

УДК 537.311.33

© 1990

## ПОГРАНИЧНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ И ПОЛНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ СЛОИСТУЮ СТРУКТУРУ АНТИФЕРРОМАГНЕТИК—ПОЛУПРОВОДНИК

*Р. Г. Тарханян*

Исследованы особенности пограничных поляритонов на границе раздела антиферродиелектрик—полупроводник. Показана возможность полного прохождения электромагнитных волн через такую двухслойную структуру при резонансном возбуждении пограничных поляритонов.

В последние годы усиливается интерес к изучению физических свойств поверхностей твердых тел с использованием пограничных поляритонов (ПП) в качестве чувствительного диагностического инструмента. Исследованию свойств ПП посвящено большое количество работ (см., например, [1-6]), однако в связи с бурным развитием технологии создания различного рода новых слоистых структур и тонких пленок проблема спектра ПП остается весьма актуальной в физике границы раздела. Известно, что вдоль плоской границы раздела двух немагнитных сред могут распространяться лишь ПП *ТН*-типа [4]. С другой стороны, на границе раздела магнетик—немагнитное вещество в отсутствие свободных носителей заряда существуют лишь ПП *ТЕ*-типа [7]. В слоистых структурах магнетик—немагнитный проводящий кристалл ПП до сих пор не исследовались. Цель настоящей статьи — попытаться восполнить этот пробел на примере границы раздела между одноосным антиферромагнитным диэлектриком (АФД) и полупроводником. При этом получим ряд интересных и неожиданных результатов, которые, как можно надеяться, будут стимулировать постановку новых экспериментов в этой области.

Граница раздела АФД—полупроводник (например, в гетероструктуре  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te—CdTe}$ ) представляет интерес по нескольким причинам. Во-первых, распространяющиеся вдоль такой границы ПП являются своеобразной «смесью» волн трех колебательных подсистем: плазмонов, оптических магнонов и электромагнитных волн, локализованных у границы раздела. Такие коллективные колебания, которые могут быть названы поверхностными магнон-плазмон-поляритонами, обладают рядом существенно новых особенностей, отсутствующих у поверхностных возбуждений на границе раздела полупроводник—немагнитный диэлектрик [1-6] или диэлектрик—АФД [7-9]. Во-вторых, вдоль границы раздела АФД—полупроводник, как оказывается, могут распространяться нерадикационные ПП как *ТЕ*-, так и *ТН*-типов, что невозможно в других упомянутых выше структурах. Это обстоятельство представляется весьма существенным с экспериментальной точки зрения, поскольку позволяет в одной и той же структуре исследовать волны различных типов. И наконец, в-третьих, резонансное возбуждение ПП в двухслойной системе (ДС) полупроводник—АФД приводит, как покажем, к весьма интересному эффекту — полному прохождению наклонно падающих электромагнитных

волн (ЭМВ) сквозь ДС, причем речь идет о волнах, частота которых лежит в области непрозрачности одного из слоев структуры. Именно возбуждение ПП обеспечивает передачу энергии падающей волны через непрозрачную область. Следует отметить, что ранее аналогичный эффект рассматривался только в плазме [10, 11]. Было показано, что неоднородный слой плотной плазмы может оказаться полностью прозрачным лишь для  $p$ -поляризованной волны. В недавнем сообщении [12] показано, что ДС АФД—диэлектрик может оказаться полностью прозрачной для  $s$ -поляризованной ЭМВ, тогда как  $p$ -волна не проникает через нее. В отличие от случаев, рассмотренных в [10–12], полное просветление ДС АФД—полупроводник оказывается возможным при падении волн как  $s$ -, так и  $p$ -поляризации и сопровождается рядом других интересных особенностей. Это явление может быть использовано не только для возбуждения ПП, но и для создания поляризаторов и фильтров ЭМВ инфракрасного диапазона.

План дальнейшего изложения следующий. Вначале выводятся законы дисперсии и условия существования ПП в различных случаях ориентации оси магнитной анизотропии АФД относительно границы раздела при условиях, когда можно пренебречь процессами диссипации, а также пространственной дисперсией. Далее исследуются дисперсионные кривые и влияние свободных носителей заряда на свойства ПП  $TH$ - и  $TE$ -типа, приводятся расчеты коэффициента отражения в методе нарушенного полного внутреннего отражения для анализа возможного эксперимента как по схеме Отто, так и по схеме Кретчмана. Наконец, рассматривается явление полного прохождения ЭМВ сквозь ДС при резонансном возбуждении ПП. В заключение суммируются полученные основные результаты.

#### 1. Дисперсионные соотношения и условия существования пограничных поляритонов

Рассмотрим двухслойную структуру, содержащую изотропный непolarный полупроводник и одноосный АФД с плоской границей раздела между ними. Нас интересуют поверхностные волны, глубина затухания которых значительно меньше толщины каждого из слоев, так что последние можно считать (пока) полубесконечными. Пусть полупроводник занимает область  $z > 0$  и обладает одним сортом носителей заряда, а его высокочастотные свойства характеризуются бесстолкновительной ( $\omega\tau \gg 1$ ,  $\omega$  — частота волны,  $\tau$  — время релаксации носителей) скалярной диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon = \epsilon_{\infty} (1 - \omega_p^2/\omega^2), \quad (1)$$

где  $\omega_p = (4\pi N e^2 / m^* \epsilon_{\infty})^{1/2}$  — плазменная частота;  $N$ ,  $e$ ,  $m^*$  — концентрация, заряд и эффективная масса свободных носителей. Пусть АФД занимает область  $z < 0$  и обладает магнитной анизотропией типа «легкая ось» (например,  $MnF_2$  или другой кристалл, принадлежащий к точечной группе  $4/m\bar{3}m$ ), так что вектор намагниченности насыщения  $M_s$  каждой подрешетки направлен вдоль оптической оси кристалла  $C$ , в этом же направлении ориентированы поле анизотропии  $H_A$  и поле обмена  $H_e$ .

Рассмотрим сначала случай, когда ось  $C$  перпендикулярна плоскости раздела слоев:  $C \parallel oz$ . Тогда тензоры магнитной и диэлектрической проницаемостей двухподрешеточного АФД имеют вид [8]

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\mu_{\perp} = (\omega^2 - \omega_L^2) / (\omega^2 - \omega_T^2), \quad (3)$$

$\omega_T = \gamma \sqrt{2H_A H_e}$  — частота антиферромагнитного резонанса;  $\omega_L = \omega_T \sqrt{\mu_0}$  — частота длинноволновых продольных оптических магновнов;  $\gamma = eg/2m_0c$  —

магнитомеханическое отношение;  $H_s = H_e + H_A/2$ ;  $\mu_0 = 1 + 4\pi M_s/H_s$  — статическая магнитная проницаемость;  $\varepsilon_{\parallel}$ ,  $\varepsilon_{\perp}$  — независящие от частоты диэлектрические постоянные АФД вдоль и поперек оси С.

