

УДК 535.544

ЗАТУХАНИЕ ПЛАЗМОНОВ В СТРУКТУРАХ СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ

В. А. Кособукин

Развита теория плазмонов для сверхрешетки, образованной периодическим повторением толстых слоев вырожденного электронного газа (заполнено большое число уровней размерного квантования в слоях). В приближении случайных фаз изучены закон дисперсии плазмонов и их затухание, обусловленное распадом на электронно-дырочные пары.

Параметр затухания плазмона (мнимая часть собственной энергии) является фундаментальной характеристикой, определяющей условия его существования. В приближении случайных фаз затухание Ландау длинноволновых плазмонов, связанное с их распадом на электронно-дырочные пары, равно нулю для вырожденного трехмерного [1] и двумерного [2] электронного газа. Вывод о равенстве нулю затухания Ландау остается справедливым и для плазмонов в сверхрешетках (СР), образованных периодическим повторением слоев квазидвумерного (заполнен один уровень размерного квантования в слое) электронного газа [3, 4].

С другой стороны, в пластинах большой толщины $L \gg k_F^{-1}$ (заполнено много уровней размерного квантования) поверхностные плазмоны с частотой ω имеют значительное затухание Ландау $\sim \omega (\kappa/k_F) \text{th}^{\pm 1} (\kappa L/2)$ [5, 6], где κ — двумерный волновой вектор поверхностного плазмона, $\hbar k_F$ — импульс Ферми электронного газа. Это затухание возникает из-за нарушения трансляционной симметрии в направлении нормали к поверхностям пластины. В структурах, образованных периодическим повторением таких пластин (металлические СР), перекрытие электрического поля поверхностных плазмонов разных пластин приводит к образованию объемных когерентных плазменных мод [7, 8]. В данной работе для металлических СР исследована задача о спектре плазмонов и найдена дисперсия параметра затухания Ландау для них. Теория линейного отклика рассматривается в приближении случайных фаз при использовании модели «желе» для пластин [6].

1. Теория линейного диэлектрического отклика электронного газа сверхрешетки

Рассмотрим плазменные колебания вырожденного электронного газа в СР, имеющего статическую плотность $N_0 \nu(z)$, где

$$\nu(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [\theta(z + L/2 - Dn) - \theta(z - L/2 - Dn)] \quad (1)$$

— безразмерная плотность; $\theta(z) = 1$, если $z > 0$, и $\theta(z) = 0$, если $z < 0$. Выражение (1) соответствует последовательности слоев электронного газа толщиной L , расположенных периодически вдоль оси z , с центрами на расстоянии D друг от друга. Одноэлектронный потенциал СР предполагается в виде

$$U(z) = U_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} [\theta(Dn - L/2 - z) - \theta(Dn + L/2 - z)], \quad (2)$$

т. е. каждый слой представляет собой прямоугольную потенциальную яму для электронов глубиной U_0 . Число заполненных одноэлектронных уровней считаем большим $n_F \sim (L/\hbar) \sqrt{m^* E_F} \gg 1$; при этом условии, согласно результатам [9], справедлива аппроксимация (1).

Соответствующие выражениям (1), (2) одноэлектронные волновые функции в приближении сильной связи

$$\Psi_\lambda(\mathbf{r}) = \frac{e^{i\mathbf{x}_\lambda \rho}}{\mathcal{L}} \sum_n \frac{e^{iq_\lambda n D}}{\sqrt{N}} \bar{\varphi}_\lambda(z - nD) = \frac{e^{i\mathbf{x}_\lambda \rho}}{\mathcal{L}} \varphi_\lambda(z) \quad (3)$$

удовлетворяют условиям Блоха; $\Psi_\lambda(\rho; z + nD) = \exp(iq_\lambda n D) \Psi_\lambda(\rho; z)$, где $\mathbf{x}_\lambda = (x_{\lambda x}, x_{\lambda y})$, $\rho = (x, y)$. (Функции $\bar{\varphi}_\lambda(z)$, центрированные на разных ямах, получаются из уравнения Шредингера

