

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535.5

**КРИСТАЛЛООПТИКА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ
И СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТИ****В. М. Агранович****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Общие замечания. Кристаллооптика поверхности	199
2. Объемные и поверхностные поляритоны. Затухание поверхностных поляритонов, а также их отражение и преломление на линиях раздела	201
3. Спектры поверхностных поляритонов в анизотропных кристаллах	208
4. Методы экспериментальных исследований поверхностных поляритонов. Обзор и сопоставление результатов	212
а) Метод НПВО и возможности НПО (212). б) Периодическая система штрихов на поверхности (215). в) Комбинационное рассеяние света на поверхностных поляритонах (216). г) Распространение поверхностных поляритонов вдоль поверхностей раздела сред (218). д) Метод дифракции медленных электронов (LEED) (219).	
5. Теория комбинационного рассеяния света на поверхностных поляритонах, включая среды с центром инверсии (метод нарушенной симметрии)	220
а) Общая теория и эффект компенсации (220). б) Метод нарушенной симметрии. Поверхностное пьезоэлектричество в ионных кристаллах (223). в) Ширина линии КРС на поверхностном поляритоне (224).	
6. Эффекты переходного слоя в спектрах поверхностных поляритонов	225
а) Переходные слои с высокой электропроводностью (226). б) Диэлектрические переходные слои при наличии резонанса с поверхностным поляритоном (229).	
7. Влияние пространственной дисперсии на спектры поверхностных поляритонов и добавочные поверхностные волны	232
8. Перспективы дальнейших исследований. Заключительные замечания	235
Цитированная литература	236

1 ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ. КРИСТАЛЛООПТИКА ПОВЕРХНОСТИ

Известно, что развитие тех или иных направлений физики твердого тела определяется прежде всего внутренней логикой самих исследований, а также потребностями практики. В том же случае, когда оба эти стимула действуют одновременно, соответствующая область науки приобретает более широкий интерес и развивается быстрыми темпами.

В настоящее время одним из таких интенсивно развивающихся направлений исследований являются исследования по физике поверхностей конденсированных сред и, в частности, по физике поверхностей твердых тел. Как справедливо отмечают Дьюк и Парк¹, «интерес к поверхностям связан и с их уникальными свойствами, которые зачастую не имеют аналога при изучении объемных свойств твердых тел. Физиков, изучающих поверхности, вновь охватило волнение; этому способствовало создание новых методов наблюдения свойств поверхности и появление теоретических моделей, с помощью которых можно связать данные наблюдений с количественными характеристиками самых наружных слоев твердого тела. Развитие и взаимосвязь этих двух направлений перевело изучение поверхностей из ремесла в количественную науку».

Последнее особенно важно для удовлетворения нужд практики, ибо свойства различного рода тонких пленок, слоистых структур и вообще границы раздела сред играют в ряде случаев определяющую роль в работе многих физических приборов (см., например, ²).

Обычно при обсуждении свойств поверхности выделяется вопрос о ее структуре, а также связанный с ним вопрос о спектре поверхностных возбужденных состояний. В последние годы были разработаны многие и весьма эффективные методы изучения структуры поверхности (их обзор см. в статье ¹). Проблема же спектра поверхностных возбужденных состояний, т. е. таких состояний, которые как раз и обусловлены наличием поверхности или же границы раздела, хотя и возникла давно (достаточно упомянуть о рэлеевских волнах в теории упругости или о таммовских состояниях электронов), по-прежнему остается весьма актуальной. Можно было бы назвать много примеров конкретных физических ситуаций, для анализа которых знание возбужденных состояний поверхности является весьма важным, причем такого рода ситуации возникают не только в физике, но также и в физической химии (например, при анализе механизмов каталитического действия поверхности твердых тел), в биологии и т. д. Мы здесь ограничимся упоминанием лишь некоторых из них. В частности, в связи с поисками высокотемпературных сверхпроводников с экситонным механизмом куперовского спаривания в плоской геометрии (модель сэндвича, см. ³), особый интерес приобретает изучение возбужденных состояний и вообще электронной структуры контакта металл — диэлектрик или металл-полупроводник. Возникающие при этом электронные перестройки в спектре поверхностных возбуждений диэлектриков и полупроводников (их анализ только начинается (см. ⁴)) должны быть учтены при построении теории влияния неметаллических покрытий на температуру сверхпроводящего перехода в тонких ($\sim 10\text{--}20 \text{ \AA}$) металлических пленках. В связи со структурой спектра низкотемпературной люминесценции молекулярных кристаллов и тушением экситонов на поверхности ⁵, интересно изучение роли поверхностных экситонов малого радиуса. Целый ряд проблем возбужденных состояний поверхности (поверхностные фононы, экситоны, магноны, электроны) возникает при обсуждении весьма интересных возможностей наблюдения поверхностных (т. е. двумерных или квазидвумерных) аналогов ферромагнетизма, сегнетоэлектричества, пьезоэлектричества*), сверхпроводимости, сверхтекучести и т. д. (см. ⁶), а также многих других вопросов, связанных с особенностями спектра поверхностных возбуждений.