Используя (1), (2) для полей вида  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H} \sim \exp [i(k_{\parallel}x + k_z z - \omega t)]$ , из уравнений Максвелла для каждой среды получим по два решения:  $TE$ -волну с компонентами поля ( $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$ ) и  $TH$ -волну с компонентами ( $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_y$ ). В полупроводниковом слое нормальная составляющая волнового вектора для обеих этих волн одна и та же

$$k_z = i\chi_1\omega/c, \quad \chi_1 = \sqrt{n^2 - \varepsilon}, \quad n = ck_{\parallel}/\omega. \quad (4)$$

В области, занятой АФД, для волн  $TE$ - и  $TH$ -типов имеем

$$k_{zE} = -i\chi_2\omega/c, \quad \chi_2 = \sqrt{\mu_{\perp}(n^2 - \varepsilon_{\perp})}, \quad (5)$$

$$k_{zH} = -i\chi_3\omega/c, \quad \chi_3 = \sqrt{\varepsilon_{\perp}(n^2/\varepsilon_{\parallel} - \mu_{\perp})}. \quad (6)$$

Для существования нерадиационных волн необходимо, чтобы  $n^2$  и  $\chi_i$  ( $i=1-3$ ) были вещественны и положительны. Используя (4)–(6), из условий непрерывности полей на границе раздела  $z=0$  получим, что ПП  $TH$ -типа характеризуются законом дисперсии

$$n^2 = \varepsilon\varepsilon_{\parallel}(\varepsilon_{\perp} - \varepsilon\mu_{\perp})/(\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp} - \varepsilon^2) \quad (7)$$

и существуют лишь при выполнении неравенств

$$\varepsilon < 0, \quad n^2 > \varepsilon_{\parallel}\mu_{\perp}. \quad (8)$$

Аналогично для ПП  $TE$ -типа получим закон дисперсии

$$n^2 = (\varepsilon\mu_{\perp} - \varepsilon_{\perp})/(\mu_{\perp} - 1) \quad (9)$$

и условия существования

$$\mu_{\perp} < 0, \quad \varepsilon_{\perp}/\mu_{\perp} < \varepsilon < n^2 < \varepsilon_{\perp}. \quad (10)$$

Рассмотрим теперь случай, когда ось магнитной анизотропии  $\mathbf{C}$  параллельна границе раздела. Пусть  $\mathbf{C} \parallel \mathbf{oy}$ , тогда

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\perp} \end{pmatrix}, \quad \hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix}. \quad (2a)$$

Используя (2a), легко убедиться, что при произвольной ориентации двумерного волнового вектора  $\mathbf{k}_{\perp}$  относительно оси  $\mathbf{C}$  пограничная волна является, вообще говоря, линейной комбинацией обыкновенной и необыкновенной волн. Последние расщепляются лишь при распространении вдоль и поперек оси  $\mathbf{C}$ . В случае  $\mathbf{k}_{\parallel} \parallel \mathbf{C}$  нерадиационные ПП  $TE$ -типа не существуют, а для ПП  $TH$ -типа получим закон дисперсии и условия существования, которые отличаются от (7) и (8) лишь заменой в них  $\varepsilon_{\parallel}$  на  $\varepsilon_{\perp}$ , и наоборот. В случае же  $\mathbf{k}_{\perp} \perp \mathbf{C}$  существуют ПП как  $TE$ -, так и  $TH$ -типа, законы дисперсии и условия существования которых имеют вид соответственно

$$n^2 = \mu_{\perp}(\mu_{\perp}\varepsilon - \varepsilon_{\parallel})/(\mu_{\perp}^2 - 1), \quad \mu_{\perp} < 0, \quad n^2 > \varepsilon, \quad (11)$$

$$n^2 = \varepsilon\varepsilon_{\perp}/(\varepsilon + \varepsilon_{\perp}), \quad \varepsilon < 0, \quad n^2 \quad (12)$$

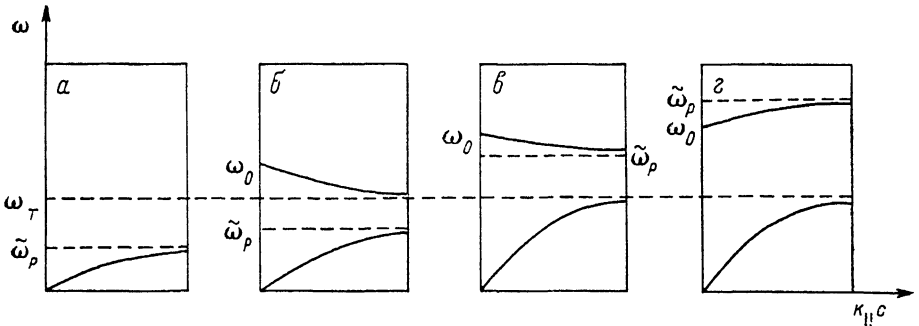
Волна, описываемая соотношениями (12), не взаимодействует с оптическими магнонами и связана лишь с поверхностными плазмонами. Пограничным магнон-плазмон-поляритонам соответствуют волны с законами дисперсии (7), (9) и (11). Далее ограничимся исследованием именно этих волн.

## 2. Особенности пограничных поляритонов *ТН*-типа

Возможность распространения ПП *ТН*-типа (7) целиком и полностью обусловлена наличием свободных носителей заряда, поскольку в отсутствие последних нарушается одно из условий существования (8):  $\epsilon < 0$ . Подставляя (1) и (3) в (7), получим уравнение 4-й степени относительно частоты  $\omega$ . Несложный анализ показывает, что если концентрация свободных носителей в полупроводнике такова, что плазменная частота  $\omega_p < \omega_T$ , то лишь одно из решений этого уравнения удовлетворяет условиям (8). Это значит, что существует лишь одна *ТН*-мода. Дисперсионная кривая этой моды в плоскости  $(k_{\parallel}, \omega)$  начинается в точке  $k_{\parallel} = \omega = 0$ , монотонно возрастает с ростом  $k_{\parallel}$  и при  $k_{\parallel} \gg \omega/c$  асимптотически приближается к прямой  $\omega = \tilde{\omega}_p$ , где

$$\tilde{\omega}_p = \omega_p / \sqrt{1 + \sqrt{\alpha\beta}}, \quad (13)$$

$$\alpha = \epsilon_{\perp} / \epsilon_{\infty}, \quad \beta = \epsilon_{\parallel} / \epsilon_{\infty}. \quad (14)$$



Дисперсионные кривые пограничных поляритонов *ТН*-типа (7) при различных значениях концентрации свободных носителей:  $\omega_p < \omega_T$  (а),  $\omega_T < \omega_p < \omega_T \sqrt{2}$  (б),  $\omega_T \sqrt{2} < \omega_p < \sqrt{\omega_T^2 + \omega_L^2}$  (в),  $\omega_p > \sqrt{\omega_T^2 + \omega_L^2}$  (г).