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + U(z) - E_\lambda + \frac{\hbar^2 x_\lambda^2}{2m^*} \right] \varphi_\lambda(z) = 0 \quad (4)$$

с потенциалом (2) и изотропной эффективной массой m^* . Для модели (2) с граничным условием $\Psi_\lambda(\rho; \pm L/2 + nD) = 0$ (при $U_0 \rightarrow \infty$) $k_\lambda = \pi n_\lambda / L$ ($n_\lambda = 1, 2, \dots$) определяет состояния электронов $\bar{\varphi}_\lambda(z) = \sqrt{2/L} \sin k_\lambda \times (z + L/2)$. Таким образом, квантовое число λ в (3) включает \mathbf{x}_λ , q_λ и k_λ .

В пренебрежении электромагнитным запаздыванием уравнения, определяющие полный потенциал системы $V(\mathbf{r})$ при наличии внешнего электрического поля с потенциалом $v(\mathbf{r})$, приведены в работе [6].

Подставим в них выражения (1), (3) и выполним преобразование Фурье

$$V_\mathbf{x}^*(z, \omega) = \mathcal{L}^{-2} \int_{-\mathcal{L}/2}^{\mathcal{L}/2} d^2 \rho \exp(-i\mathbf{x} \rho) V(\mathbf{r}), \quad V(\mathbf{r}) = \sum_\mathbf{x} e^{i\mathbf{x} \rho} V_\mathbf{x}^*(z), \quad (5)$$

где $\mathbf{x} = (\pi/\mathcal{L})(m_1, m_2)$; m_1, m_2 — целые числа; ω — частота; \mathcal{L} — характерный поперечный размер. Ограничившись нижним неисчезающим приближением в разложении действительной части поляризационного оператора по параметру $|E_\lambda - E_\mu|/\hbar\omega \ll 1$, получаем интегральное уравнение

$$\begin{aligned} \varepsilon V_\mathbf{x}(z) - \frac{\varepsilon - \varepsilon_d}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \exp(-\kappa |z - z_1|) \operatorname{sgn}(z - z_1) \frac{dv(z_1)}{dz_1} V_\mathbf{x}(z_1) + \\ + \frac{2\pi e^2}{\kappa} i \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 dz_2 \exp(-\kappa |z - z_1|) \left[\sum_{\lambda \mu} (f_\lambda - f_\mu) \delta(E_\lambda - E_\mu + \hbar\omega) \times \right. \\ \left. \times \mathcal{L}^{-2} \delta_{\mathbf{x}_\lambda, \mathbf{x}_\mu + \mathbf{x}} \bar{\varphi}_\lambda^*(z_1) \varphi_\mu(z_1) \varphi_\mu^*(z_2) \varphi_\lambda(z_2) \right] V_\mathbf{x}(z_2) = v_\mathbf{x}(z), \quad (6) \end{aligned}$$

связывающее компоненты Фурье внешнего $v_\mathbf{x}$ и полного $V_\mathbf{x}$ потенциалов внутри металла; в (6) f_λ — функция распределения Ферми $f(E)$ при $E = E_\lambda$; e — абсолютный электрический заряд. При выводе уравнения (6) предполагалось, что фоновая диэлектрическая проницаемость в слоях металла равна ε_∞ , а в разделяющих их диэлектрических слоях ε_d . При этом в формулах (6)

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2/\omega^2, \quad \omega_p^2 = 4\pi e^2 N_0/m^* \quad (7)$$

Рассмотрим на основе уравнения (6) коллективную реакцию электронов сверхрешетки на потенциал $v_\mathbf{x}(z) = v_\mathbf{x}(q) \exp(iqz)$. Замечая, что собственные функции однородного уравнения (6) $\sim \exp(\pm \kappa z)$, внутри пластин используем разложение

$$V_x(z) = \sum_n e^{iqDn} \left[A_x^+ \frac{\text{ch } x(z-nD)}{\text{ch } xL/2} + A_x^- \frac{\text{sh } x(z-nD)}{\text{sh } xL/2} \right] \times \\ \times \left[\theta \left(z + \frac{L}{2} - nD \right) - \theta \left(z - \frac{L}{2} - nD \right) \right], \quad (8)$$

удовлетворяющее условию Блоха $V_x(z+nD) = V_x(z) \exp(iqDn)$.

