

01;06;09

Дисперсия и неустойчивости электромагнитных волн в полупроводниковых слоисто-периодических структурах

© А.А. Булгаков, О.В. Шрамкова

Институт радиофизики и электроники НАН Украины,
61085 Харьков, Украина
e-mail: <bulgakov@ire.kharkov.ua>

(Поступило в Редакцию 23 августа 2002 г.)

Рассмотрено влияние дрейфа носителей на дисперсионные свойства и неустойчивости дрейфовых волн и плазменных поляритонов в безграничной полупроводниковой слоисто-периодической структуре. Предполагалось, что во всех полупроводниковых слоях одного типа имеет место дрейф носителей, направленный параллельно границам. Показано, что дрейфовые волны имеют своеобразную зонную структуру спектра, исследованы дисперсионные свойства коллективных плазменных поляритонов при наличии дрейфа, изучены неустойчивости поляритонов и дрейфовых волн, найдены инкременты нарастания.

Введение

Создание активных приборов для диапазонов длин волн короче нескольких миллиметров сталкивается с рядом физических и технических трудностей. Лазеры этих диапазонов оказываются громоздкими, а в вакуумных электронных приборах не удается осуществить достаточно эффективную связь между потоком электронов и электродинамической системой. В твердотельных полупроводниковых приборах с дрейфующими носителями не удается реализовать черенковское взаимодействие дрейфовых и собственных волн системы из-за невозможности обеспечить синхронизм между скоростью дрейфа и фазовой скоростью волны. В то же время создание полупроводниковых приборов с длительным взаимодействием, аналогичных ЛБВ, является актуальной задачей как для освоения субмиллиметрового диапазона длин волн, так и для твердотельной техники миллиметрового диапазона.

Поиски физических механизмов, которые позволяют создать твердотельные усиливающие и генерирующие устройства СВЧ диапазонов, ведутся уже несколько десятилетий [1,2]. В работах [3,4] теоретически было предсказано явление пучковой неустойчивости. Несколько позднее в обзоре [5] рассматривались теория и эксперимент по неустойчивости пучковых волн, обусловленной потерями в стенках металлического волновода, через который пропусклся электронный поток. Резистивная неустойчивость, возникающая при прохождении электронного потока через канал в кристалле германия, исследовалась в [6]. Было показано, что инкременты нарастания, определенные теоретически, хорошо совпадают с экспериментальными данными. Среди работ последнего времени отметим [7], в которой теоретически рассматривается неустойчивость волн пучка, распространяющегося в отверстии цилиндрического полупроводникового образца. Показано, что при наличии столкновений волны пространственного заряда неустойчивы на любой частоте, если не учитывается влияние тепловой скорости носителей заряда в полупроводнике.

В ряде работ [8–11] было показано, что неустойчивость дрейфовых волн в двухкомпонентной плазме полупроводника, или в слоях с дрейфующими носителями, является бунемановской неустойчивостью [8,12]. Наконец, в [11] исследовалась неустойчивость в полупроводниковой сверхрешетке, период которой предполагался значительно меньше, чем длина электромагнитной волны, а также для дрейфовых волн, распространяющихся вдоль направления дрейфа в решетке с произвольными толщинами слоев. Было показано, что бунемановская неустойчивость имеет место и в периодической структуре, определены условия развития неустойчивости в зависимости от тепловой скорости носителей в различных слоях, найдены инкременты нарастания.

В данной работе рассматривается слоисто-периодическая полупроводниковая структура, период которой равен или превышает длину собственной электромагнитной волны, распространяющейся в слоистой среде. Предполагается, что дебаевский радиус и длина свободного пробега носителей значительно меньше толщины слоев. Это позволяет упростить задачу, рассматривая полупроводники в гидродинамическом приближении. Известно, что применение гидродинамических уравнений оказывается оправданным для частот $\omega \gg \nu$ (бесстолкновительная плазма [13]) и $\omega \ll \nu$ (ν — частота столкновений), если исследовать только коллективное поведение частиц и не интересоваться эффектами типа затухания Ландау [14]. Влияние теплового движения носителей также может быть учтено в гидродинамическом приближении. Как показано в работе [11], уже при $\nu\lambda/2\pi v_T \geq 3$ (λ — длина исследуемой волны) погрешность гидродинамического описания не превышает 10% по сравнению с кинетическим. Типичные для полупроводников [15] значения плазменной частоты $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m\epsilon_0)^{1/2} \approx 10^{12} - 10^{13} \text{ s}^{-1}$, эффективной массы $m \approx 10^{-28} - 10^{-29} \text{ g}$ и частоты столкновений $\nu \approx 5 \cdot 10^{10} - 10^{13} \text{ s}^{-1}$ (при изменении температуры от 4.2 до 300 K) дают значения тепловой скорости $v_T \approx 10^7 - 10^8 \text{ cm/s}$, радиус Дебая $R_D = v_T / \omega_p \sim 10^{-5} \text{ cm}$ и длины свободного пробега

носителей $l = v_T/v \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ см. Таким образом, наше рассмотрение относится к структурам с толщинами слоев порядка $5 \cdot 10^{-4} - 10^{-1}$ см и частотам $\omega \approx 10^{11} - 5 \cdot 10^{13}$ с $^{-1}$. Так как мы не учитываем затухание Ландау, то дрейфовые волны можно рассматривать как волны Ван-Кампена [16], т.е. предполагать, что поток дрейфующих носителей промодулирован с частотой ω . Показано, что трансляционная симметрия среды приводит к своеобразной зонной структуре дрейфовых волн, которые оказываются устойчивыми при неучете столкновений. Неустойчивость появляется при учете столкновений, т.е. является резистивной неустойчивостью. Также исследовано влияние диссипации на распространение собственных волн решетки — коллективных плазменных поляритонов.

1. Постановка задачи. Основные соотношения

Рассмотрим безграничную периодическую структуру, образованную повторением слоев двух различных полупроводников с толщинами d_1 и d_2 . Выберем систему координат таким образом, чтобы ось Oz была перпендикулярна границам слоев, а ось Ox направим параллельно границам слоев. Будем предполагать, что ко всем слоям с индексом 1 приложено электрическое поле параллельно оси Ox , создающее дрейф со скоростью $\mathbf{v}_0 = (v_0, 0, 0)$. Система уравнений задачи состоит из уравнений Максвелла, а также уравнений непрерывности и движения носителей заряда

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1}{\partial t} + \operatorname{div}(n_{01}\mathbf{v}_1 + n_1\mathbf{v}_0) &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \nabla)\mathbf{v}_1 + v_1\mathbf{v}_1 &= \frac{e}{m} \mathbf{E}_1, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_{01} — равновесная концентрация носителей в слоях с индексом 1, v_1 — частота столкновений.