Если же концентрация  $N$  такова, что  $\omega_p > \omega_T$ , то появляется вторая *ТН*-мода, дисперсионная кривая которой начинается в точке с координатами  $k_{\parallel} = 0, \omega = \omega_+$  (см. ниже), монотонно убывает (или возрастает) с ростом  $k_{\parallel}$  и асимптотически приближается к прямой  $\omega = \max(\omega_T, \tilde{\omega}_p)$  при  $k_{\parallel} \rightarrow \infty$ . Граничная частота этой моды при  $k_{\parallel} = 0$  определяется решением  $\omega_+$  (если  $\alpha \neq 1$ ) биквадратного уравнения  $\epsilon_{\perp} \omega_{\perp}^2 - \epsilon_{\parallel} \omega_{\parallel}^2 = 0$

$$\omega_{\pm}^2 = \left\{ \alpha \omega_T^2 - \omega_L^2 - \omega_p^2 \pm [(\alpha \omega_T^2 - \omega_L^2 - \omega_p^2)^2 + 4(\alpha - 1)\omega_p^2 \omega_L^2]^{1/2} \right\} / 2(\alpha - 1). \quad (15)$$

В случае  $\alpha = 1$   $\omega_+$  заменяется выражением

$$\omega_0 = \omega_p \omega_L / \sqrt{\omega_p^2 + \omega_L^2 - \omega_T^2}. \quad (16)$$

Как  $\omega_0$ , так и  $\omega_+$  монотонно возрастают с увеличением  $N$ , оставаясь, однако, всегда меньше  $\omega_L$ .

Таким образом, число мод ПП *ТН*-типа оказывается зависящим от концентрации носителей заряда. Возможность концентрационной зависимости числа поверхностных мод впервые была предсказана в работе автора [5], где рассматривались плазмон-поляритоны на границе раздела анизотропный полупроводник—вакуум.

На рисунке схематически представлены дисперсионные кривые для ПП *ТН*-типа (7) при различных значениях концентрации носителей. Ради простоты принято, что  $\alpha = \beta = 1$ , так что  $\tilde{\omega}_p = \omega_p / \sqrt{2}$ . Из этого рисунка видно, что с ростом  $N$  высокочастотный предел основной (первой) моды возрастает, пока достигает фиксированного значения  $\omega = \omega_T$  при

$\omega_p \geq \omega_T$ . Дисперсионная кривая верхней моды, которая появляется лишь при  $\omega_p > \omega_T$ , с ростом  $N$  тоже сдвигается в сторону более высоких частот, причем на рисунке, б, в  $d\omega/dk_{\parallel} < 0$ , т. е. групповая и фазовая скорости волны направлены противоположно друг другу. Однако такая поперечная дисперсия имеет место лишь пока  $N < N_{кр}$ , где критическое значение  $N_{кр}$  определяется соотношением

$$\omega_p^2(N_{кр}) = \omega_T^2 + \omega_L^2. \quad (17)$$

В случае  $N > N_{кр}$  характер дисперсии верхней моды становится нормальным:  $d\omega/dk_{\parallel} > 0$  (см. рисунок, г). Интересно отметить, что в области поперечной дисперсии щель в спектре ПП с ростом  $N$  сначала сужается, исчезает при  $\omega_p = \omega_T$ , а затем появляется вновь и расширяется, оставаясь, однако, всегда меньше ширины щели для объемных оптических магноволн  $\omega_L - \omega_T$ .

Таким образом, не только само существование, но и основные свойства ПП — число мод, положение и ширина частотной области существования, характер дисперсии, ширина щели и т. д. — существенно зависят от концентрации свободных носителей заряда. Это обстоятельство может быть использовано, чтобы на основе ДС АФД — полупроводник создавать линии задержки и другие приборы с заранее заданными свойствами пограничных волн.

### 3. Влияние свободных носителей на свойства ПП TE-типа

В случае, когда легкая ось АФД перпендикулярна к границе раздела полупроводником, дисперсионные свойства ПП TE-типа описываются уравнением (9), биквадратным относительно  $\omega$ . Однако только одно из решений этого уравнения удовлетворяет условиям (10), т. е. существует только одна мода TE-типа с частотой

$$\omega^2 = [\omega_p^2 + \omega_L^2 - \alpha\omega_T^2 - \{(\omega_p^2 + \omega_L^2 - \alpha\omega_T^2)^2 - 4(1-\alpha)[\omega_L^2\omega_p^2 + (c^2k_{\parallel}^2/\epsilon_{\infty})(\omega_L^2 - \omega_T^2)]\}^{1/2}]/2(1-\alpha), \quad (18)$$

или  $\alpha \neq 1$ , и

$$\omega^2 = [\omega_p^2\omega_L^2 + c^2k_{\parallel}^2(\omega_L^2 - \omega_T^2)]/(\omega_p^2 + \omega_L^2 - \omega_T^2), \quad (19)$$

или  $\alpha = 1$ . Частота этой моды монотонно возрастает с ростом волнового числа  $k_{\parallel}$ ; последнее изменяется, вообще говоря, в ограниченной области значений:  $k_{\min} < k_{\parallel} < k_{\max}$ . Частотная область существования волны тоже ограничена:  $\omega_{\min} < \omega < \omega_{\max}$ . Границы этих областей, а следовательно, и ширина последних существенно зависят от значений параметров обеих контактирующих сред. В таблице приведены величины указанных

Предельные значения частоты  $\omega$  ( $c^{-1}$ ) и волнового числа  $k_{\parallel}$  ( $m^{-1}$ ) поверхностной моды TE-типа (9) для различных значений безразмерных параметров  $\alpha = \epsilon_1/\epsilon_{\infty}$ ,  $\nu = \omega_p/\omega_T$ ,  $\nu = \sqrt{\mu_0(1-\alpha)}$ ,  $\nu_0 = \sqrt{1-\alpha}$

