

УДК 537.87

ДИСПЕРСИОННЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В ИЗОТРОПНОЙ СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ — ПОЛУПРОВОДНИК — ДИЭЛЕКТРИК

Н. Н. Белецкий, Е. А. Гасан, В. М. Яковенко

Исследовано распространение поверхностных и объемных поляритонов в структуре металл—полупроводник—диэлектрик. Показано, что при толщине полупроводниковой пленки, меньшей некоторого критического значения, на дисперсионных кривых поверхностных поляритонов появляется участок с отрицательной дисперсией. Изучена зависимость критической толщины полупроводниковой пленки от проницаемости диэлектрика. Обнаружено, что учет потерь в полупроводнике приводит к появлению двух ветвей поверхностных волн, одна из которых характеризуется затуханием волны в направлении ее распространения (прямая волна), а другая — затуханием в направлении, противоположном направлению распространения (обратная волна).

Известно, что в достаточно тонких плазменных слоях ход дисперсионных кривых для поверхностных поляритонов является немонотонным — на них появляются участки с отрицательной дисперсией, на которых знаки фазовой и групповой скоростей поверхностных волн различны [1]. В области отрицательной дисперсии электромагнитные волны получили название обратных, и их можно использовать для создания обратной связи в активных СВЧ устройствах. В полупроводниковых плазменных слоях участки с отрицательной дисперсией наблюдаются в случае их симметричного диэлектрического окружения [2, 3].

В настоящей работе исследовано распространение поверхностных и объемных плазменных поляритонов с учетом поглощения в несимметричной структуре — полупроводниковой пленке, лежащей на металлической подложке и граничащей с диэлектриком. Показано, что если толщина полупроводниковой пленки меньше некоторого критического значения, то на дисперсионных кривых поверхностных плазменных поляритонов появляется участок с отрицательной дисперсией, на котором обратный поток энергии в полупроводниковой пленке преобладает над прямым потоком энергии в диэлектрике. Исследована зависимость критической толщины полупроводниковой пленки от электромагнитных свойств диэлектрика. Обнаружено, что учет потерь в полупроводнике приводит к появлению двух ветвей поверхностных волн, одна из которых характеризуется затуханием волны в направлении ее распространения (прямая волна), а другая — затуханием в направлении, противоположном направлению распространения волны (обратная волна).

Пусть полупроводниковая пленка занимает область пространства $0 < y < a_0$, идеально проводящий металл — полупространство $y < 0$, а диэлектрик — полупространство $y > a_0$. Вдоль осей x, z структура металл—полупроводник—диэлектрик (МПД) считается безграничной. Используя стандартные граничные условия в плоскостях $y=0$ и $y=a_0$, получим следующее дисперсионное уравнение для нахождения спектра плазменных поляритонов ТМ-типа в МПД-структуре:

$$(\epsilon_d q_s - \epsilon_s q_d) \exp(i q_s a) = \exp(-i q_s a) (\epsilon_d q_s + \epsilon_s q_d), \quad (1)$$

где

$$q_s = \frac{c k_{ys}}{\omega_p} = (\xi^2 \epsilon_s - \zeta^2)^{1/2}, \quad q_d = \frac{c k_{yd}}{\omega_p} = (\xi^2 \epsilon_d - \zeta^2)^{1/2},$$

$$\xi = \omega / \omega_p, \quad \zeta = ck_x / \omega_p, \quad a = a_0 \omega_p / c, \quad \varepsilon_s = \varepsilon_0 [1 - 1 / (\xi(\xi + i\Gamma))], \quad \Gamma = \nu / \omega_p.$$

k и ω — волновой вектор и частота волны, $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m^* \varepsilon_0)^{1/2}$ — плазменная частота, e , n_0 , m^* , ν — заряд, концентрация, эффективная масса и частота соударений электронов, ε_0 и ε_d — диэлектрические проницаемости кристаллической решетки полупроводника и диэлектрика, c — скорость света в вакууме. Нас будут интересовать плазменные поляритоны, распространяющиеся вдоль МПД-структуры, поэтому мы полагаем, что $\text{Im } q_d > 0$.