Ниже мы как раз и обсудим те возможности анализа спектра возбужденных состояний поверхности или границы раздела сред, которые могут быть реализованы в рамках кристаллооптики.

Отметим, что обычно кристаллооптика используется при исследовании распространения в кристаллах объемных плоских монохроматических световых волн, характеризующихся определенными значениями частоты ω и волнового вектора \mathbf{k} . Экспериментальное нахождение закона дисперсии этих волн (т. е. зависимости $\omega = \omega(\mathbf{k})$ или эквивалентной ей зависимости комплексного коэффициента преломления света \tilde{n} от ω) и сопоставление этого закона с получающимися в рамках феноменологических уравнений Максвелла (при использовании тензора диэлектрической проницаемости) позволяет получать информацию в основном о спектре объемных возбуждений среды или, например, о ее проводимости (металлооптика). Ясно, что для анализа поверхностных свойств среды наибольшую

*) Об одной из возможных моделей поверхностного пьезоэлектричества см. ниже, в п. 6) гл. 5.

информацию можно было бы надеяться получить при исследовании распространения в кристаллах не объемных электромагнитных волн, а волн поверхностных, в которых энергия распространяется только вдоль поверхностей или границ раздела. Изучение затухания таких поверхностных волн, а также их отражения и преломления на границах (линиях) раздела, т. е., так сказать, кристаллооптика поверхности, могла бы сыграть, вероятно, столь же кардинальную роль в развитии физики поверхностей, какую играет обычная (объемная) кристаллооптика в спектральных исследованиях объемных свойств кристаллов. Основная из возникающих при этом проблем состоит в необходимости иметь достаточно удобные в использовании источники и приемники поверхностных волн. Ниже в связи с методами преобразования волн объемных в волны поверхностные мы еще коснемся вопроса о возможных типах такого рода устройств. Поскольку же для анализа возникающих проблем весьма важны свойства самих поверхностных волн, мы прежде всего обсудим возможные законы их дисперсии, поляризацию и затухание, а также влияние на эти их характеристики свойств приповерхностных слоев кристалла.

2. ОБЪЕМНЫЕ И ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПОЛЯРИТОНЫ. ЗАТУХАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ, ИХ ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ НА ЛИНИЯХ РАЗДЕЛА

В изотропной среде дисперсия длинноволновых ($\lambda \gg a$, a — постоянная решетки) электромагнитных волн полностью определяется зависимостью от частоты ω диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ (при неучете пространственной дисперсии). Именно, зависимость $\omega = \omega(\mathbf{k})$ для поперечных волн (напряженность поля $\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$, $\mathbf{k} = (\omega/c) n(\omega) \mathbf{s}$, $\mathbf{s} = \mathbf{k}/k$, $n(\omega)$ — коэффициент преломления) определяется, как известно, соотношением

$$\varepsilon(\omega) = k^2 c^2 / \omega^2. \quad (1)$$

В окрестности резонанса $\omega = \Omega_{\perp}$ диэлектрическая проницаемость может быть представлена в виде

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \{(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}) \Omega_{\perp}^2 / [\Omega_{\perp}^2 - \omega^2]\}, \quad (2)$$

где ε_{∞} — асимптотическое значение $\varepsilon(\omega)$ при $\omega \gg \Omega_{\perp}$, тогда как ε_0 — значение $\varepsilon(\omega)$ при $\omega \ll \Omega_{\perp}$. Поэтому, определяя из (1) при использовании (2) зависимость $\omega = \omega(\mathbf{k})$, получаем для каждого \mathbf{k} два значения частоты $\omega_{\perp,2}^{\perp}(\mathbf{k})$ (рис. 1). Элементарные возбуждения с энергией $\hbar\omega(\mathbf{k})$, дисперсия которых определяется зависимостью $\omega_{\perp,2}^{\perp}(\mathbf{k})$, обычно называются поляритами. В рассматриваемом случае изотропной среды поляритоны с законом дисперсии $\omega_{\perp,2}^{\perp}(\mathbf{k})$ являются строго поперечными.