	$\alpha < 1$						$\alpha > 1$	
	$\nu_1 < 1$			$\nu_1 > 1$				
	$\nu_0 < \nu < \nu_1$	$\nu_1 \leq \nu < 1$	$\nu \geq 1$	$\nu_0 < \nu \leq 1$	$1 < \nu < \nu_1$	$\nu \geq \nu_1$	$\nu \leq 1$	$\nu > 1$
$\omega_{\min}$	$\omega_T$	$\omega_T$	$\omega_-$	$\omega_T$	$\omega_-$	$\omega_-$	$\omega_T$	$\omega_+$
$\omega_{\max}$	$\omega_p/\nu_0$	$\omega_L$	$\omega_L$	$\omega_p/\nu_0$	$\omega_p/\nu_0$	$\omega_L$	$\omega_L$	$\omega_L$
$k_{\min}$	$k_3$	$k_3$	0	$k_3$	0	0	$k_3$	0
$k_{\max}$	$k_1$	$k_2$	$k_2$	$k_1$	$k_1$	$k_2$	$k_2$	$k_2$

границ для различных значений безразмерных параметров  $\alpha \neq 1$ ,  $\nu$  и  $\nu_1$ , при этом использованы следующие обозначения:

$$\nu = \omega_p / \omega_T, \quad \nu_0 = \sqrt{1 - \alpha}, \quad \nu_1 = \nu_0 \sqrt{\mu_0}, \quad (20)$$

$$k_0 = \frac{\omega_T}{c} \sqrt{\epsilon_{\perp}}, \quad k_1 = k_0 \frac{\nu}{\nu_0}, \quad k_2 = k_0 \sqrt{\mu_0}, \quad k_3 = k_0 \sqrt{\frac{1 - \nu^2}{\alpha}}. \quad (21)$$

Интересно проследить за изменением области существования моды (18) в зависимости от концентрации свободных носителей  $N$ . Заметим прежде всего, что в структурах с  $\epsilon_{\perp} > \epsilon_{\infty}$  эта мода в отличие от мод  $TH$ -типа существует и в отсутствие носителей, при этом допустимые значения  $\omega$  и  $k_{\parallel}$  ограничены в областях

$$\omega_T < \omega < \omega_L, \quad \omega_T \sqrt{\epsilon_{\infty}} / c < k_{\parallel} < k_2. \quad (22)$$

При наличии носителей  $k_{\min}$  убывает с ростом  $N$  или  $\nu$ , и при  $\nu > 1$  возникает возможность распространения бесконечно длинных волн ( $k_{\parallel} = -0$ ). Дальнейший рост  $N$  приводит к возрастанию  $\omega_{\min}$ , при этом ширина частотной области сокращается и может оказаться достаточно узкой. В случае  $\nu > \nu_0$  становится возможным распространение  $TE$ -моды и в структурах с  $\epsilon_{\perp} < \epsilon_{\infty}$  (например, в ДС CdMnTe—CdTe, где  $\epsilon_{\perp} = 5$ ,  $\epsilon_{\infty} = 10$ ). При этом границы области существования оказываются зависящими не только от  $N$ , но и от значения параметра  $\nu_1$  (см. таблицу).

Рассмотрим теперь кратко влияние носителей заряда на свойства ПП  $TE$ -типа (11). Несложный анализ показывает, что по-прежнему существует лишь одна мода такого типа, причем дисперсионная кривая этой моды при  $\omega_p < \omega_T$  начинается в точке ( $k_3$ ,  $\omega_T$ ), монотонно возрастает с ростом  $k_{\parallel}$  и асимптотически приближается к прямой  $\omega = \omega_1$  при  $k_{\parallel} \rightarrow \infty$ , где

$$\omega_1 = \omega_T \sqrt{(\mu_0 + 1)/2}. \quad (23)$$

Заметим, что ширина области допустимых значений частоты при  $\nu < 1$  не зависит от  $N$  и определяется лишь характерными частотами оптических магнонов, но  $k_{\min}$  убывает с ростом  $N$  и при  $\omega_p = \omega_T$  обращается в нуль. При дальнейшем увеличении  $N$  в пределах  $\omega_T < \omega_p < \omega_1$  область существования сокращается, поскольку возрастает  $\omega_{\min} = \omega_-$  (15). В случае  $\omega_p > \omega_1$  дисперсия волны становится аномальной: частота убывает с ростом  $k_{\parallel}$  от значения  $\omega = \omega_-$  при  $k_{\parallel} = 0$  до значения  $\omega = \omega_1$  при  $k_{\parallel} \rightarrow \infty$ , причем с увеличением  $N$  ширина области существования возрастает, оставаясь, однако, всегда меньше значения  $\Delta\omega = \omega_L - \omega_1$ . Таким образом, и здесь существует критическое значение  $N_{кр}$ , такое, что при  $N < N_{кр}$  групповая скорость волны (11)  $d\omega/dk_{\parallel} > 0$ , а при  $N > N_{кр}$   $d\omega/dk_{\parallel} < 0$ . Это значение равно половине критической концентрации для высоко-частотной  $TH$ -моды (17) и определяется выражением

$$N_{кр} = \frac{\epsilon_{\infty} m^*}{8\pi e^2} (\mu_0 + 1) \omega_T^2. \quad (23a)$$

Полагая, для оценок, данные FeF<sub>2</sub> [8]  $\omega_T = 1.58 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $\mu_0 = 1.6$  и считая, что  $m^* = 0.1m_0$ ,  $\epsilon_{\infty} = 10$ , получим  $N_{кр} \approx 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

#### 4. Коэффициент отражения в методе Н П В О

Наиболее распространенный способ возбуждения поверхностных волн — метод нарушенного полного внутреннего отражения, который сводится к измерению частотной зависимости коэффициента отражения ЭМВ, падающих на основание призмы НПВО [1]. В схеме Отто [13] между массивной поверхностно-активной средой и призмой оставляют тонкий воздушный зазор, а в схеме Кретчмана [14] тонкий слой поверхностно-активного вещества наносится прямо на основание призмы НПВО. В литера-

туре [1, 3, 4] расчет коэффициента отражения  $R$  выполнен лишь применительно к границе раздела твердое тело—вакуум и лишь для волн  $TH$ -типа. Поэтому возникает необходимость обобщения этих расчетов на случай возбуждения ПП  $TH$ - и  $TE$ -типов на интересующей нас границе раздела АФД—полупроводник.