Подставим (8) в уравнение (6); рассматривая последнее при $z = -L/2 + Dn + 0$ и $z = L/2 + Dn - 0$, приходим к следующей системе уравнений относительно величин $Y^\pm = A_x^\pm \pm A_x^-$:

$$(a_1 - i\Delta_1) Y^- - (a_2 + i\Delta_2) Y^+ = 2v_x^-, \quad -(a_2^* + i\Delta_2^*) Y^- + (a_1^* - i\Delta_1^*) Y^+ = 2v_x^+. \quad (9)$$

В этих уравнениях

$$a_1 = \varepsilon\tau_0 + \varepsilon_d\tau_0^*, \quad a_2 = (\varepsilon - \varepsilon_d)\tau_L, \quad (10)$$

$$\tau_0 = 1 + S - S^*, \quad \tau_L = (1 + S)e^{-xL} - S^*e^{xL}, \quad (11)$$

$$S(z, q) \equiv \sum_{n=1}^{\infty} \exp[-(z-iq)Dn] = \frac{1}{2} \left[\frac{\text{sh } xD + i \sin qD}{\text{ch } xD - \cos qD} - 1 \right], \quad (12)$$

$$\Delta_1(\omega) [\tau_0 \text{ch } xL + \tau_L]^{-1} = -\Delta_2(\omega) [\tau_0 + \tau_L \text{ch } xL]^{-1} = \\ = \left(\frac{2\pi}{\mathcal{L}} \right)^2 \frac{ze^2}{L^2 \text{sh } xL} \sum_{\lambda\mu} (f_\lambda - f_\mu) \Delta_x^2(k_\lambda, k_\mu) \delta(E_\lambda - E_\mu + \hbar\omega) \delta_{x_\lambda, x_\mu+x} \frac{\delta_{g_\lambda, g_\mu+q}}{N}. \quad (13)$$

В последней формуле величины

$$\Delta_x(k_\lambda, k_\mu) = \frac{4k_\lambda k_\mu}{[(k_\lambda - k_\mu)^2 + x^2][(k_\lambda + k_\mu)^2 + x^2]} \quad (14)$$

получены при вычислении матричных элементов потенциала поверхностных плазмонов $\sim \exp(\pm xz)$ на собственных функциях уравнения (4) с $U_0 \rightarrow \infty$ в выражении (2). Этот случай, соответствующий отсутствию туннелирования электронов между слоями СР, рассматривается в дальнейшем. При этом энергия электронов

$$E_\lambda = (\hbar^2/2m^*) (x_\lambda^2 + k_\lambda^2) \quad (15)$$

не зависит от квантового числа g_λ , а $k_\lambda = \pi n_\lambda/L$.

Решения уравнений (9)

$$A_x^\pm = \frac{1}{\Delta(\omega)} [(a_1 \pm a_2) v_x^\pm \pm (a_1^* \pm a_2^*) v_x^\mp] \quad (16)$$

содержат резонансный знаменатель

$$\Delta(\omega) = \frac{1-M^2}{\omega^4} (\varepsilon_\infty + \varepsilon_d F) (\varepsilon_\infty + \varepsilon_d/F) [\omega^2 - \omega_1^2 (1-2ig_1)] [\omega^2 - \omega_2^2 (1-2ig_2)], \quad (17)$$