Частоты же продольных электромагнитных волн удовлетворяют условию $\varepsilon(\omega) = 0$. Используя (2), находим, что $\omega_{\parallel} = \Omega_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_{\infty}} \Omega_{\perp}$, что как раз и отвечает известному соотношению Лиддена — Сакса — Теллера. Существенно, что частота продольной электромагнитной волны (продольного поляритона) в рассматриваемом приближении (т. е. при неучете пространственной дисперсии) не зависит от \mathbf{k} (см. рис. 1). Отметим также, что, как это следует из соотношения (1), при неучете запаздывания (т. е.

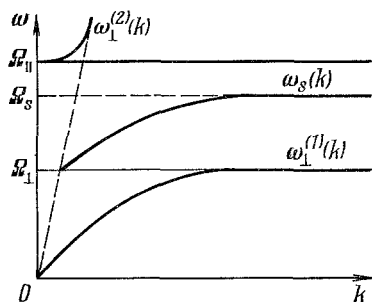


Рис. 1. Дисперсия поляритонов при учете плоской границы раздела сред.

при $c \rightarrow \infty$) для частот поперечных волн получаем условие $\varepsilon(\omega) = \infty$, что в модели (2) отвечает резонансу $\omega = \Omega_{\perp}$. Таким образом, учет запаздывания, как это видно из рис. 1, существует только для поперечных волн и при том в области, где $k \leq (\Omega_{\perp}/c)\sqrt{\varepsilon_{\infty}}$, $(\Omega_{\perp}/c)\sqrt{\varepsilon_0}$. Если же $k \gg (\Omega_{\perp}/c)\sqrt{\varepsilon_0}$, то $\omega_{\perp}(k) \approx \Omega_{\perp}$, так что в этом случае поляритон нижней ветви мало отличается от борновского оптического фонона. Поскольку, однако, даже при учете пространственной дисперсии использованное выше макроскопическое рассмотрение строго применимо только для длин волн λ , больших по сравнению с постоянной решетки a , полученные выше решения не описывают действительные колебания кристалла в области волновых векторов k , удовлетворяющих неравенству $ka \leq 1$. В этой области спектра необходима микроскопическая теория.

Отметим, что хотя закон дисперсии поляритонов отражает давно известные в изотропной среде соотношения $n^2 = \varepsilon(\omega)$ для поперечных волн и $\varepsilon(\omega) = 0$ для волн продольных, его изображение в форме зависимости $\omega = \omega(k)$, представленное на рис. 1, впервые появилось сравнительно недавно в работах Толыго и Хуана Куны (см. ⁷), исходивших из конкретных моделей колебаний в ионном кристалле. Ясно, конечно, что представленный на рис. 1 закон дисперсии для поляритонов вообще не зависит от модели, а имеет место для произвольных негиротропных и неметаллических изотропных сред в области резонансов диэлектрической проницаемости, включая и резонансы в электронной области спектра. Более того, аналогичное рассмотрение может быть естественным образом обобщено и на случай сред анизотропных (см., например, ⁹). В таких средах закон дисперсии поляритонов l -й ветви $\omega_l = \omega_l(k)$ находится из уравнения $k^2 c^2 / \omega^2 = n_l^2(\omega, s)$, $s = k/k$, где $n_l(\omega, s)$ — коэффициент преломления для l -й нормальной электромагнитной волны. В настоящее время дисперсия поляритонов в области частот колебаний решетки широко изучается с помощью комбинационного рассеяния света на поляритонах как в кристаллах кубических, так и в кристаллах анизотропных. У нас нет здесь возможности обсуждать ту большую информацию о свойствах элементарных возбуждений в кристаллах, которая в этих экспериментах может быть получена. К тому же это увело бы нас от основной темы данного обзора.

Возвращаясь же к обсуждению кристаллооптики поверхностей, продолжим рассмотрение спектра электромагнитных волн в изотропной среде, приняв, однако, во внимание наличие у кристалла плоской поверхности или границы раздела сред (о влиянии формы поверхности см. ниже), приводящей к появлению поверхностных электромагнитных волн (волны Ценнека — Зоммерфельда, 1907—1909 гг.) *).

