして, Drude model を仮定すると κ について二次までの展開より

$$\omega^2 = \omega_p^2 \frac{2\epsilon_0(1 - \cos pD)^2}{2\epsilon_0(1 - \cos pD)^2 + 2DL\kappa^2} \quad (32)$$

及び

$$\omega^2 = \omega_p^2 \frac{2\epsilon_0DL\kappa^2}{2(1 - \cos pD)^2 + 2\epsilon_0DL\kappa^2} \quad (33)$$

の二つのモードが求まる。これらはそれぞれ振動数が波動ベクトルに対し一次の関係であり, 三次元の特徴が見られる。これは Chaplic *et al*³⁾ らの計算の様子とも一致している。

3) いくつかの場合における数値計算

いくつかの場合について数値計算を行った結果を, 図3より5までに示した。ここでは誘電率を一般化した Drude model を使い

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_z = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (34)$$

と仮定し, 定数 ϵ_∞ を 1.0 と 3.0 の場合に計算した。また $L/D=0.3$ とし, $W = \frac{\omega^2}{\omega_p^2}$ と, pD または κD の関係を図に表わしている。

IV 議論

この論文では, 論文 I を拡張し, 層間化合物の数多くの層の中にひきおこされた二次元プラズマの間の電磁気的な結合を取り扱った。その結果層に対して垂直な方向に対してモーメントを持って伝播する波が生じ, 三次元的な長波長モードが生じることがわかった。そこにはプラズマ振動の次元による変化が明らかに表われている。最近ここで扱ったと同様な問題が⁴⁾⁵⁾ 半導体のヘテロジャンクションや, 超格子, また反転層において研究されている。S. D. Sarma⁵⁾ らは GaAs と $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ の超格子を2重の量子力学的井戸型ポテンシャルと考えて GaAs の電荷の移動を2つに離れた2成分二次元プラズマとして扱うことにより, ダンプしない二次元プラズマ音響モードの存在の可能性を論じている。この論文で扱った問題も, それらの研究と類似性があるので, いろいろな実験結果⁶⁾ との対比がさらに必要とされよう。

参考文献

- 1) H. Watanabe : 東京家政大学研究紀要21, (2), 29 (1981) : その中の文献参照
- 2) S. A. Safran and D. R. Hamann : Phys. Rev. B 22,

- 606 (1980)
- 3) A. V. Chaplik and M. V. Krasheninnikov : Solid State Com. **35**, 189 (1980)
- 4) A. Equiluz, T. K. Lee, J. J. Quinn and K. W. Chiu : Phys. Rev. B **11**, 4989 (1975)
- 5) S. D. Sarma and A. Madhukar : Phys. Rev. B **23**, 805 (1982)
- 6) A. Pinczuk, J. Shah, A. C. Gossard and W. Wiegmann : Phys. Rev. Lett, **46**, 1341 (1981)

Summary

We extended our previous study and investigated about the coupled plasmons in intercalation compounds with higher stage numbers. The dispersion relation of the coupled mode resulting from the layered structure charge density fluctuation was studied in more detail in this research.