Относительно ПП  $TH$ -типа (7) поверхностно-активной средой является полупроводниковый слой. В схеме Отто между полупроводником и призмой (изотропная среда с диэлектрической постоянной  $\epsilon_0 > \epsilon$ ) расположим тонкий слой АФД толщины  $d_2$ . Пусть со стороны призмы падает  $p$ -поляризованная ЭМВ, которая проникает сквозь тонкий зазор и достигает границы раздела АФД—полупроводник. После несложных, но громоздких расчетов с использованием граничных условий для полей на обеих границах раздела для коэффициента отражения получим

$$R_p^0 = 1 - \frac{16\pi\epsilon_0}{\alpha_0} \left[ 1 + \left( \frac{\epsilon_0 \alpha_3}{\epsilon_1 \alpha_1} \right)^2 \right]^{-1} e^{-2\omega \alpha_3 d_2 / c} \delta \left( \frac{\epsilon}{\alpha_1} + \frac{\epsilon_1}{\alpha_3} \right), \quad (24)$$

где

$$\alpha_0 = \sqrt{\epsilon_0 - n^2}, \quad n = \sqrt{\epsilon_0} \sin \theta, \quad (24a)$$

$\theta$  — угол падения. Наличие  $\delta$ -функции в (24) обусловлено неучетом процессов диссипации. Величина  $R_p^0$  оказывается  $< 1$ , если

$$\epsilon / \alpha_1 + \epsilon_1 / \alpha_3 = 0. \quad (24b)$$

Это условие, как легко убедиться, совпадает с дисперсионным соотношением (7). Это значит, что резкое уменьшение интенсивности отражения соответствует возбуждению ПП  $TH$ -типа.

Для возбуждения этих же волн в схеме Кретчмана следует определить коэффициент отражения в структуре призма НПВО—полупроводник толщины  $d_1$  — АФД. Соответствующая формула имеет вид

$$R_p^K = 1 - \frac{16\pi}{\alpha_0} \left[ 1 + \left( \frac{\epsilon_0 \alpha_1}{\epsilon \alpha_3} \right)^2 \right]^{-1} e^{-2\alpha_1 d_1 \omega / c} \delta \left( \frac{\epsilon}{\alpha_1} + \frac{\epsilon_1}{\alpha_3} \right). \quad (25)$$

В обоих случаях помимо неравенств (8), которые следуют из условий  $\alpha_1, \alpha_3 > 0$  и (24b), необходимо выполнение условия прозрачности призмы  $n^2 < \epsilon_0$ .

Для ПП  $TE$ -типа (9) роль поверхностно-активной среды играет слой АФД. Полагая, что полупроводниковая пленка находится, как и в предыдущем случае, между призмой и АФД, в схеме Отто для коэффициента отражения уже  $s$ -поляризованной ЭМВ получим

$$R_s^0 = 1 - \frac{16\pi\alpha_0}{(1 + \alpha_0^2 / \alpha_1^2)} e^{-2\omega \alpha_1 d_1 / c} \delta \left( \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{\mu_1} \right). \quad (26)$$

В схеме же Кретчмана, располагая слой АФД толщины  $d_2$  между полупроводником и призмой, получим

$$R_s^K = 1 - \frac{16\pi\alpha_0 e^{-2\alpha_2 d_2 \omega / c}}{[1 + (\mu_1 \alpha_0 / \alpha_2)^2]} \delta \left( \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{\mu_1} \right). \quad (27)$$

Как  $R_s^0$ , так и  $R_s^K$  отличаются от единицы, если частота волны и угол падения удовлетворяют уравнению

$$\alpha_1 + \alpha_2 / \mu_1 = 0, \quad (26a)$$

которое полностью совпадает с дисперсионным соотношением для ПП  $TE$ -типа (9). Формулы (26)—(27) остаются в силе и для ПП  $TE$ -типа (11), если заменить в них  $\alpha_2$  на  $\alpha_2^1$ , где

$$\alpha_2^1 = \sqrt{n^2 - \epsilon_{\parallel} \mu_1}. \quad (28)$$

Заметим, что во всех рассмотренных случаях положение минимума  $R(\omega)$  не зависит от толщины зазора  $d$ . Поэтому в экспериментах  $d$  следует выбрать именно так, чтобы не нарушить это условие.

Рассмотрим теперь явление полного (безотражательного) прохождения электромагнитных волн через двухслойную структуру АФД—полупроводник при резонансном возбуждении пограничных поляритонов на границе раздела между ними. Будем считать, что полупроводник занимает область пространства  $0 < z < d_1$ ; область  $0 > z > -d_2$  занимает слой АФД, а области  $z > d_1$  и  $z < -d_2$  заполняет изотропная среда с диэлектрической постоянной  $\epsilon_0$  (призмы). Пусть из области  $z < -d_2$  (или  $z > d_1$ ) на ДС наклонно падает плоскополяризованная ЭМВ с полями  $E, H \sim \exp [i(k_1 x + k_2 z)]$ . Рассмотрим отдельно случаи падения  $s$ - и  $p$ -поляризованных волн.

а. Пусть падающая волна обладает  $s$ -поляризацией:  $E = (0, E_y, 0)$ ,  $H = (H_x, 0, H_z)$ . В случае, когда ось магнитной анизотропии  $C \parallel oz$ , для коэффициента отражения получим

$$R_s = \{ [a_s (\kappa_1 \kappa_2 + \mu_\perp \kappa_0^2) (\kappa_2 + \mu_\perp \kappa_1) + b_s (\kappa_1 \kappa_2 - \mu_\perp \kappa_0^2) (\kappa_2 - \mu_\perp \kappa_1)]^2 + S^2 (\kappa_2^2 - \mu_\perp^2 \kappa_1^2) \} / \{ [a_s (\kappa_1 \kappa_2 - \mu_\perp \kappa_0^2) (\kappa_2 + \mu_\perp \kappa_1) + b_s (\kappa_1 \kappa_2 + \mu_\perp \kappa_0^2) (\kappa_2 - \mu_\perp \kappa_1)]^2 + [S^2 (\kappa_2^2 + \mu_\perp^2 \kappa_1^2) + 2\mu_\perp S \kappa_1 \kappa_2]^2 \}, \quad (29)$$

где

$$a_s = g_1 g_2 - 1, \quad b_s = g_2 - g_1, \quad g_i = \exp(-2\omega d_i \kappa_i / c), \quad i = 1, 2 \quad (29a)$$

$$S_\pm = \kappa_0 (1 \pm g_1) (1 \pm g_2). \quad (29b)$$

Из (29) следует, что при совместном выполнении условий

$$\kappa_2 + \mu_\perp \kappa_1 = 0, \quad \kappa_1 d_1 - \kappa_2 d_2 = 0 \quad (30)$$

имеет место полное прохождение ЭМВ сквозь ДС:  $R_s = 0$ . Первое уравнение (30) совпадает с законом дисперсии (9). Заметим, что условие  $\mu_\perp < 0$ , следующее из того уравнения при  $\kappa_{1,2} > 0$ , определяет область частот ( $\omega_T < \omega < \omega_L$ ), где падающая волна испытала бы полное отражение от АФД в отсутствие полупроводникового слоя (такая щель в электромагнитном спектре АФД обнаружена, например, в кристаллах  $C_0F_3$  [15] в дальней инфракрасной области). Именно возбуждение на границе раздела АФД—полупроводник ПП ТЕ-типа (9) обеспечивает прохождение  $s$ -поляризованной волны через непрозрачную область. Второе равенство (30) обеспечивает полное прохождение волны: равенство падающего и прошедшего сквозь ДС потоков энергии.