который определяет возрастание амплитуд $A_x^{\pm 1}$, входящих в выражение (8), на частотах плазменных мод

$$\omega_{1,2}^2(z, q) = \omega_\mu^2 [\varepsilon_\infty + \varepsilon_d F^{\pm 1}(z, q)]^{-1}, \quad (18)$$

где

$$F = (1+M)(1-M), \quad M = \exp(-xL) \sqrt{\alpha^* \alpha - (\alpha^* + \alpha) + 1}, \quad (19)$$

$$\alpha(x, q) = [\exp(2xL) - 1] S(x, q). \quad (20)$$

Здесь и далее верхние знаки относятся к моде с частотой ω_1 , а нижние к моде ω_2 ; отметим, что, согласно (18)–(20), $\omega(x, q) = \omega(x, -q)$.

Относительные ширины плазменных резонансов (18) в формуле (17) имеют вид

$$g_{1,2} = \mp \frac{\omega_{1,2}^2}{\omega_1^2 - \omega_2^2} \frac{\text{Re} [a_1^* \Delta_1(\omega_{1,2}) - a_2^* \Delta_2(\omega_{1,2})]}{(1-M^2)(\varepsilon_\infty + \varepsilon_d F)(\varepsilon_\infty + \varepsilon_d/F)}. \quad (21)$$

В выражениях (16)–(21) использованы обозначения (10)–(13). При выводе (17), (21) предполагалось, что $g_{1,2} \ll 1$ и $g_{1,2} \ll \omega_1^2 \omega_2^2 / (\omega_1^2 - \omega_2^2)^2$. Рассмотрение вблизи точек вырождения спектра (18), где $F=1/F$, не представляет особого интереса.

Заметим, что дисперсионное уравнение $\text{Re } \Delta(\omega) = 0$ из (9), (16), (17) принимает вид $a_1^2 - a_2^2 = 0$, если $\text{Im } S = 0$, т. е. при $\kappa D \rightarrow \infty$ или $qD = 0$. При этом из выражения (16) следует, что на частоте ω_1 в слоях СР когерентно возбуждаются симметричные ($\text{ch } \kappa z$ в выражении (8)) моды, а на частоте ω_2 антисимметричные ($\text{sh } \kappa z$ в (8)). При $\text{Im } S \neq 0$ моды разной симметрии смешиваются.

2. Спектр плазменных колебаний в сверхрешетке

Дисперсионное уравнение $a_1 a_1^* - a_2 a_2^* = 0$, эквивалентное уравнению $\text{Re } \Delta(\omega) = 0$ из (9), (17), при учете (10), (11) приводится к виду

$$\text{ch } \kappa L \text{ ch } \kappa(D-L) + \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_d} + \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon} \right) \text{sh } \kappa L \text{ sh } \kappa(D-L) - \cos qD = 0, \quad (22)$$

полученному в работе [8] в квазистатическом приближении с феноменологической диэлектрической функцией металла (7), в которой проведена замена $\omega \rightarrow \omega + i\gamma$ с учетом параметра релаксации электронов γ . Спектр плазменных колебаний СР, определяемый уравнением (18) или (22), зависит от четырех параметров: κL , D/L , qD , $\varepsilon_\infty/\varepsilon_d$. Решения уравнения (22) анализировались в работе [8] главным образом в зависимости от D/L . Мы обсудим кратко другие возможности.

В случае $\kappa D \rightarrow \infty$ из уравнения (18) с учетом (12), (19), (20) получаем две хорошо известные ветви поверхностных плазмонов в изолированной пластине [6]

$$\omega_{1,2}^2(z) = \omega_p^2 [\varepsilon_\infty + \varepsilon_d \text{cth}^{\pm 1}(\kappa L/2)]^{-1}. \quad (23)$$

Эти частоты принадлежат модам, которые описываются соответственно первым и вторым слагаемыми в формуле (8) [6]. Они представлены кривыми 5 на рис. 1, а.