Для слоев второго полупроводника все уравнения имеют аналогичный вид, кроме того, что $\mathbf{v}_0 = 0$ и $v_2 = 0$. Вследствие однородности среды в направлении Oy будем предполагать, что $\partial/\partial y = 0$, тогда исходная система уравнений распадается на две поляризации. В дальнейшем рассмотрим поляризацию с компонентами E_x, E_z, H_y .

Исходная система уравнений должна быть дополнена граничными условиями. Особенность этих условий состоит в том, что наличие дрейфа в одном из слоев приводит к возникновению поверхностных токов вдоль границы раздела. Так как мы можем предполагать, что толщина переходного слоя гораздо меньше длины волны колебаний и, следовательно, граница является резкой, то можно воспользоваться граничными условиями [17], учитывающими разрыв нормальных составляющих электрической индукции и непрерывность тангенциальных составляющих электрического поля. Для плоских волн

$\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_{z1,2} z)$ имеем

$$\begin{aligned} D_{z2} - D_{z1} &= -\frac{\omega_{L1}^2 k_x v_0}{(\omega - k_x v_0)^2 \omega} E_{z1} \Big|_{\text{на границах слоев}}, \\ E_{x1} &= E_{x2} \Big|_{\text{на границах слоев}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$\begin{aligned} k_{z1,2} &= \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{s1,s2} - k_x^2}, \\ \varepsilon_{s1} &= \varepsilon_{01} - \frac{\omega_{L1}^2}{\omega(\omega - k_x v_0 + iv_1)}, \quad \varepsilon_{s2} = \varepsilon_{02} - \frac{\omega_{L2}^2}{\omega^2}, \end{aligned}$$

$\varepsilon_{01,02}$ — проницаемость решетки полупроводников, $\omega_{L1,2}$ — ленгмюровские частоты.

Для получения дисперсионного уравнения воспользуемся методом передаточной матрицы [18,19], связывающей поля в структуре в начале и конце периода ($d = d_1 + d_2$)

$$\begin{pmatrix} E_{x1}(0) \\ D_{z1}(0) \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} E_{x2}(d) \\ D_{z2}(d) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Соотношения для компонент матрицы получены в [19]. Используя теорему Флоке

$$E_{x2}(d) = E_{x1}(0) \exp(i\bar{k}d),$$

$$D_{z2}(d) = D_{z1}(0) \exp(i\bar{k}d),$$

где \bar{k} — так называемое блоховское волновое число, получим дисперсионное соотношение, связывающее частоту ω с волновыми числами k_x, \bar{k} ,

$$\cos \bar{k}d = \frac{M_{11} + M_{22}}{2},$$

$$M_{11} = \cos k_{z1}d_1 \cos k_{z2}d_2 - \frac{k_{z2}\varepsilon_1}{k_{z1}\varepsilon_2} \sin k_{z1}d_1 \sin k_{z2}d_2,$$

$$M_{22} = \cos k_{z1}d_1 \cos k_{z2}d_2 - \frac{k_{z1}\varepsilon_2}{k_{z2}\varepsilon_1} \sin k_{z1}d_1 \sin k_{z2}d_2, \quad (4)$$

где

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{01} - \frac{\omega_{L1}^2}{(\omega - k_x v_0 + iv_1)(\omega - k_x v_0)},$$

$\varepsilon_2 = \varepsilon_{s2}$.

Отсюда видно, что \bar{k} — усредненное волновое число, вместо $k_{z1,2}$ описывающее периодичность структуры.

2. Дрейфовые волны в полупроводниковой сверхрешетке

Исследование соотношения (4) проведем для волн пространственного заряда $\omega \approx k_x v_0$. Будем предполагать, что $v_1 = 0$. В этом случае, как видно из формулы для ε_{s1} , поперечное волновое число k_{z1} может принимать бесконечно большие значения. Если $\omega - k_x v_0 \geq 0$ и

$$\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_{L1}^2}{(\omega - k_x v_0)\omega} > \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{01} - k_x^2,$$

то k_{z1} можно представить следующим образом:

$$k_{z1} \approx i \frac{\omega_{L1}}{c} \sqrt{\frac{\omega}{\omega - k_x v_0}}.$$

Учитывая, что k_{z1} — мнимое число, перепишем уравнение (4) в том же приближении:

$$\begin{aligned} \cos \bar{k}d \approx & -\frac{1}{2} \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} \frac{\omega_{L1} c}{\sqrt{\omega(\omega - k_x v_0)^3}} \\ & \times \operatorname{sh} \left(\frac{\omega_{L1}}{c} \sqrt{\frac{\omega}{\omega - k_x v_0}} d_1 \right) \sin k_{z2} d_2. \end{aligned} \quad (5)$$

Видно, что правая часть этого соотношения по абсолютной величине значительно больше единицы, поэтому \bar{k} должно быть мнимым числом. Следовательно, в области частот $\omega \geq k_x v_0$ находится запрещенная зона и быстрые дрейфовые волны в направлении Oz не распространяются (отметим, что если $\sin k_{z2} d_2 \approx 0$, то для быстрых дрейфовых волн может существовать зона пропускания).

Если $\omega \leq k_x v_0$, то k_{z1} — действительное число. Представим его в следующем виде:

$$k_{z1} = \frac{n\pi}{d_1} + \delta k_z; \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (6)$$

Пусть $\delta k_z \ll \pi/d_1$. Уравнение (5) принимает вид

$$\begin{aligned} (-1)^n \cos \bar{k}d \approx & \cos k_{z2} d_2 + \delta k_z d_1 \\ & \times \frac{k_{z2}}{2\varepsilon_2} \frac{c^4}{\omega_{L1}^2 \omega^2} \left(\frac{n\pi}{d_1} \right)^3 \sin k_{z2} d_2. \end{aligned} \quad (7)$$

Это уравнение имеет множество решений для $\bar{k}d$ при определенных значениях n . Если правая часть по величине меньше (или равна) единицы, то \bar{k} — действительное число, принимающее значения между нулем и π . Таким образом, в рассматриваемом случае дрейфовые волны имеют зонную структуру спектра. Ширина зон пропускания обратно пропорциональна n . Разумеется, зона по частоте не может быть меньше частоты столкновений ν_1 . Это позволяет определить число зон пропускания из условия $(\omega_{n+1} - \omega_n)/\nu_1 \approx 1$. Записывая ε_{s1} с учетом ν_1 и предполагая, что $\omega_{L1} \gg \nu_1$, получим

$$n = \text{целая часть} \left\{ \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\omega_{L1} d_1}{\pi c} \right)^2 - 1 \right] \right\}.$$

Из этой формулы следует, что образование зонной структуры дрейфовых волн существенно зависит от параметров решетки. При малых значениях ленгмюровской частоты ω_{L1} и большой частоте столкновений ν_1 зонная структура может отсутствовать.