Следует отметить, что из-за интерференции волн убывание амплитуды поля пограничной волны при удалении от границы раздела  $z=0$  происходит не по обычному экспоненциальному закону, а гораздо медленнее

$$E_i(z) = E_0 [\text{ch}^2 \varphi_i + (\kappa_3/\kappa_1)^2 \text{sh}^2 \varphi_i]^{1/2}, \quad (31)$$

где  $E_0$  — амплитуда падающей волны.

Условие совместности уравнений (30) дает  $\mu_\perp = -d_1/d_2$ , откуда с помощью (3) и (9) получим фиксированные значения для частоты просветления  $\Omega_0$  и угла падения  $\theta_0$

$$\Omega_0^2 = (d_1 \omega_T^2 + d_2 \omega_L^2) / (d_1 + d_2), \quad (32)$$

$$\sin^2 \theta_0 = \frac{\epsilon_s}{\epsilon_0} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\alpha_0 \Omega_0^2} \right), \quad (33)$$

где

$$\epsilon_s = (d_1 \epsilon_\infty + d_2 \epsilon_\perp) / (d_1 + d_2), \quad \alpha_0 = 1 + \frac{\epsilon_\perp d_2}{\epsilon_\infty d_1}. \quad (33a)$$

Итак, полное прохождение  $s$ -поляризованной ЭМВ частоты  $\Omega_0$  через ДС сопровождается возбуждением ПП ТЕ-типа (9) с резонансной частотой  $\omega = \Omega_0$  и с волновым числом

$$k_\parallel = (1/c) \sqrt{\epsilon_s (\Omega_0^2 - \omega_p^2 / \alpha_0)}. \quad (34)$$



Сравнение (32) и (33) с соответствующими формулами в [12] показывает, что наличие свободных носителей заряда в полупроводнике не влияет на величину  $\Omega_0$ , но существенно изменяет угол  $\theta_0$ , который становится функцией концентрации носителей. Резко изменяются и остальные условия наблюдения эффекта: согласно [12], просветление непроводящей ДС возможно, если  $\epsilon_0 > \epsilon_s$ ,  $\epsilon_{\perp} > \epsilon_{\infty}$ , тогда как в рассматриваемом случае выполнение этих условий обязательно. Кроме того, оказывается, что просветление ДС возможно лишь в ограниченном интервале значений концентрации носителей

$$N_{\min} < N < N_0, \quad (35)$$

где  $N_0$  определяется условием

$$\omega_p^2(N_0) = \alpha_0 \Omega_0^2, \quad (35a)$$

а  $N_{\min}$  в зависимости от соотношений между параметрами  $\epsilon_0$ ,  $\epsilon_{\perp}$ ,  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_{\infty}$  может принимать три различных значения: 0,  $N_1$  или  $N_2$ , где

$$N_1 = N_0(1 - \epsilon_0/\epsilon_s), \quad N_2 = (N_0/\alpha_0)(1 - \epsilon_{\perp}/\epsilon_{\infty}), \quad (35b)$$

причем  $N_{\min} = N_1$ , если  $\epsilon_0 < \min(\epsilon_s, \epsilon_{\perp})$ , и  $N_{\min} = N_2 < N_1$ , если  $\epsilon_{\perp} < \min(\epsilon_0, \epsilon_{\infty})$ . Во всех остальных случаях  $N_{\min} = 0$  и концентрация носителей ограничена лишь сверху.

Заметим, что с увеличением  $N$  в области (35) угол  $\theta_0$ , а следовательно, и волновое число  $k_{\parallel}$  монотонно убывают и обращаются в нуль при  $N = N_0$ . Максимальные значения этих величин при  $N = N_{\min}$  определяются соотношениями

$$\sin^2 \theta_0^{\max} = \gamma/\epsilon_0, \quad k_{\parallel}^{\max} = \Omega_0 \sqrt{\gamma}/c, \quad (36)$$

где  $\gamma = \epsilon_s$ ,  $\epsilon_0$  или  $\epsilon_{\perp}$  соответственно при  $N_{\min} = 0$ ,  $N_1$  или  $N_2$ . Рассмотрим теперь кратко случай, когда ось С параллельна границе раздела. Заметим сразу, что если эта ось находится в плоскости падения (С ||  $k_{\parallel}$ ), то безотражательное прохождение s-поляризованной ЭМВ невозможно. Если же С  $\perp$   $k_{\parallel}$ , то формулы (29)–(31) сохраняют силу, если в них заменить  $\kappa_2$  на  $\kappa_2'$  (28). Тогда из условия  $R_s = 0$  получим закон дисперсии для ПП ТЕ-типа (11). Полное прохождение ЭМВ осуществляется на прежней частоте  $\Omega_0$  (32), но при другом значении угла падения, которое отличается от  $\theta_0$  заменой в (33)  $\alpha_0$  на  $\tilde{\alpha}_0$  и  $\epsilon_s$  на  $\tilde{\epsilon}_s$ , где

$$\tilde{\alpha}_0 = 1 + d_2 \epsilon_{\parallel} / d_1 \epsilon_{\perp}, \quad \tilde{\epsilon}_s = \epsilon_{\infty} \tilde{\alpha}_0 d_1^2 / (d_1^2 - d_2^2). \quad (36b)$$

В отличие от случая С ||  $oz$  полное прохождение ЭМВ при резонансном возбуждении ПП ТЕ-типа (11) возможно лишь при  $d_1 \neq d_2$ , причем в случае  $d_1 > d_2$  интервал допустимых значений  $N$  определяется соотношением

$$N_1 < N < N_0, \quad (37a)$$

а в случае  $d_1 < d_2$  необходимы более высокие значения концентрации

$$N_0 < N < N_1'. \quad (37b)$$

Здесь

$$\omega_p^2(N_0) = \tilde{\alpha}_0 \Omega_0^2, \quad N_1 = N_0(1 - \epsilon_0/\tilde{\epsilon}_s), \quad N_1' = N_0(1 + \epsilon_0/|\epsilon_s|). \quad (37b)$$