При конечных значениях параметра κD спектр частот (23) уширяется в одномерные зоны с дисперсией по qD в пределах зоны Бриллюэна сверхрешетки ($-\pi/D < q \leq \pi/D$). Наиболее простой вид эти зоны имеют при $\text{exp}[-\kappa(D-L)] \ll 1$

$$\omega_{1,2}^2(z, q) = \omega_{1,2}^2(z) \left[1 \pm \frac{2 \text{exp}[-\kappa(D-L)]}{1 + (\varepsilon_\infty/\varepsilon_d) \text{th}^{\pm 1}(\kappa L/2)} \cos qD \right]. \quad (24)$$

Возникновение одномерных плазмонных зон в направлении оси СР связано с кулоновским взаимодействием поверхностных мод (23), локализованных на границах соседних слоев СР (туннелирования электронов между слоями нет).

Для плазменных мод, распространяющихся параллельно слоям СР ($q=0$), при $D/L < 2$ из (22) следует закон дисперсии

$$\omega_{1,2}^2(z, 0) = \omega_p^2 \left[\varepsilon_\infty + \varepsilon_d \text{th}^{\pm 1} \frac{\kappa L}{2} \text{cth}^{\pm 1} \frac{\kappa(D-L)}{2} \right]^{-1}, \quad (25)$$

при $D/L > 2$ в формуле (25) следует поменять местами аргументы κL и $\kappa(D-L)$. Подчеркнем, что случай $q=0$ выделен тем, что в спектре частот (25) при $q=0$ имеются щели, ширина которых зависит от κL .

Дисперсионные ветви плазмонов СР в зависимости от поперечной κ и продольной q компонент волнового вектора показаны соответственно на рис. 1, а, б для случая $\varepsilon_\infty/\varepsilon_d = 1$ и $D/L = 2$. Последнее условие соответствует вырожденному случаю, когда, согласно (25), щель между плазмонными зонами $\omega_2(\kappa, 0) - \omega_1(\kappa, 0)$ равна нулю (рис. 1, б). Если $D \neq 2L$, то появляется зависящая от κL щель конечной ширины между одномерными

зонами, поведение которых по-прежнему соответствует формуле (24). Эта формула применима для кривых с $\kappa L \gg 1$ на рис. 1, б, где D/L фиксировано. Ширина зон при заданном значении D/L уменьшается с увеличением параметра κL , что обусловлено уменьшением перекрытия ($\sim \exp[-\kappa(D-L)]$) полей поверхностных плазмонов соседних слоев СР.