Допустим, что резкая граница раздела двух сред выбрана вдоль плоскости x, y (диэлектрические проницаемости $\varepsilon_1(z > 0)$ и $\varepsilon_2(z < 0)$, а y -компонента волнового вектора искомой поверхностной волны равна нулю ($k_y = 0$). В этом случае уравнения Максвелла для немагнитной среды имеют вид (о поверхностных волнах в магнитных средах см. ^{14, 59, 72})

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = \frac{i\omega}{c} \mathbf{H}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = -i\varepsilon \frac{\omega}{c} \mathbf{E}_z \quad (3)$$

и их решение (см., например, также ¹⁰, § 68) можно искать в виде **)

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{+0} e^{i k_x x - \kappa_1 z} (z > 0), \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_{-0} e^{i k_x x + \kappa_2 z} (z < 0),$$

*) Вопрос о роли теории Ценнека — Зоммерфельда при распространении радиоволн около земной поверхности подробно обсуждался более пятидесяти лет назад (см. ⁴⁰).

**) Иной метод нахождения поверхностных волн развит в работе ⁷² на основе теоремы гашения Эвальда — Озеена.

и аналогично для поля \mathbf{E} , причем $\kappa_1 = \sqrt{k^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_1}$, $\kappa_2 = \sqrt{k^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_2}$. Вектор \mathbf{H} можно считать направленным вдоль оси y , при этом условие непрерывности H_y на границе будет выполнено при $H_{+0} = H_{-0} = H$. Из второго из записанных в (3) уравнений Максвелла следует, что

$$i \frac{\omega}{c} E_x = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z},$$

так что условие непрерывности E_x также будет выполнено, если $-\kappa_1/\varepsilon_1 = \kappa_2/\varepsilon_2$, что при положительных κ_1 и κ_2 возможно только в случае, когда ε_1 и ε_2 имеют разные знаки. Допустим, для определенности, что $\varepsilon_1 > 0$, а $\varepsilon_2 = -|\varepsilon_2| < 0$. Используя тогда явные выражения для κ_1 и κ_2 , находим, что закон дисперсии для рассматриваемой поверхностной волны имеет вид

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что $k^2 > 0$, если $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$, что и должно подразумеваться для вещественных k , ω и ε_1 , ε_2 . Так, при $\varepsilon_1 = 1$, т. е. когда кристалл граничит с вакуумом, зависимость частоты поверхностного поляритона ω_s от k представлена на рис. 1. Из этого рисунка следует, что область спектра поверхностной волны расположена в интервале частот $\omega = \Omega_\perp$ и $\omega = \Omega_s$, где Ω_s — решение уравнения (4) при $c \rightarrow \infty$ (т. е. при неучете запаздывания). Из соотношения (4) следует, что частота Ω_s удовлетворяет уравнению

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 0, \quad (5)$$

и при $\varepsilon_1 = \text{const}$, $\varepsilon_2 = \varepsilon(\omega)$ (см. (2)) получаем, что

$$\Omega_s = \Omega_\perp \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_0}{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty}}. \quad (6)$$

Таким образом, положение частоты Ω_s существенно зависит от диэлектрической проницаемости подложки ε_1 . Так, если $\varepsilon_1 \ll \varepsilon_0$, ε_∞ , частота Ω_s становится близкой к частоте продольного колебания Ω_\parallel и ее наблюдение может стать затруднительным (более подробно о роли подложки см. в гл. 4,5 *).

Выше мы везде, как и в ¹⁰, пренебрегали затуханием волн. Учет затухания приводит к целому ряду интересных эффектов, многие из которых могут быть, по-видимому, замечены и экспериментально. Их обсуждению, однако, предпослано несколько замечаний, относящихся к самой постановке вопроса. Дело в том, что в зависимости от экспериментальной ситуации затухание может проявляться по-разному. Действительно, в том случае, когда на границе раздела сред имеется источник поверхностных волн заданной частоты ω , то при комплексных диэлектрических проницаемостях, т. е. при учете диссипативных процессов, возбуждаемые источником поверхностные волны при распространении вдоль поверхности раздела будут затухать. В этом случае, как и в объемной кристаллооптике, можно ввести комплексный коэффициент преломления поверхностной волны \tilde{n} ,

*) В металлах и плазме $\varepsilon(\omega) = 1 - (\omega_p^2/\omega^2)$, где ω_p — плазменная частота. Поэтому, например, на границе с вакуумом поверхностные волны существуют в области частот $\omega \lesssim \omega_p/\sqrt{2}$. Их изучению посвящено большое число работ (см. ⁶² и цитированную там литературу).