На рис. 1 приведена зонная структура без учета дрейфа и при наличии дрейфа. Представлены дисперсионные характеристики для нескольких случаев: а) $v_0 = 0$,

б) $v_0 \neq 0$ $\omega_{p1} \ll \omega_{p2}$, в) $v_0 \neq 0$ $\omega_{p1} \leq \omega_{p2}$, д) $v_0 \neq 0$, $\omega_{p1} \geq \omega_{p2}$. Для расчета были выбраны следующие численные значения: $\varepsilon_{01} = 17.8$, $\varepsilon_{02} = 10$, $d_1 = 0.006$ см, $d_2 = 0.002$ см. Из рис. 1, а ($\omega_{p1} = 2.5 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, $\omega_{p2} = 3 \cdot 10^{12}$ с⁻¹) при отсутствии дрейфа видно, что имеются две зоны, в которых возможно распространение собственных волн [19] — коллективных плазменных поляритонов. Эти зоны отмечены штриховкой. Знак „+“ соответствует $\bar{k}d = \pi$, а знак „o“ — $\bar{k}d = 0$. Обе зоны пропускания асимптотически стремятся к линии $\omega = \omega_{ps} = \sqrt{\omega_{ps1}^2 + \omega_{ps2}^2}$, где $\omega_{ps1,2} = \omega_{L1,2}(\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02})^{-1/2}$ — частоты поверхностных плазмонов, распространяющихся на границе между полупроводниковыми слоями. Следует отметить, что в верхней зоне групповая скорость волн отрицательна. Объяснить появление двух типов поляритонов можно следующим образом. Запишем выражение для потока мощности

$$\begin{aligned} P_{x1,2} &= -\frac{c}{4\pi} \operatorname{Re} (E_z H_y^*) = \frac{\omega}{4\pi} |E_{x1,2}|^2 \frac{k_x}{|k_{z1,2}|} \operatorname{Re} \varepsilon_{1,2}, \\ P_{z1,2} &= \frac{c}{4\pi} \operatorname{Re} (E_x H_y^*) = \frac{\omega}{4\pi} \frac{|E_{x1,2}|^2}{|k_{z1,2}|^2} \operatorname{Re} k_{z1,2}^* \varepsilon_{1,2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Отсюда следует, что P_x -компонента потока отлична от нуля, а ее знак совпадает со знаком диэлектрической проницаемости. Так как интересующая нас область расположена между частотами ω_{p1} и ω_{p2} , то ε_1 в этой области положительна, а ε_2 отрицательна. Кроме того, $k_{z2}^2 < 0$ во всем диапазоне рассматриваемых частот, а $k_{z1}^2 < 0$, если $k_x^2 > (\omega^2/c^2)\varepsilon_{s1}$. Из формулы (8) видно, что P_z -компонента равна нулю. Поток в слоях первого полупроводника направлен вдоль Ox , а в слоях второго полупроводника — в отрицательную сторону оси Ox . Таким образом, образование нижней зоны пропускания связано с тем, что в ней основная энергия переносится слоями первого полупроводника, а в верхней зоне большая часть энергии сосредоточена в слоях второго полупроводника. С этим же обстоятельством связано направление групповой скорости $v_{gr} = d\omega/dk_x$.

При построении рис. 1, б было выбрано значение скорости дрейфа $v_0 = 5 \cdot 10^9$ см/с и $\omega_{p1} = 6 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $\omega_{p2} = 3 \cdot 10^{12}$ с⁻¹. На этом рисунке уравнение штриховой линии следующее: $\omega = k_x v_0$, т.е. эта линия является дисперсионным уравнением дрейфовой волны без учета периодичности структуры. Влияние взаимодействия между дрейфовыми волнами и плазменными поляритонами заключается в том, что в точках пересечения этой линии с дисперсионными линиями собственных волн решетки происходит „расталкивание“ кривых. В результате разрешенные зоны плазменных поляритонов меняют свой вид, а вблизи линии $\omega = k_x v_0$ возникают зоны пропускания, которые видны на вставке. Об этих зонах было сказано при исследовании уравнений (6) и (7). Заметим, что уравнение границ этих зон следующее: $\omega = k_x v_0 + \text{const}$. Зоны расположены правее штриховой линии и соответствуют медленным дрейфовым волнам. Левее этой линии зон пропускания нет вплоть до зон