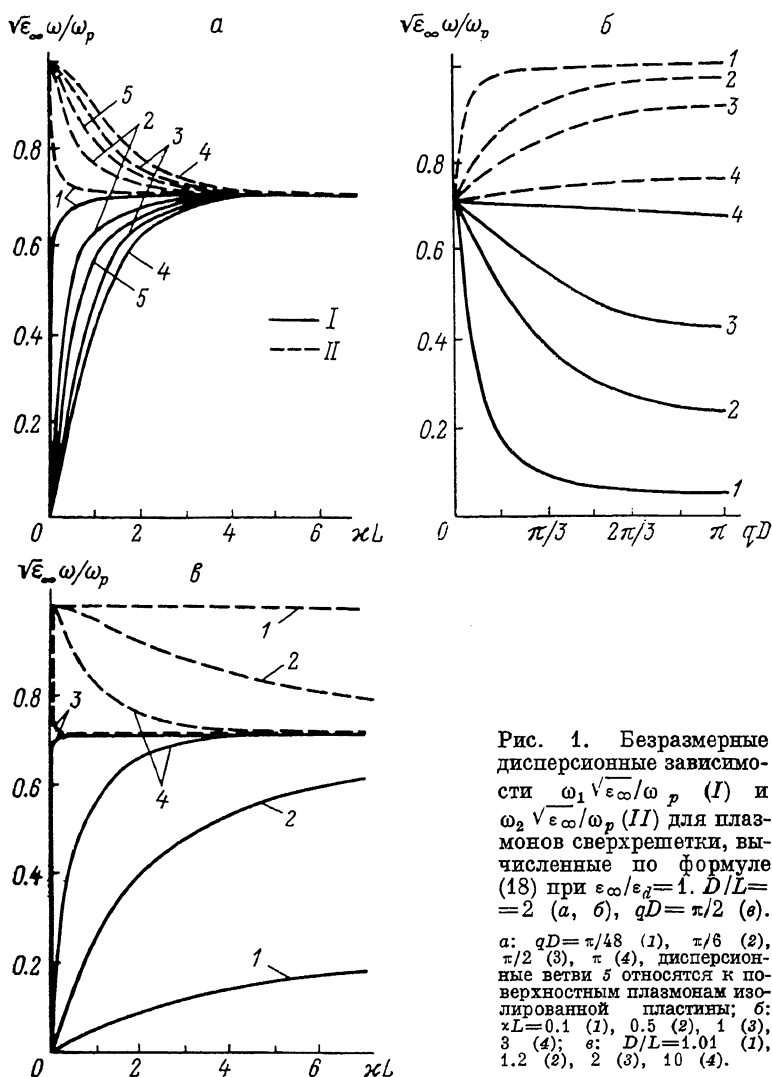


Рис. 1. Безразмерные дисперсионные зависимости $\omega_1 \sqrt{\epsilon_\infty} / \omega_p$ (I) и $\omega_2 \sqrt{\epsilon_\infty} / \omega_p$ (II) для плазмонов сверхрешетки, вычисленные по формуле (18) при $\epsilon_\infty / \epsilon_d = 1$. $D/L = 2$ (а, б), $qD = \pi/2$ (в).

а: $qD = \pi/48$ (1), $\pi/6$ (2), $\pi/2$ (3), π (4), дисперсионные ветви 5 относятся к поверхностным плазмонам изолированной пластины; б: $\kappa L = 0.1$ (1), 0.5 (2), 1 (3), 3 (4); в: $D/L = 1.01$ (1), 1.2 (2), 2 (3), 10 (4).

При $\kappa L < 1$ дисперсия плазмонов на рис. 1, б существенно отличается от $\cos qD$. На рис. 1, в приведены дисперсионные ветви в зависимости от параметра D/L ; они показывают, что спектр плазмонов может перестраиваться при изменении D/L в широких пределах $0 < \omega \leq \omega_p$, что составляет для металлов несколько электронвольт.

3. Затухание плазмонов в сверхрешетке

Проанализируем теперь затухание Ландау (21) в приближении $\kappa/k_F \ll 1$, используя для величин (14) представление $\Delta_x(k_\lambda, k_\mu) = 4k_\lambda k_\mu / (k_F^2 \eta^2) + O(\kappa/k_F)$, найденное с учетом законов сохранения из (13); здесь $\eta = \hbar \omega / E_F$. Переходя в выражениях (13) от суммирования к интегрированию, при $\omega = \omega_{1,2}$ получаем параметры затухания

$$g_{1,2} = \frac{3}{2} \frac{\kappa}{k_F} \frac{I(\eta_{1,2})}{\eta_{1,2}} \left[\text{th}^{\pm 1} \frac{\kappa L}{2} \pm \frac{1}{\text{sh} \kappa L} \left(1 - \frac{1 - \text{Re} \alpha}{\sqrt{(1 - \text{Re} \alpha)^2 + \text{Im}^2 \alpha}} \right) \right], \quad (26)$$

в которых

$$I(\eta) = \int_0^1 \xi d\xi \sqrt{1 - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2 + \eta} = \frac{1}{8} \left[\sqrt{1 + \eta} (\eta + 2) - \eta^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 + \eta}}{\sqrt{\eta}} \right]. \quad (27)$$