Фурье-компоненты электромагнитного поля в полупроводнике и в диэлектрике имеют вид

$$E_x^s = i \sin q_s \tilde{y}, \quad E_y^s = -(\zeta / q_s) \cos q_s \tilde{y}, \quad (2)$$

$$H_z^s = -(\xi \varepsilon_s / q_s) \cos q_s \tilde{y};$$

$$E_x^d = i \sin q_s a \exp [iq_d (\tilde{y} - a)], \quad E_y^d = -(\zeta / q_d) E_x^d, \quad (3)$$

$$H_z^d = -(\xi \varepsilon_d / q_d) E_x^d,$$

где $\tilde{y} = (\omega_p / c) y$. В формулах (2) и (3) опущен множитель $A \exp [i(k_x x - \omega t)]$, где A — произвольная постоянная.

На границах раздела сред нормальные компоненты электрического поля являются разрывными, что приводит к появлению поверхностных зарядов. Так, например, на границе $y = a_0$ имеем $E_y^s(a) = (\varepsilon_d / \varepsilon_s) E_y^d(a)$. Плотности поверхностных зарядов равны

$$\rho_s(0) = (1/4\pi) E_y^s(0); \quad (4)$$

$$\rho_s(a) = \frac{1}{4\pi} \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_d}{\varepsilon_d} E_y^s(a). \quad (5)$$

Из формулы

$$S^\mu = (c/8\pi) \text{Re} [E^\mu, H^{*\mu}], \quad (6)$$

определяющей средний по периоду колебаний поток энергии в полупроводнике и в диэлектрике, следует

$$S_x^s(\tilde{y}) = \frac{c}{8\pi} \text{Re} \frac{\zeta \xi \varepsilon_s^*}{|q_s|^2} \cos q_s \tilde{y} \cos q_s^* \tilde{y}; \quad (7)$$

$$S_x^d(\tilde{y}) = \frac{c}{8\pi} \text{Re} \frac{\zeta \xi \varepsilon_d}{|q_d|^2} \sin q_s a \sin q_s^* a \exp [2iq_d (\tilde{y} - a)], \quad (8)$$

где $\mu = s, d$ — соответственно для полупроводника и диэлектрика.

Предположим вначале, что потери в полупроводнике отсутствуют. Дисперсионному соотношению для плазменных поляритонов, распространяющихся вдоль МПД-структуры, соответствуют кривые на плоскости переменных (ξ, ζ) , лежащие справа от световой линии $q_d = 0$ ($\xi = \zeta / \sqrt{\varepsilon_d}$). Граничная линия $q_s = 0$ делит эту плоскость на область объемных ($q_s^2 > 0$) и поверхностных ($q_s^2 < 0$) волн.

Полагая в уравнении (1) $q_s = -i|q_s|$, $a \rightarrow \infty$, находим спектр поверхностных плазменных поляритонов на уединенной границе полупроводник—диэлектрик:

$$\varepsilon_d q_s - \varepsilon_s q_d = 0. \quad (9)$$

В пределе $\zeta \rightarrow \infty$ из уравнения (9) следует

$$\varepsilon_s + \varepsilon_d = 0. \quad (10)$$

Уравнение (10) определяет резонансную частоту поверхностных волн на границе полупроводник—диэлектрик [2, 3]:

$$\xi_{sp}^0 = \sqrt{\epsilon_i / (1 + \epsilon_i)}, \quad (11)$$

где $\epsilon_i = \epsilon_0 / \epsilon_d$.

Суммарные потоки энергии поверхностных плазменных поляритонов в полупроводнике $S_{x\Sigma}^s = \int_0^a S_x^s(\tilde{y}) d\tilde{y}$ и в диэлектрике $S_{x\Sigma}^d = \int_a^\infty S_x^d(\tilde{y}) d\tilde{y}$ равны

$$S_{x\Sigma}^s = \frac{c}{16\pi} \frac{\zeta \xi \epsilon_s}{|q_s|^2} \left(a + \frac{\sin q_s a \cos q_s a}{q_s} \right); \quad (12)$$

$$S_{x\Sigma}^d = - \frac{c}{16\pi} \frac{\zeta \xi \epsilon_s}{|q_d|^2} \frac{\sin q_s a \cos q_s a}{q_s}. \quad (13)$$

Так как для поверхностных поляритонов $\epsilon_s < 0$, $\sin q_s a / q_s = \text{sh} |q_s| a / |q_s|$, то $S_{x\Sigma}^d > 0$, $S_{x\Sigma}^s < 0$.