определяемый соотношением $k = (\omega/c) \tilde{n}s$, $s = k/k$, $k \equiv (k_1, k_2)$. Согласно (4)

$$\tilde{n}^2 = (n - i\kappa)^2 = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}. \quad (7)$$

Рассмотрим зависимость $n = n(\omega)$ и $\kappa = \kappa(\omega)$ в случае достаточно слабого затухания ($\kappa \ll n$), полагая $\varepsilon_1 = \text{const}$, а для $\varepsilon_2(\omega)$ используя следующее естественное обобщение соотношения (2):

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \Omega_\perp^2}{\Omega_\perp^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma(\omega)}. \quad (2')$$

Подставляя (2') в (7), находим

$$(n - i\kappa)^2 = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_\infty}{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty} \frac{\omega^2 - \Omega_\parallel^2 - i\omega\Gamma}{\omega^2 - \Omega_s^2 - i\omega\Gamma},$$

в силу чего (см. также рис. 2)

$$n^2(\omega) = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_\infty}{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty} \frac{(\Omega_\parallel^2 - \omega^2)(\Omega_s^2 - \omega^2) + \omega^2 \Gamma^2}{(\omega^2 - \Omega_s^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2}, \quad 2n\kappa = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_\infty}{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty} \frac{\omega\Gamma(\Omega_\parallel^2 - \Omega_s^2)}{(\omega^2 - \Omega_s^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2}. \quad (8)$$

Таким образом, частота $\omega = \Omega_s$ для поверхностных поляритонов является резонансной. При $\omega \rightarrow \Omega_s$ и достаточно слабом затухании (т. е. при достаточно малых Γ) величина n^2 резко возрастает, так что в области резонанса могут стать существенными также эффекты пространственной дисперсии. Их мы обсудим ниже (см. гл. 7), здесь же оценим значение κ и сопоставим его с соответствующими значениями для объемных волн. Вне полосы поглощения, т. е. при $\Omega_s^2 - \omega^2 \gg \omega\Gamma$,

$$n^2 \approx \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_\infty}{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty} \frac{\Omega_\parallel^2 - \omega^2}{\Omega_s^2 - \omega^2},$$

$$2n\kappa \approx \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_\infty}{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty} \frac{\omega\Gamma(\Omega_\parallel^2 - \Omega_s^2)}{(\omega^2 - \Omega_s^2)^2}.$$

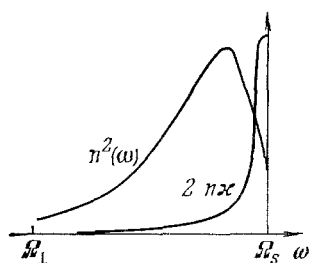


Рис. 2. Зависимость от частоты ω комплексного коэффициента преломления поверхностной волны $\tilde{n} = n - i\kappa$ в диэлектриках.

Полагая, например, $\Omega_\perp \approx 500 \text{ см}^{-1}$, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_0 = 5$, $\varepsilon_\infty = 2$ и $\Omega_s - \omega \approx 100 \text{ см}^{-1}$ (при этом $\Omega_s^2 - \omega^2 = (\Omega_\parallel^2 - \omega^2)/2$), получаем

$$n^2 \approx \frac{4}{3}, \quad \kappa \approx \frac{1}{12} \frac{\Gamma}{\Omega_s - \omega},$$

поэтому если $\Gamma \sim 10 \text{ см}^{-1}$, то $\kappa \approx 10^{-2}/3$. Длина пути L , на которой интенсивность поверхностной волны убывает в e раз, $L = c/2\omega\kappa$

в рассматриваемом случае составляет величину порядка миллиметра; при ином выборе параметров она может отличаться в несколько раз в ту или иную сторону. Так или иначе длина оказывается много больше глубины проникновения объемных волн. Сказанное особенно просто следует из рассмотрения резонансной ситуации. Действительно, при $\omega = \Omega_s$, $n^2 = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_\infty}{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty}$ (см. (8)), а

$$\kappa_{\text{пов}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_\infty}{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty} \frac{\Omega_\parallel^2 - \Omega_s^2}{\Omega_s \Gamma}} \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_\infty}{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty} \frac{|\Omega_\parallel - \Omega_s|}{\Gamma}}.$$

В то же время для объемных волн при $\omega = \Omega_\perp$ $n^2 = \varepsilon_\infty$, $\kappa_{\text{об}} \approx \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\Omega_\perp}{2\Gamma\sqrt{\varepsilon_\infty}}$.