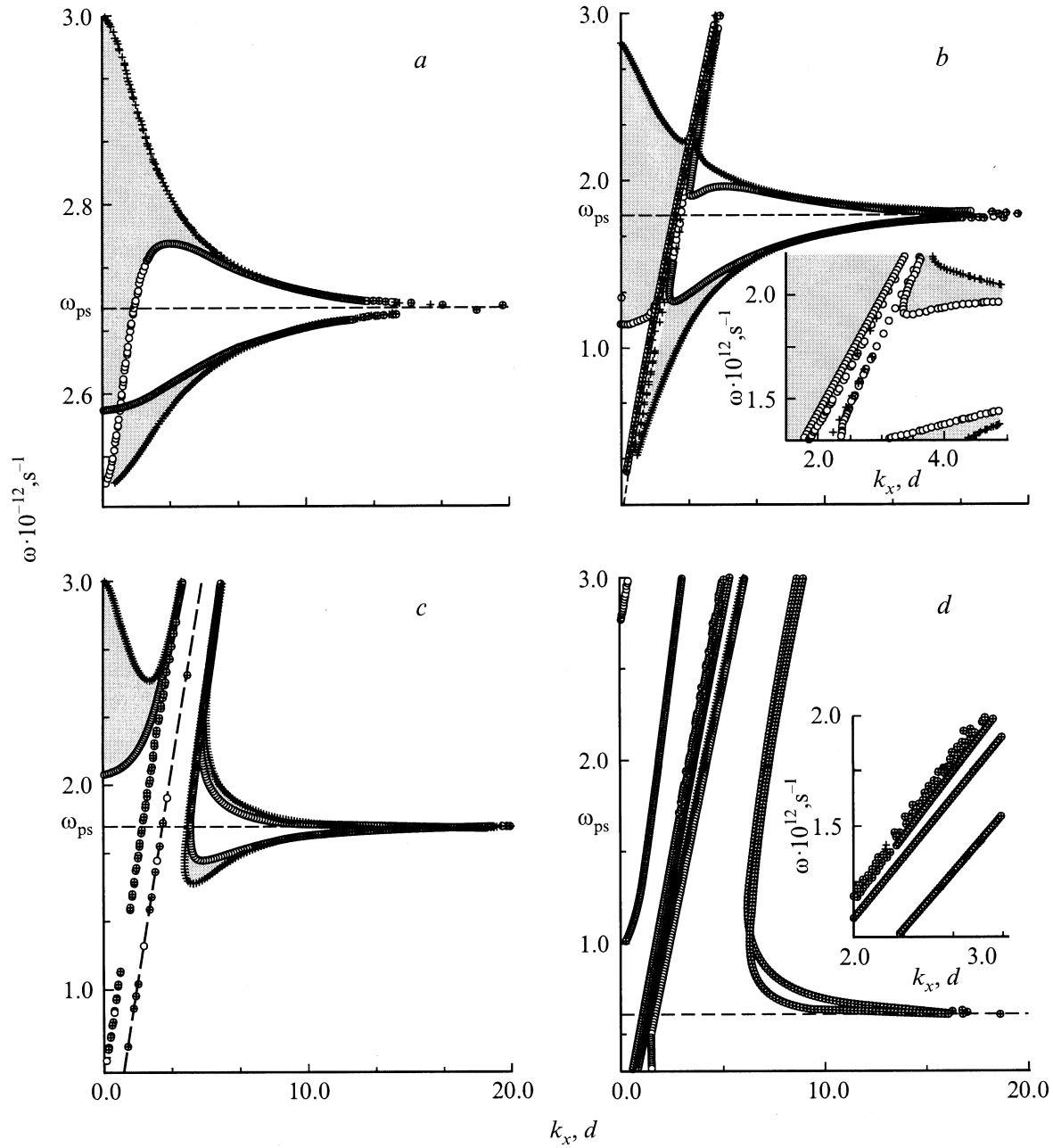


Рис. 1. Дисперсионная зависимость.

пропускания плазменных поляритонов. Таким образом, быстрые дрейфовые волны попадают в область непропускания и особенностью полупроводниковой слоистой среды с трансляционной симметрией является отсутствие быстрых дрейфовых волн.

На рис. 1, *c* область дрейфовых волн значительно шире, чем на рис. 1, *b*. На рис. 1, *d* предполагается, что дрейф происходит в слоях с большей концентрацией носителей и область дрейфовых волн оказывается еще более широкой. Отличительной особенностью этого рисунка является то, что асимптота $k_x d \rightarrow \infty$ выходит на частоту ω_{ps2} , а не на частоту ω_{ps} , как на предыдущих рисунках.

Для получения аналитических результатов для случая $\omega \leq k_x v_0$ предположим, что $\omega_{L1} \ll \omega_{L2}$ и представим уравнение (4) следующим образом:

$$(\omega - k_x v_0)^2 (\varepsilon_0 \omega^2 + (\omega_{L2}^2 - \varepsilon_0 \omega^2) F_{1,2}) = \omega_{L1}^2 \omega^2, \quad (9)$$

$$F_{1,2} = \frac{n\pi}{d_1 k_{z2}} (A \mp \sqrt{A^2 - 1}),$$

$$A = \frac{1}{\delta k_{z1}} \frac{\cos k_{z2} d_2 - (-1)^n \cos \bar{k} d}{\sin k_{z2} d_2}. \quad (10)$$

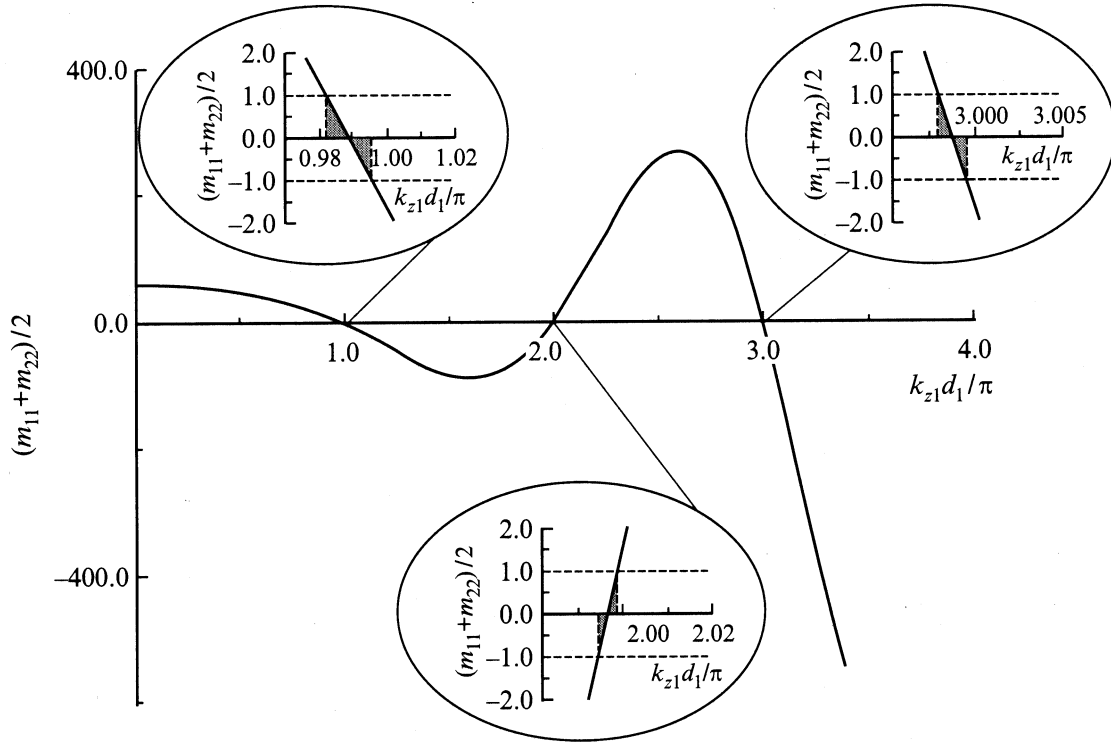


Рис. 2. Зависимость $(m_{11} + m_{22})/2$ от $k_{z1}d_1/\pi$ для рис. 1, b.