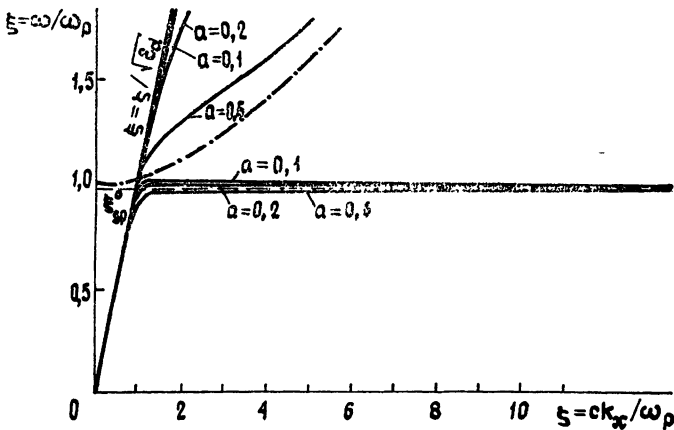


Рис. 1. Зависимость дисперсионных кривых для плазменных поляритонов в МПД-структуре от величины a в случае $\epsilon_0 = 16$, $\epsilon_d = 1$, $\Gamma = 0$.

На рис. 1 изображены спектры плазменных поляритонов в МПД-структуре для различных значений толщины полупроводникового слоя a . Видно, что с уменьшением a ход дисперсионных кривых становится немонотонным: на них появляются участки с отрицательной дисперсией, на которых групповая скорость $v_{гр} = c d\xi / d\zeta < 0$. Эти участки располагаются между экстремальными точками на дисперсионной кривой, в которых $S_{x\Sigma}^s + S_{x\Sigma}^d = 0$ или $\partial \xi / \partial \zeta = 0$. Координаты экстремальных точек (ξ, ζ) связаны с толщиной a следующим уравнением:

$$a = - \frac{i}{q_d} \frac{\epsilon_d \epsilon_s (q_s^2 - q_d^2)}{\epsilon_d^2 q_s^2 - \epsilon_s^2 q_d^2}. \quad (14)$$

Отрицательная дисперсия появляется при $a < a_e$, где a_e — толщина полупроводникового слоя, при которой экстремальные точки совпадают. Значению $a = a_e$ на дисперсионной кривой соответствует точка, в которой $\partial^2 \xi / \partial \zeta^2 = 0$. Координаты этой точки (ξ_e, ζ_e) связаны соотношением

$$\zeta_e^2 = \frac{\xi_e^2 \epsilon_d}{3} \frac{3\epsilon_s(\xi_e) + 2\epsilon_d}{\epsilon_s(\xi_e) + \epsilon_d}, \quad (15)$$

причем легко показать, что $\xi_e < \xi_{sp}^0$.

На рис. 2 представлена зависимость a_e от ϵ_d . Видно, что величина a_e уменьшается с ростом ϵ_d . Это связано с уменьшением глубины проникновения поверхностной волны в полупроводник. С уменьшением толщины полупроводника a точка максимума на дисперсионной кривой смещается в область $\xi > \xi_{sp}^0$, а точка минимума при любых a лежит ниже ξ_{sp}^0 . Следовательно, крутизна участка с отрицательной дисперсией возрастает. При $a \rightarrow 0$ ξ -координата точки минимума стремится к ξ_{sp}^0 , а точки максимума — к $\xi = 1$. В свою очередь. ζ -координата точки минимума стремится к ∞ , а точки максимума — к $\zeta_p = \sqrt{2\epsilon_d}$.

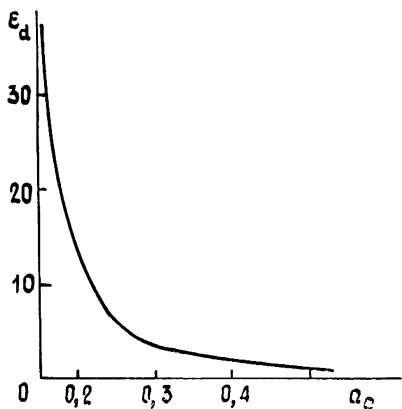


Рис. 2. Зависимость критической толщины полупроводникового слоя a_e от ϵ_d при $\epsilon_0 = 16$.