В случае $\kappa D \rightarrow \infty$ ($|\alpha| \rightarrow 0$) второе слагаемое в квадратных скобках (26) обращается в нуль, а параметр затухания (26) совпадает с результатом работы [6], относящимся к изолированной пластине. При этом величины $\text{th}^{\pm 1}(\kappa L/2)$ характеризуют перекрытие поверхностных плазменных мод пластины ($\text{sh} \kappa z$, $\text{ch} \kappa z$ в (8)) с волновыми функциями электронов в потенциальной яме. Второе слагаемое в (26) связано с изменением этого перекрытия в результате перестройки структуры плазменных мод в СР. Это слагаемое является малой поправкой при $\exp[-\kappa(D-L)] \ll 1$, когда перекрытие поверхностных мод отдельных слоев СР мало. При $\kappa L < 1$ второй член в квадратных скобках (26) имеет тот же порядок величины, что и первый, а для параметра затухания g_1 моды ω_1 при $\kappa L < 1$ он может существенно превышать величину $\text{th}(\kappa L/2)$. Интегралы $I(\hbar\omega/E_F)$ также влияют на величину параметров затухания плазмонов при $\kappa L \ll 1$, где спектр плазмонов существенно зависит от параметров СР.

Результаты расчета величин (26) с параметрами алюминия ($\hbar\omega_p =$

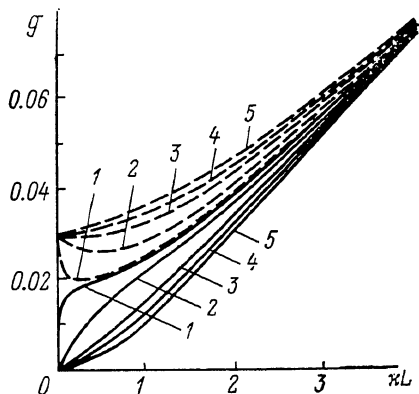


Рис. 2. Дисперсия параметра затухания плазмонов (26) при различных значениях qD .

Сплошные кривые — параметр g_1 для моды ω_1 , штриховые — g_2 для моды ω_2 . $qD = 10^{-6}$ (1), $\pi/6$ (2), $\pi/2$ (3), π (4), зависимости 5 относятся к поверхностным плазмонам изолированного слоя.

$= 15.3$ эВ, $E_F = 11.6$ эВ [10]) и $D/L = 2$, $\epsilon_\infty = \epsilon_2 = 1$, $k_F L = 35$ ($L = 20$ Å) приведены на рис. 2. Из них видно, что при $\kappa L \gg 1$ параметры затухания g_1 и g_2 плазменных мод стремятся к одному пределу, что обусловлено вырождением поверхностных мод с частотами (23) в толстых пластинах. Так как $I(\eta) \sim 1$ при $\eta \sim 1$ [6], то для критического волнового вектора плазмонов κ_c , определяемого условием $g_{1,2} \approx 1$, получаем $\kappa_c \sim k_F$. Эти выводы при $\kappa L \gg 1$ относятся и к плазмонам сверхрешетки. При $\kappa L < 1$ затухание плазмонов в СР имеет дисперсию как по поперечному κ , так и по продольному q волновым числам, причем величины (26) при заданном κL заключены между значениями g_1 и g_2 , относящимися к изолированной пластине. Немонотонность зависимости параметра g_2 от κL связана с поведением второго слагаемого в квадратных скобках (26).