При получении формулы (10) использовано соотношение (6). Для дрейфовых волн из (9) следует

$$\omega = k_z v_0 - \frac{\omega_{L1} k_z v_0}{\sqrt{\epsilon_{01}(k_z v_0)^2 + [\omega_{L2}^2 - \epsilon_{02}(k_z v_0)^2] F_{1,2}}} \quad (11)$$

(знак плюс перед вторым слагаемым отсутствует, потому что, как было показано выше, в структуре распространяется медленная дрейфовая волна). Так как $\delta k_z d_1$ — малб и $|A| \gg 1$, то, раскладывая подкоренные выражения в соотношении (9) по параметру A^{-1} , получим

$$F_{1,2} = \frac{n\pi}{d_1 k_{z2}} \begin{cases} (2A)^{-1} \\ 2A \end{cases} \quad (12)$$

Как было сказано выше, в исследуемой области частот k_{z2} — мнимое число и

$$A = \frac{-i}{\delta k_z d_1} \frac{\text{ch } k_{z2} d_2 - (-1)^n \cos \bar{k} d}{\text{sh } k_{z2} d_2} = \frac{-i}{\delta k_z d_1} \beta.$$

Тогда F_1 обратно пропорционально малой величине $|\delta k_z| d_1$. Поэтому

$$\omega \approx k_x v_0 - \omega_{p1}.$$

F_2 обратно пропорционально $|\delta k_z| d_1$ и является большей величиной. В этом случае для ω получаем формулу

$$\omega \approx k_x v_0 \left(1 - \frac{\omega_{L1}}{\omega_{L2}} \sqrt{-\frac{|k_{z2}| d_1}{2\beta n\pi} \delta k_z d_1} \right). \quad (13)$$

Отсюда следует, что при $\delta k_z < 0$ медленная дрейфовая волна устойчива.

Рассмотрим определение δk_z . Для этого построим зависимость $(m_{11} + m_{22})/2$ от $k_{z1}d_1/\pi$ (рис. 2). Из этого рисунка следует, что возле точек в которых аргумент принимает целочисленные значения, функция $|(m_{11} + m_{22})/2| \leq 1$. Как видно из дисперсионного соотношения (4), это означает наличие зоны пропускания. Вблизи $k_{z1}d_1/\pi = 1, 2, 3$ зоны возникают левее этих точек, а $\delta k_z d_1 < 0$, т.е. дрейфовая волна устойчива. Покажем аналитически, что $\delta k_z d_1$ отрицательно. Из соотношения (7) для правой части имеем

$$\exp(|k_{z2}| d_2) \left| 1 + \delta k_z d_1 \frac{|k_{z2}|}{2|\epsilon_2|} \frac{c^4}{\omega_{L1}^2 \omega^2} \left(\frac{d_1}{n\pi} \right)^3 \right| < 1. \quad (14)$$

Здесь учтено, что в рассматриваемой области k_{z2} — мнимое число и $\epsilon_2 < 0$. Таким образом, если диссипативные процессы не учитываются, то дрейфовые волны в периодической структуре устойчивы.

3. Влияние дрейфа на плазменные поляритоны

На рис. 1, a представлены зоны пропускания плазменных поляритонов при отсутствии дрейфа. В этом разделе будет численно рассмотрено решение уравнения

$$\epsilon_{01} \omega^2 + (\omega_{L2}^2 - \epsilon_{02} \omega^2) F_{1,2} = 0 \quad (15)$$