Физический механизм образования участка с отрицательной дисперсией заключается в следующем. В области малых ζ , когда дисперсионная кривая идет практически вдоль световой линии, поток энергии в диэлектрике $S_{x\zeta}^d$ намного больше потока энергии в полупроводнике $S_{x\zeta}^s$, так как электромагнитное поле сосредоточено в основном в диэлектрике и его область локализации здесь велика ($qa \rightarrow 0$). С ростом ζ возрастает электрическое поле в полупроводнике. Если глубина проникновения этого поля $\delta = |\text{Im } q_s|^{-1}$ в полупроводник сравнима с толщиной полупроводникового слоя a , то становится существенным влияние металла на спектр поверхностных плазменных поляритонов. На границе полупроводник—металл возникают поверхностные заряды, которые создают дополнительное электрическое поле, действующее на поверхностные заряды на границе полупроводник—диэлектрик. В результате частота колебаний может превосходить резонансную частоту ξ_{sp}^0 поверхностных волн на одиночной границе полупроводник—диэлектрик. В точке максимума дисперсионной кривой влияние этих зарядов на спектр поверхностных колебаний является наиболее эффективным. С увеличением ζ поток энергии в полупроводнике $|S_{x\zeta}^s|$ превышает поток энергии в диэлектрике $S_{x\zeta}^d$. При этом частота поверхностных колебаний уменьшается, так как влияние границы металл—диэлектрик ослабляется в результате уменьшения глубины проникновения поля волны в полупроводник. Наконец, при некотором значении ζ сумма потоков энергии в полупроводнике и в диэлектрике снова обращается в нуль, что соответствует минимуму дисперсионной кривой. В пределе $\zeta \rightarrow \infty$ металлическая подложка, естественно, не влияет на спектр поверхностных колебаний в МПД-структуре. При этом зависимость ξ (ζ) является такой же, как и в случае одиночной границы полупроводник—диэлектрик и $\xi \rightarrow \xi_{sp}^0$.

Объемные (волноводные) моды колебаний существуют в области частот $\xi > 1$ при выполнении условия $\epsilon_i > 1$. Последнее ограничение связано с тем, что максимальное значение ϵ_s равно ϵ_0 и при выполнении неравенств $\zeta^2 > \xi^2 \epsilon_d$, $\epsilon_d > \epsilon_0$ условие $q_s^2 > 0$ не выполняется. Спектры объемных колебаний начинаются на световой линии на частотах

$$\xi = \left[\frac{\epsilon_i}{\epsilon_i - 1} + \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 \frac{1}{\epsilon_0 - \epsilon_d} \right]^{1/2}, \quad (16)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$

На рис. 1 приведен спектр лишь основной моды объемных колебаний ($m = 0$), для которой точка начала спектра лежит на пересечении кривых $q_s = q_d = 0$ ($\epsilon_s = \epsilon_d$). Объемные моды высших типов колебаний

оказываются более высокочастотными и в силу выбранного масштаба на рис. 1 они не изображены.

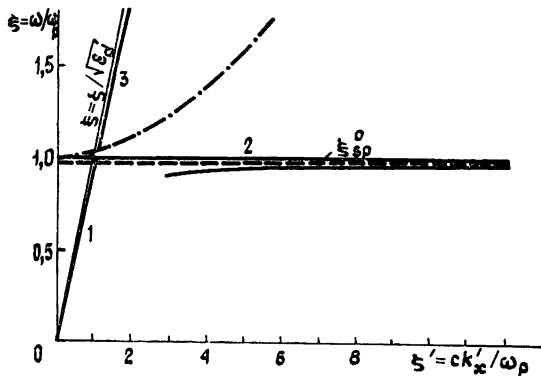


Рис. 3. Зависимость $\xi'(\xi)$ для $a=0,1$, $\Gamma=0,01$, $\epsilon_d = 1$.

Кривая 1 соответствует ветви с положительной дисперсией, 2 — ветви с отрицательной дисперсией, 3 — основной волноводной моде $m=0$.

Учет затухания в полупроводнике приводит к изменению хода дисперсионных кривых. При этом наиболее сильно трансформируются спектры поверхностных волн. Если частоту колебаний считать действительной величиной, а волновое число $\xi = \xi' + i\xi''$ комплексным, то дисперсионные кривые поверхностных мод имеют точки поворота, т. е. фазовая скорость поверхностных волн $v_{\text{ф}} = c(\xi/\xi')$ не может быть слишком малой. При этом существуют две ветви поверхностных волн.

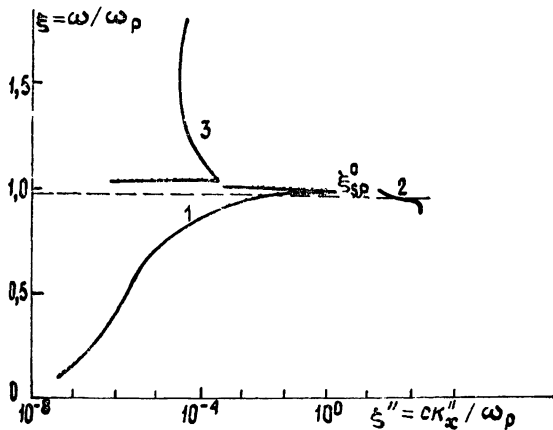


Рис. 4. Зависимость $\xi''(\xi)$ для $a = 0,1$, $\Gamma = 0,01$, $\epsilon_d = 1$.