Чтобы получить представление о численных значениях частоты  $\Omega_0$  и «критических» концентраций, воспользуемся опять данными для  $\text{FeF}_2$  [8]. Учитывая, что для этого материала  $\epsilon_{\perp} = 5$ ,  $\epsilon_{\parallel} = 2$ , и полагая  $d_1/d_2 = 0, 5$ ,  $\epsilon_0 = 1$ , получим  $\Omega_0 \approx 1.8 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ , ( $N_0 = 2.1$ ,  $\tilde{N}_0 = 1.9$ ,  $N_1 = 2.2$ )  $\cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

б. Пусть теперь на ДС падает р-поляризованная ЭМВ с вектором Е в плоскости падения  $xz$ . Используя условия непрерывности полей на границах раздела  $z = d_1$ ,  $z = 0$  и  $z = -d_2$ , в случае С ||  $oz$  для коэффициента отражения получим

$$R_p = \{ [a_p (\varepsilon_{\perp} x_1 + \varepsilon x_3) (\varepsilon_0^2 x_1 x_3 + \varepsilon \varepsilon_{\perp} x_0^2) + b_p (\varepsilon_{\perp} x_1 - \varepsilon x_3) (\varepsilon_0^2 x_1 x_3 - \varepsilon \varepsilon_{\perp} x_0^2)]^2 + \\ + P_{\pm}^2 \varepsilon_0^2 (\varepsilon_{\perp}^2 x_1^2 - \varepsilon^2 x_3^2)^2 \} / \{ [a_p (\varepsilon_{\perp} x_1 + \varepsilon x_3) (\varepsilon_0^2 x_1 x_3 - \varepsilon \varepsilon_{\perp} x_0^2) + \\ + b_p (\varepsilon_{\perp} x_1 - \varepsilon x_3) (\varepsilon_0^2 x_1 x_3 + \varepsilon \varepsilon_{\perp} x_0^2)]^2 + \varepsilon_0^2 [P_{-} (\varepsilon_{\perp}^2 x_1^2 + \varepsilon^2 x_3^2) + 2P_{+} \varepsilon \varepsilon_{\perp} x_1 x_3]^2 \}, \quad (38)$$

где

$$a_p = g_1 g_3 - 1, \quad b_p = g_3 - g_1, \quad g_3 = \exp(-2\omega x_3 d_2 / c), \quad (38a)$$

$$P_{\pm} = x_0 (1 \pm g_1) (1 \pm g_3). \quad (38b)$$

Из (38) следует, что при выполнении условий

$$\varepsilon_{\perp} x_1 + \varepsilon x_3 = 0, \quad d_1 x_1 - d_2 x_3 = 0 \quad (39)$$

имеет место полное прохождение  $p$ -поляризованной ЭМВ:  $R_p = 0$ . Первое из условий (39) легко может быть преобразовано в дисперсионное соотношение для ПП  $TH$ -типа (7). Условие совместимости уравнений (39) дает  $\varepsilon = -\varepsilon_{\perp} d_2 / d_1$ , откуда с помощью (1) и (7) для частоты просветления  $\Omega_1$  и угла падения  $\theta_1$  получим

$$\Omega_1 = \omega_p / \sqrt{\varepsilon_0}, \quad \sin^2 \theta_1 = \varepsilon_p (\Omega_1^2 - \Omega_0^2) / \varepsilon_0 (\Omega_1^2 - \omega_T^2), \quad (40), (41)$$

где

$$\varepsilon_p = \varepsilon_{\perp} \varepsilon_1 d_2 (d_1 + d_2) / (\varepsilon_{\perp} d_2^2 - \varepsilon_{\parallel} d_1^2), \quad (41a)$$

а  $\alpha_0$  дается в (33a). Эффект просветления ДС для  $p$ -поляризованной волны сопровождается возбуждением ПП  $TH$ -типа (7) с частотой  $\Omega_1$  и волновым числом  $k_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_0} \Omega_1 \sin \theta_1 / c$ . Полагая  $N = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и используя приведенные выше численные значения для характерных параметров, получим  $\Omega_1 = 3.86 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $\theta_1 = 30^\circ$ ,  $k_{\parallel} = 64 \text{ см}^{-1}$ .

Заметим, что в отсутствие свободных носителей заряда полное прохождение  $p$ -поляризованной ЭМВ через ДС невозможно. При наличии же носителей эффект возможен, если

$$d_2 / d_1 \neq \sqrt{\varepsilon_{\parallel} / \varepsilon_{\perp}}. \quad (42)$$

Кроме того, необходимо, чтобы концентрация носителей была ограничена в определенных областях значений, число и границы которых зависят от характера неравенства (42). В случае  $d_2 / d_1 < \sqrt{\varepsilon_{\parallel} / \varepsilon_{\perp}}$  имеется только одна такая область

$$N_{+} < N < N_0, \quad (43a)$$

а в случае обратного неравенства — две области

$$N < N_{-}, \quad N > N_0, \quad (43b)$$

если  $\varepsilon_0 > \varepsilon_p \Omega_0^2 / \omega_T^2$ , и лишь одна  $N > N_0$ , если  $\varepsilon_0 \leq \varepsilon_p \Omega_0^2 / \omega_T^2$ . Предельные значения  $N_{\pm}$  определяются соотношениями

$$\omega_p^2 (N_{\pm}) = \alpha_0 \Omega_{\pm}^2, \quad \Omega_{\pm}^2 = (\varepsilon_0 \omega_T^2 \pm |\varepsilon_p| \Omega_0^2) / (\varepsilon_0 \pm |\varepsilon_p|). \quad (44)$$

При изменении концентрации в областях (43a), (43b) частота просветления  $\Omega_1$  изменяется в областях

$$\Omega_{+} < \Omega_1 < \Omega_0, \quad \Omega_1 < \Omega_{-}, \quad \Omega_1 > \Omega_0 \quad (45)$$

соответственно. Таким образом, полное прохождение  $p$ -поляризованной ЭМВ сквозь ДС возможно как при более низких, так и при более высоких частотах, чем для  $s$ -поляризованной ЭМВ. Еще одна важная особенность  $p$ -поляризованных волн заключается в том, что никаким выбором значений параметров структуры невозможно осуществлять безотражательный режим в области частот

$$\Omega_{-} < \omega < \Omega_{+}, \quad (46)$$

поскольку эта область находится внутри щели в спектре ПП  $TH$ -типа (7). Следует также отметить, что в тех случаях, когда имеются две моды ПП

*ТН*-типа, полное прохождение ЭМВ сквозь ДС связано с резонансным возбуждением только верхней (высокочастотной) моды (см. рисунок, б—э). Низкочастотная *ТН*-мода возбуждается, если  $N < N_-$ ; при этом верхняя мода вообще не существует (см. рисунок, а).