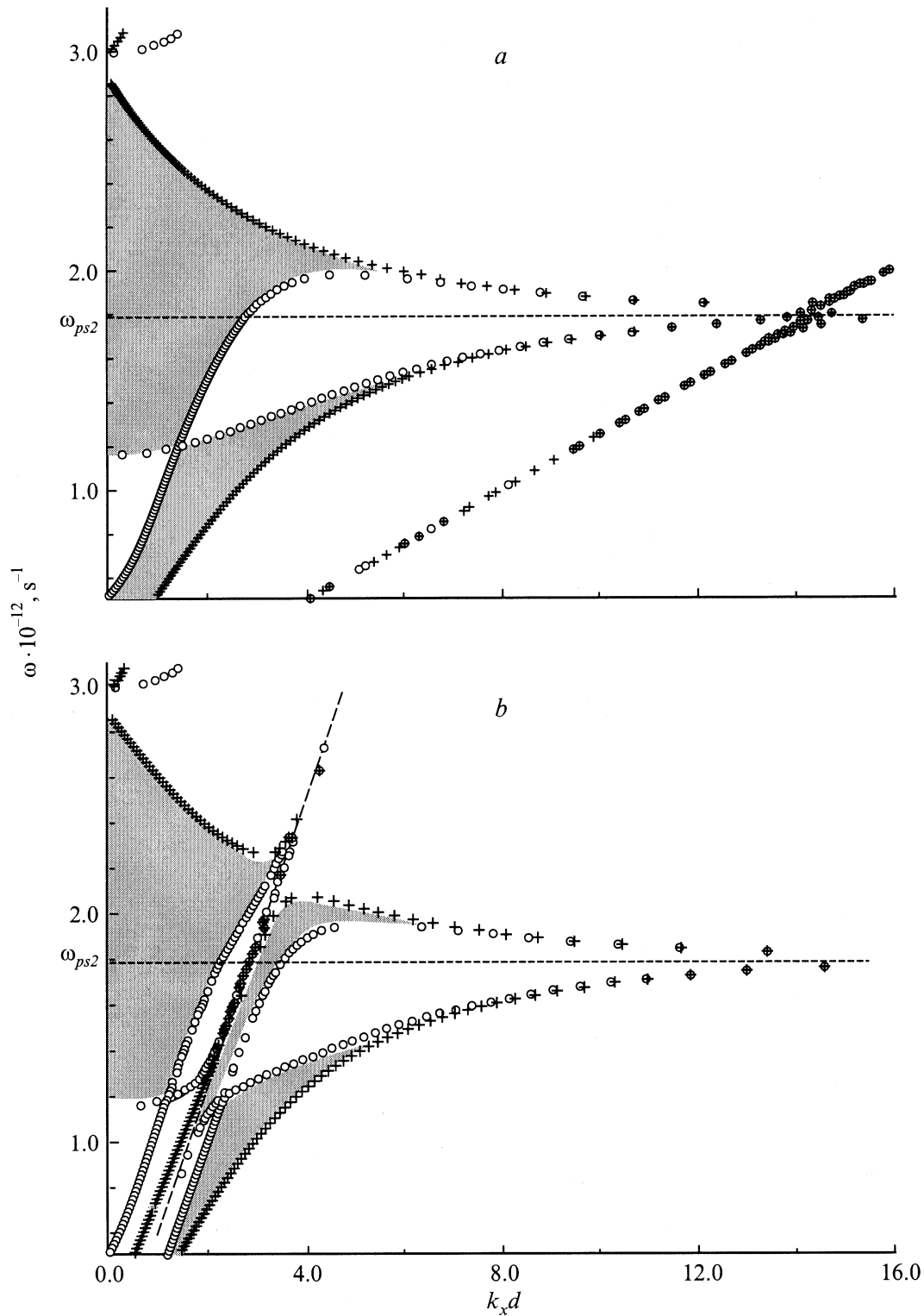


Рис. 3. Зонная структура спектра плазменных поляритонов при наличии дрейфа: $v_0 = 1 \cdot 10^9$ (a), $5 \cdot 10^9$ cm/s (b).

при наличии дрейфа. Отметим, что в этом соотношении в области частот $\omega \approx k_x v_0$ ε_1 является большой величиной по модулю, следовательно, k_{z1} может быть представлено формулой (6), а $F_{1,2}$ — соотношением (10). На рис. 3 приведены графики решения

уравнения (15) при двух значениях скорости дрейфа. Из рис. 3, a при относительно малой скорости дрейфа следует, что вид зон пропускания мало меняется по сравнению с рис. 1, a. Основное отличие заключается в том, что асимптота, к которой стремятся границы зоны

при $k_x d \rightarrow \infty$, определяется частотой поверхностного плазмона второго слоя ω_{ps2} , а не гибридной частотой ω_{ps} . На рис. 3, *b* зона $\omega \approx k_x v_0$ находится в области малых значений $k_x d$. Видно, что происходит вытягивание зон вдоль линии $\omega = k_x v_0$. Заметим, что зоны, в которых плазменные поляритоны обладают отрицательной или положительной групповой скоростью, сохраняются и при наличии дрейфа.

Рассмотрим решение уравнения (9) для коллективных плазменных поляритонов. Из этого соотношения следует, что дрейф носителей не приводит к неустойчивости собственных волн, а только сдвигает частоту на малую величину порядка $\omega_{L1}^2 / (\omega_{ps2} - k_x v_0)^2$.

4. Учет диссипативных процессов

Рассмотренные ранее результаты не учитывали потерь, которыми, безусловно, обладает любой полупроводниковый материал. Известно, что влияние диссипации существенно сказывается на дисперсии волн, их затухании, условиях возникновения неустойчивости и т.д. Так, в работах [20–22] показано, что учет частоты столкновений в полупроводнике приводит к ограничению максимального значения волнового числа и, следовательно, к некоторому минимальному значению фазовой скорости волны $v_{ph} = \omega / (k_x)_{max}$. Вследствие этого условие, при котором возникает неустойчивость ($\omega / (k_x)_{max} < v_0$), не выполняется: даже в полупроводниках с большой подвижностью типа InSb, PbTe, в которых скорость дрейфа может достигать значения $3-5 \cdot 10^7$ cm/s, а наименьшая скорость поверхностных поляритонов в однородных образцах порядка $c / \sqrt{\epsilon_0} \approx 5 \cdot 10^9$ cm/s. Поэтому описанная в первом разделе неустойчивость возможна, по-видимому, только в структуре, образованной слоями полупроводника и электронными потоками, распространяющимися между ними.

Исследование влияния диссипации на свойства плазменных поляритонов проведем на следующей модели. Будем предполагать, что частота столкновений в первом полупроводнике равна $\nu_1 \ll \omega_{L1}$, а в слоях второго полупроводника потери отсутствуют. Считаем также $v_0 = 0$. Решение уравнения (9) получим численным путем. Результаты расчета представлены на рис. 4, на котором предполагается, что $k_x = k'_x + ik''_x$. На рис. 4, *a* представлена зависимость частоты от действительной части волнового числа $k'_x d$, а на рис. 4, *b* — зависимость $\omega(k''_x d)$ при $\nu_1 = 3 \cdot 10^{11}$ s⁻¹ для $kd = 0$. Сравнивая этот рисунок с рис. 1, видим, что дисперсионные кривые с положительной (кривая 1) и отрицательной (кривая 2) групповыми скоростями сохранили свой характер при $k'_x d \approx 0, \dots, 20$. Затухание в этой области определяется кривыми 1 и 2 (рис. 4, *b*). Видно, что затухание для кривой положительно и мало в области частот $\omega \approx 1.25 \cdot 10^{12} - 1.75 \cdot 10^{12}$ s⁻¹. Оно составляет $k''_x / k'_x \approx 0.04$. За пределами этой области затухание существенно возрастает и в точке окончания кривой 1