Таким образом, мы показали, что затухание поверхностных плазмонов отдельной пластины [6] проявляется в затухании когерентных мод сверхрешетки, построенной из металлических слоев. Параметры затухания из (26) $g_{1,2} = (1 \div 3) \cdot 10^{-2}$ при $\kappa L \sim 1$ имеют тот же порядок величины, что и феноменологические значения, использованные в [8] для расчета спектров характеристических потерь энергии; но величины $g_{1,2}$ еще значительно меньше известных из эксперимента значений параметра γ [11] (мнимой части частоты $\omega + i\gamma$). В связи с этим подчеркнем, что величины (26) дают нижнюю границу параметров затухания плазмонов, так как они соответствуют идеальным условиям (нуль абсолютной температуры, отсутствие примесей, шероховатостей границ раздела). Поэтому в затухание плазмо-

нов следует включать помимо (26) вклады от рассеяния электронов на электронах, фононах, примесях, шероховатостях поверхности и т. д.

В заключение коснемся вопроса о переходе от трехмерного к двумерному поведению плазмонов в слоях электронного газа и сверхрешетках из них. В общем случае для его изучения требуется численный анализ, обобщающий относящиеся к отдельному слою результаты работы [9]. Для нашей модели в пренебрежении туннелированием электронов между слоями СР (узкие электронные минизоны) переход с изменением размерности «затравочных» плазмонов слоя от трех к двум можно рассмотреть, формально положив в результатах работы $L \rightarrow 0$. Для изолированного слоя ($\kappa D \rightarrow \infty$) при $L \rightarrow 0$ частота продольной поверхностной моды $\bar{\omega}_1(\kappa)$ из (23) переходит в частоту квазидвумерного плазмона [12]. Соответственно для СР (конечные значения κD) при $L \rightarrow 0$ из выражений (18)–(20) следует закон дисперсии $\omega_1^2(\kappa) = (2\pi e^2 n_0 \kappa / m^* \epsilon_d) \text{sh } \kappa D / (\text{ch } \kappa D - \cos qD)$ плазмонов, распространяющихся в СР, образованной слоями двумерного электронного газа [13, 14]; здесь $n_0 = \lim_{L \rightarrow 0} (N_0 L)$. Заметив, что разложение

второго слагаемого в квадратных скобках выражения (26) начинается с членов $\sim \kappa L$, видим, что $g_1 \sim \kappa L \rightarrow 0$ при $\kappa L \rightarrow 0$. Таким образом, найденные выражения для частоты и затухания плазменной моды ω_1 в металлических СР обладают качественно правильным предельным переходом к величинам, относящимся к СР двумерного электронного газа.

Л и т е р а т у р а

- [1] Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. М.: Мир, 1967. 382 с.
- [2] Stern F. Phys. Rev. Lett., 1967, vol. 18, N 14, p. 546–548.
- [3] Shmelev G. M., Chaikovskii I. A., Pavlovich V. V., Epstein E. M. Phys. St. Sol., 1977, vol. 82 (b), N 1, p. 391–396.
- [4] Силин А. П. УФН, 1985, т. 147, № 3, с. 485–521.
- [5] Maksimenko V. V., Simonov A. J., Lushnikov A. A. Phys. St. Sol., 1977, vol. 82 (b), N 2, p. 685–693.
- [6] Кособукин В. А. ФТТ, 1979, т. 21, № 12, с. 3511–3517.
- [7] Quinn J. J., Carberry J. C. IEEE Trans. Plasma Sci., 1987, vol. PS-15, N 4, p. 394–410.
- [8] Camley R. E., Mills D. L. Phys. Rev., 1984, vol. B29, N 4, p. 1695–1706.
- [9] Teich W. G., Mahler G. Phys. St. Sol., 1986, vol. 138 (b), N 2, p. 607–620.
- [10] Куммель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978. 792 с.
- [11] Raether H. Excitation of plasmons and interband transitions by electrons. Springer Tracts in Mod. Phys., vol. 88. Berlin, 1980. 196 p.
- [12] Chaplik A. V. Surf. Sci. Repts., 1985, vol. 5, p. 289–336.
- [13] Fetter A. L. Ann. Phys., 1974, vol. 8, N 1, p. 1–25.
- [14] Кособукин В. А. ФТТ, 1986, т. 28, № 7, с. 1965–1969.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
10 июня 1988 г.