Кривая 1 соответствует ветви с положительной дисперсией, 2 — ветви с отрицательной дисперсией (изображена зависимость $|\xi''(\xi)|$), 3 — волноводной моде $m = 0$

Для одной из них знаки ξ' и ξ'' совпадают, а для другой различны. Первый случай соответствует положительной дисперсии поверхностных волн (прямые волны), а второй — отрицательной дисперсии (обратные волны). На рис. 3 приведены зависимости $\xi'(\xi)$ при $a=0,1$, $\Gamma=0,01$, $\epsilon_d = 1$, $\epsilon_0 = 16$. Соответствующие зависимости $\xi''(\xi)$ приведены на рис. 4. Из этих рисунков следует, что ветвь с положительной дисперсией является более быстрой, чем ветвь с отрицательной дисперсией, и обладает меньшим затуханием. Волноводная мода распространяется практически без изменения спектра с незначительным затуханием.

Заметим, что с увеличением ϵ_d как прямая, так и обратная волны становятся более медленными, причем затухание прямой волны воз-

растает, а обратной уменьшается, так что разница в затухании обеих волн становится незначительной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эллис В., Буксбаум С., Берс А. Волны в анизотропной плазме. — М.: Атомиздат, 1966. — 312 с.
2. Бразис Р. С — Лит. физ сб., 1981, 21, № 4, с 73
3. Альтшулер Е. Ю., Кац Л. И., Попов В. В. Обзоры по электронной технике. Сер. I. Электроника СВЧ. — М.: ЦНИИ Электроника, 1983, вып. 7 (940).

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
10 декабря 1985 г.

DISPERSION AND ENERGETIC CHARACTERISTICS OF PLASMA POLARITONS IN METAL — SEMICONDUCTOR — DIELECTRIC ISOTROPIC STRUCTURE

N. N. Beletskij, E. A. Gasan, V. M. Yakovenko

Propagation of surface and bulk polaritons in the metal — semiconductor — dielectric structure has been studied. The width of the semiconductor film being less than the critical value, the dispersion curves of the surface polaritons is shown to manifest a part of negative dispersion. The dependence of critical width of the semiconductor film on the dielectric permittivity is studied. It was found that losses in the semiconductor cause the existence of two modes of surface waves one of which is characterized by the decay in the direction of its propagation (the forward wave), while the decay in the opposite direction is typical for the other wave (the backward wave).

Аннотации депонированных статей

УДК 523.152+523.164

О РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ МЕТОДА МЕЖПЛАНЕТНЫХ МЕРЦАНИЙ

В. С. Артюх, Т. Д. Шишова

Рассмотрены причины, ограничивающие разрешающую способность метода межпланетных мерцаний при измерении угловых размеров радиоисточников: влияние спектра турбулентности межпланетной среды, крупномасштабных неоднородностей среды, вариаций скорости солнечного ветра, дисперсии скоростей солнечного ветра на луче зрения, статистических ошибок оценки спектров мерцаний, влияние РС-фильтра. Зависимость разрешающей способности метода от отношения сигнал/шум для некоторых из этих причин представлена графически. Показано, что принципиальный предел на разрешение метода накладывает эффект насыщения. Получена численная оценка предельного разрешения для наблюдений, проводимых на частоте 102 МГц: $\theta_{пр} = 0,01$ секунды дуги. Получено выражение для отношения сигнал/шум мерцающего источника:

$$\frac{с}{ш} = \frac{m^2 S^2}{(S + S_n)^2 + m^2 S^2} \frac{\tau \Delta\nu}{2},$$

где S — плотность потока радиоисточника, S_n — поток насыщения антенны, m — индекс мерцания источника, τ — постоянная времени приемника, $\Delta\nu$ — полоса приема. Вычислены теоретические временные спектры мерцаний для источников с угловыми размерами 0; 0,01; 0,02, 0,03; 0,06, 0,1; 0,2; 0,3, 0,6, 0,9; угловых секунд. Результаты представлены графически.

Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 6350-В 87 Деп. от 28 августа 1987 г.