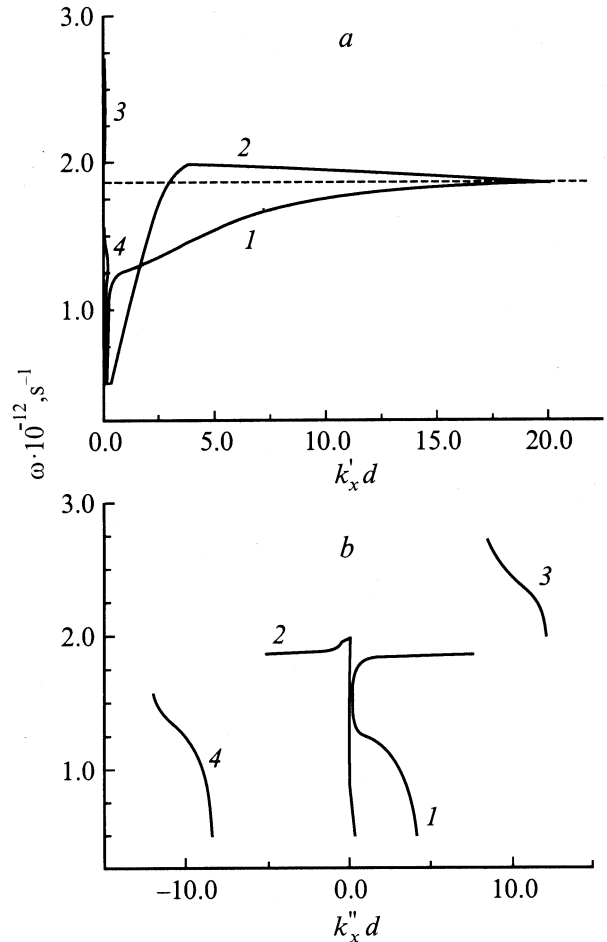


Рис. 4. Дисперсионная зависимость для плазменных поляритонов с учетом пространственного затухания.

($\omega = 1.86 \cdot 10^{12}$ s⁻¹, $k'_x d = 19.98$) равно $k''_x / k'_x \approx 0.38$. Для кривой 2 (рис. 4, *a*) затухание представлено кривой 2 на рис. 4, *b*, которая расположена вблизи оси ординат, и $k''_x d \approx 0$. Далее для частот порядка $\omega \approx 2 \cdot 10^{12}$ s⁻¹ k''_x становится отрицательным и возрастает по модулю. Отрицательная величина означает, что амплитуда волны нарастает в направлении положительной оси $0x$ и убывает в противоположной стороне. Такая особенность этого типа поляритонов объясняется тем, что для $k'_x d > 5$ (рис. 4, *a*) групповая скорость отрицательна, т.е. собственная волна затухает в направлении распространения энергии [22,23]. Важной особенностью рассматриваемых графиков является наличие загиба при больших значениях $k'_x d$. Как видно, в этой области существенно возрастает значение $|k''_x d|$. Таким образом, затухание приводит к ограничению значения $k'_x d$, а следовательно, и к минимуму фазовой скорости.

Оценим величину $(k_x)_{max}$, предполагая, что частота столкновений в первом полупроводнике $\nu_1 \ll \omega_{L1}$. Пусть $\omega \approx \omega_{ps}$, т.е. рассматриваем область, которая на рис. 1, *a* расположена вблизи асимптоты, тогда можно предположить, что

$$k_x \gg \frac{\omega_{ps}}{c} \sqrt{\epsilon_{1,2}}.$$

Учитывая это соотношение, для $k_{z1,2}$ получим

$$k_{z1} = k_{z2} \approx ik_x, \quad (16)$$

а уравнение (4) принимает вид

$$\cos \bar{k}d = \operatorname{ch} k_x d_1 \operatorname{ch} k_x d_2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \right) \operatorname{sh} k_x d_1 \operatorname{sh} k_x d_2. \quad (17)$$

Для больших значений $k_x \operatorname{ch} k_x d \approx \operatorname{sh} k_x d \approx \exp(k_x d)/2$, и если $\omega_{L2} > \omega_{L1}$, то

$$k'_x = \frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{8\omega_{L2}^4}{\omega_{ps}\omega_{L1}^2\nu_1} \frac{\varepsilon_{01}^2}{(\varepsilon_{01} + \varepsilon_{02})^2} \right\},$$

$$k''_x = \frac{1}{d} \operatorname{arctg} \frac{\omega_{L2}^2}{\omega_{ps}\nu_1}. \quad (18)$$

Здесь $|\cos \bar{k}d| \approx 1$. Из (18) следует, что при $\nu_1 \rightarrow 0$ $k'_x d \rightarrow \infty$, а $k''_x d \rightarrow \pi/2$. Появление заворота на кривой можно объяснить следующим образом. При $\nu_1 \neq 0$ $k'_x d$ принимает конечное значение, а набег фазы на периоде при распространении волны вдоль и против оси z при отражении от границы несколько меньше π . Таким образом, отраженная волна „гасит“ падающую. Это приводит к образованию запрещенной зоны, т.е. загибу дисперсионной кривой.

Зависимость минимальной фазовой скорости от отношения ν_1/ω_{ps} приведена на рис. 5. Видно, что с ростом этого отношения фазовая скорость приближается к скорости света, но даже при $\nu_1 > \omega_{ps}$ она составляет единицы процентов от скорости света. Форма кривой при больших значениях частоты диссипации, как показывают численные расчеты, зависит от геометрии структуры. Физически это объясняется долей энергии, переносимой в слое второго полупроводника, затухание в котором мы приняли равным нулю.

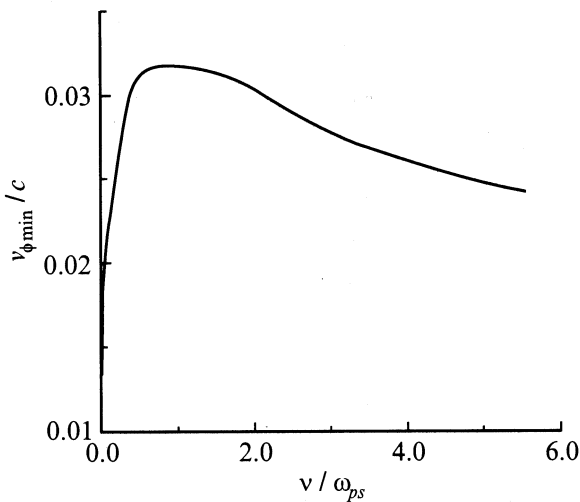


Рис. 5. Зависимость минимальной фазовой скорости поляритона от параметра ν/ω_{ps} .

На рис. 4, а имеются еще две волны, дисперсионные кривые которых расположены при $k'_x d \approx 0$ (кривая 3) и $|k''_x d| \approx 10$ (кривая 4). Это решение имеет место, только если учитываются диссипативные процессы [24]. Как следует из соотношений (8), поток энергии вдоль оси $0x$ $P_x = 0$, а вдоль оси $0z$ принимается встречные направления в соседних слоях структуры. Последнее связано с тем, что в рассматриваемой области $\varepsilon_1 > 0$, а $\varepsilon_2 < 0$. Следовательно, данный тип поляритонов не распространяется в структуре и затухает вблизи точки возникновения.