В том случае, когда ось *С* параллельна границе раздела, формулы (38), (39) сохраняют силу, если в них заменить  $x_3$  на  $x'_3 = \sqrt{n^2 - \epsilon_1}$ . В случае  $k_{\parallel} \parallel \mathbf{C}$  частота просветления и угол падения отличаются от  $\Omega_1$  и  $\theta_1$  лишь заменой в (40) и (41)  $\epsilon_1$  на  $\epsilon_{\parallel}$ , и наоборот. В случае же  $k_{\parallel} \perp \mathbf{C}$  безотражательный режим осуществляется на прежней частоте  $\Omega_1$ , а угол падения в отличие от  $\theta_1$  оказывается не зависящим от концентрации носителей

$$\sin^2 \theta = \epsilon_1 d_2 / \epsilon_0 (d_2 - d_1). \quad (47)$$

Из (47) следует, что эффект возможен, если

$$d_1/d_2 + \epsilon_1/\epsilon_0 < 1, \quad (48)$$

т. е. если полупроводниковый слой значительно тоньше, чем слой АФД с  $\epsilon_1 < \epsilon_0$ . В этом случае полное прохождение *p*-поляризованной ЭМВ сопровождается возбуждением плазмон-поляритонов *ТН*-типа (12).

Заметим, что, выбирая должным образом параметры  $d_1$ ,  $d_2$  и  $N$ , на основе исследованного в этом разделе явления можно создавать поляризаторы, а также фильтры для ЭМВ как *s*-, так и *p*-поляризации с заранее заданными частотами  $\Omega_0$  или  $\Omega_1$ . Относительная ширина полосы пропускания такого фильтра в рассмотренном бездиссипативном приближении определяется величиной  $\exp(-2\omega d_1 x_1/c)$  и при оптимальном выборе  $d_1$  может оказаться достаточно малой.

В заключение работы сформулируем основные выводы.

1. Вдоль границы раздела полупроводник—антиферродиелектрик возможно распространение смешанных пограничных поляритонов двух типов: *ТЕ* и *ТН*. В отличие от волн *ТН*-типа, существование которых обусловлено наличием свободных носителей заряда, волны *ТЕ*-типа могут существовать и в отсутствие последних.

2. Число мод, характер дисперсии и ширина щели в спектре ПП *ТН*-типа существенно зависят от концентрации свободных носителей. Если последняя такова, что плазменная частота  $\omega_p$  меньше частоты антиферромагнитного резонанса  $\omega_T$ , то имеется лишь одна мода. Если же  $\omega_p > \omega_T$ , то появляется новая высокочастотная мода, фазовая и групповая скорости которой направлены противоположно.

Однако такая аномальная дисперсия сохраняется, пока  $\omega_p^2 < \omega_T^2 + \omega_L^2$ . Ширина щели в области аномальной дисперсии имеет минимум, равный нулю.

3. Существует лишь одна мода *ТЕ*-типа, причем в отличие от *ТН*-мод допустимый интервал значений волнового числа этой моды ограничен сверху. Нижняя граница этого интервала, а также ширина и границы частотной области существования весьма чувствительны к параметрам обеих контактирующих сред.

4. В случае, когда ось *С* перпендикулярна границе раздела, *ТЕ*-мода обладает нормальной дисперсией независимо от концентрации носителей  $N$ . В случае, когда *С* параллельна границе раздела, дисперсия этой моды нормальна, если  $N < N_{\text{кр}}$ , и аномальна, если  $N > N_{\text{кр}}$ , причем  $N_{\text{кр}}$  равно половине соответствующего значения для высокочастотной *ТН*-моды.

5. Для наблюдения рассмотренных особенностей спектра пограничных поляритонов может быть использована методика НПВО как по схеме Отто, так и по схеме Кретчмана.

6. При определенных условиях возможно полное прохождение наклонно падающей электромагнитной волны через ДС АФД—полупроводник. Причина этого явления — резонансное возбуждение пограничных поляритонов на границе раздела между слоями.

7. Безотражательное прохождение электромагнитных волн возможно при падении волн как  $s$ -, так и  $p$ -поляризации, причем в первом случае эффект обусловлен наличием оптических магнонов, а во втором — свободных носителей. В обоих случаях эффект возможен лишь в определенной области значений концентрации носителей при фиксированных значениях частоты волны и угла падения, зависящих от ориентации оси магнитной анизотропии, от отношения толщины слоев, диэлектрических постоянных и других легко контролируемых параметров обеих сред. Это позволяет на основе рассмотренного явления создавать фильтры и поляризаторы с заранее заданными рабочими частотами.

Пользуясь случаем, благодарю участников семинара по физике поверхностных явлений в ИФТТ АН СССР за ценное обсуждение.

#### Список литературы

- [1] Поверхностные поляритоны / Под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 526 с.
- [2] Wallis R. F., Brion J. J., Burstein E., Hartstein A. // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. N 8. P. 3424—3437.
- [3] Брыксия В. В., Мирлин Д. Н., Фирсов Ю. А. // УФН. 1974. Т. 113, № 1. С. 29—68.
- [4] Агранович В. М. // УФН. 1975. Т. 115. № 2. С. 199—238.
- [5] Tarkhanian R. G. // Phys. St. Sol. (b). 1975. V. 72. N 1. P. 111—122.
- [6] Гуревич Л. Э., Тарханян Р. Г. // ФТТ. 1985. Т. 17. № 7. С. 1944—1949.
- [7] Raether H. // Phys. Thin Films. 1977. V. 9. N 1. P. 145—149.
- [8] Camley R. E., Mills D. L. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 3. P. 1280—1287.
- [9] Barnas J. // Acta Physica Polonica. 1981. V. A59. N 4. P. 449—453.
- [10] Dragila R., Luther Davies B., Vucovic S. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1117—1119.
- [11] Рамазашвили Р. Р. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 235—237.
- [12] Тарханян Р. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 2. С. 624—626.
- [13] Otto A. // Z. Physik. 1968. Bd 216. N 4. S. 398—410.
- [14] Kretschmann E. // Z. Physik. 1971. Bd 241. N 3. S. 313—324.
- [15] Haussler K. M. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 105. N 2. P. K81—K83.

Институт радиофизики и электроники  
АН АрмССР  
Ереван

Поступило в Редакцию  
30 января 1989 г.