Рассмотрим неустойчивость собственных волн при наличии дрейфа и учете диссипативных процессов. Если $\omega_{L2} \gg \omega_{L1}$, то дисперсионное соотношение будет следующим:

$$(\omega - k_x v_0) [\varepsilon_{01}\omega^2 + (\omega_{L2}^2 - \varepsilon_{02}\omega^2)F_{1,2}] = -\frac{i\omega_{L1}^2\omega^2}{\nu_1}. \quad (19)$$

Подставляя для дрейфовых волн $\omega = k_x v_0 + \delta\omega$, получим

$$\delta\omega = -\frac{i\omega_{L1}^2}{\nu_1 \{ \varepsilon_{01} + [\omega_{L2}^2/(k_x v_0)^2 - \varepsilon_{02}] F_{1,2} \}}. \quad (20)$$

В формулах (19)–(20) величина $F_{1,2}$ получается из уравнения (4) и имеет вид

$$F_{1,2} = \frac{k_{z1}}{k_{ze}} \left(A \pm \sqrt{A^2 - 1} \right),$$

$$A = \frac{\cos k_{z1}d_1 \cos k_{z2}d_2 - \cos \bar{k}d}{\sin k_{z1}d_1 \sin k_{z2}d_2}. \quad (21)$$

Так как $v_0 \ll c/\sqrt{\varepsilon_{01,02}}$, то

$$A = \frac{\cos \bar{k}d - \operatorname{ch} k_x d_1 \operatorname{ch} k_x d_2}{\operatorname{sh} k_x d_1 \operatorname{sh} k_x d_2} \approx -1$$

и, следовательно, $F_{1,2} \approx -1$. Тогда

$$\frac{\delta\omega}{\omega} \approx i \frac{\omega_{ps}^2 k_x v_0}{[\omega_{ps2}^2 - (k_x v_0)^2] \nu_1}. \quad (22)$$

Отсюда следует, что неустойчивость дрейфовых волн имеет место для всех частот меньше ω_{ps2} . Видно, что наибольший инкремент нарастания достигается на частотах порядка ω_{ps2} . Объяснить этот эффект можно на основании рис. 3, б. Из него следует, что вблизи частоты ω_{ps2} расположена зона поляритонов, уравнением которой является равенство нулю второй скобки слева в уравнении (19). Увеличение инкремента означает приближение частоты к точке резонанса между дрейфовой волной и поляритоном. В этой точке величина инкремента наибольшая и пропорциональна квадратному корню из правой части соотношения (19). Заметим, что условие $k_x v_0 = \omega_{ps2}$ не может быть выполнено, так как $\delta\omega/\omega$ должно быть меньше единицы. Вывод, что если частота соударений отлична от нуля, то волны пространственного заряда неустойчивы на любой частоте, был сделан ранее в работе [7].

Для коллективных плазменных поляритонов из соотношения (19) получим

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = -i \frac{\omega_{L1}^2 \omega_F}{2\nu_1(\omega_F - k_x v_0)(\epsilon_{01} + \epsilon_{02}|F|)}. \quad (23)$$

Здесь $\omega_F = \sqrt{\omega_{L2}^2 |F| / (\epsilon_{01} + \epsilon_{02}|F|)}$ — решение уравнения для поляритонов. $|F|$ учитывает периодический характер структуры и $|F| \rightarrow 1$, если $k'_x d \rightarrow \infty$; при этом $\omega_F \rightarrow \omega_{ps2}$. Неустойчивость поляритонов имеет место, если $k_x v_0 > \omega_F$.

Заключение

Результаты данной работы могут представлять интерес при разработке твердотельных активных приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Особенностью этих приборов является длительное взаимодействие дрейфовых или собственных волн периодической структуры, аналогично ЛБВ. Размеры слоев для указанных диапазонов должны быть порядка нескольких μm , а полупроводниковые материалы — типа InSb, PbTe, GaAs.

Список литературы

- [1] Трохименко Я.К., Дмитрук В.Н. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1971. Т. 14. № 12. С. 1395–1402.
- [2] Mullins J. // IEEE Spectrum. 2002. Vol. 39. N 7. P. 22–23.
- [3] Ахиезер А.И., Файнберг Я.Б. // ДАН СССР. 1949. Т. 69. № 4. С. 555–556.
- [4] Bohm D., Gross E.P. // Phys. Rev. 1949. Vol. 75. N 12. P. 1864–1876.
- [5] Лопухин В.П., Веденов А.А. // УФН. 1954. Т. 53. № 1. С. 69–86.
- [6] Корнилов Е.А., Некрашевич С.А., Файнберг Я.Б. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. Вып. 6. С. 284–287.
- [7] Русанов А.Ф., Яковенко В.М. // РиЭ. Харьков: ИРЭ НАН Украины, 2000. Т. 5. № 3. С. 91–96.
- [8] Pines D., Schrieffer J. // Phys. Rev. 1961. Vol. 124. N 5. P. 1387–1400.
- [9] Романов Ю.А., Дряхлушин В.Ф. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. Вып. 1. С. 348–353.
- [10] Богданов Е.П., Орлов Л.К., Романов Ю.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 6. С. 805–812.
- [11] Богданов Е.П., Романов Ю.А., Трошин В.М. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 1. С. 32–40.
- [12] Vinetani O. // Phys. Rev. 1959. Vol. 115. N 3. P. 503–517.
- [13] Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М.: Атомиздат, 1961. 244 с.
- [14] Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974. 720 с.
- [15] Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. М.: Атомиздат, 1973. 248 с.
- [16] Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976. 240 с.
- [17] Михайловский А.Б., Пашицкий Э.А. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. Вып. 6. С. 1787–1795.

- [18] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Пер. с англ. / Под ред. Г.П. Мотулевич. М.: Наука, 1973. 720 с.
- [19] Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с.
- [20] Alfano K.R. // J. Opt. Soc. of Amer. 1970. Vol. 60. N 1. P. 66–70.
- [21] Kovner G.R., Alexander K.W., Beil K.J. et al. // Phys. Rev. B. 1976. Vol. 14. N 4. P. 1458–1464.
- [22] Булгаков А.А., Еременко З.Е. // Опт. и спектр. 1989. Т. 66. № 5. С. 1094–1098.
- [23] Франк И.М. // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. Вып. 3. С. 823–831.
- [24] Baynham A.C., Boardman A.D. // J. Phys. C. 1969. Vol. 2. Ser. 4. P. 619–628.