Таким образом

$$\frac{\kappa_{\text{об}}}{\kappa_{\text{пов}}} = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \Omega_\perp \Gamma(\Omega_s) \sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty}}{2\Gamma(\Omega_\perp) \sqrt{\varepsilon_\infty} (\Omega_\parallel - \Omega_s) \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_\infty}}.$$

Полагая $\Gamma(\Omega_s) \approx \Gamma(\Omega_\perp)$, и используя соотношение Лиддена — Сакса — Теллера для Ω_\parallel , а также соотношение (6), получаем

$$\frac{\kappa_{об}}{\kappa_{пов}} = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \sqrt{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty}}{2\varepsilon_\infty \sqrt{\varepsilon_1}} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty}} - \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_0}{\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty}} \right)^{-1}. \quad (9)$$

При сделанных ранее предположениях для величин ε_1 , ε_0 и ε_∞ , $\kappa_{об}/\kappa_{пов} \approx 6,5$, причем такое же примерно соотношение между величинами $\kappa_{об}$ и $\kappa_{пов}$ сохраняется и в нерезонансной ситуации. Это обстоятельство весьма важно, ибо облегчает постановку экспериментальных исследований затухания поверхностных поляритонов (см. ниже раздел г) гл. 4).

Перейдем теперь к обсуждению вопроса об отражении и преломлении поверхностных волн на линиях раздела поверхностей. Именно, предположим, что со средой I ($\varepsilon_1(\omega) > 0$, ω — частота поверхностной волны)

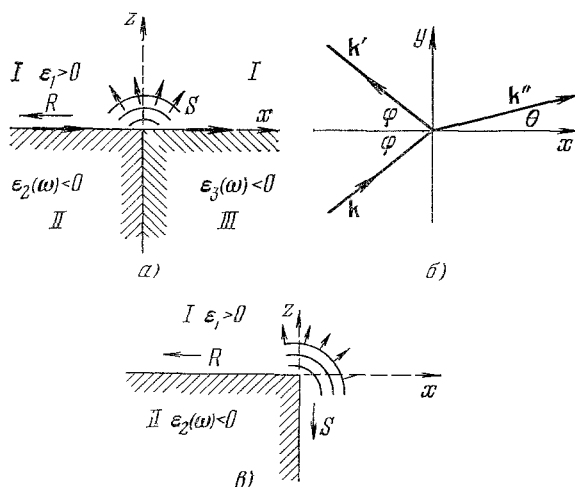


Рис. 3. Отражение и преломление поверхностных волн на границах (линиях) раздела сред.

вдоль плоской границы раздела (плоскость x, y) граничит среда II ($\varepsilon_2(\omega) < 0$) при $x < 0$ и среда III ($\varepsilon_3(\omega) < 0$) при $x > 0$ (рис. 3, а). В этом случае линия раздела — ось Oy — делит поверхность на две части. В каждой из этих частей область и закон дисперсии поверхностных поляритонов различны и естественно поэтому возникает вопрос о том, по каким законам на этой линии раздела происходит отражение и преломление поверхностной волны. Так как в рассматриваемой ситуации трансляционная симметрия сохраняется только относительно смещений вдоль оси Oy , при отражении и преломлении должна сохраняться y -проекция волнового вектора. Отсюда сразу следует, что угол падения равен углу отражения (рис. 3, б). Угол же преломления θ должен быть определен из условия *)

$$n_{I, II} \sin \varphi = n_{I, III} \sin \theta, \quad \text{или} \quad \frac{\sin \theta}{\sin \varphi} = \frac{n_{I, II}}{n_{I, III}}, \quad (10)$$

где n_{ik} — коэффициент преломления поверхностной волны на границе сред i и k . В обсуждаемом случае при падении поверхностной волны на линию раздела, поверхностная волна, распространяющаяся вдоль границы

*) Здесь мы предполагаем, что частота ω попадает в область поверхностных волн границы раздела сред II, III.

сред *II*, *III*, не возникает, поскольку из-за предполагаемой отрицательности ε_2 и ε_3 такие волны просто не существуют. Однако в анизотропных средах не исключена возможность образования сразу двух преломленных волн. Интересно, что если $n_{I, II}/n_{I, III} > 1$, то при некотором значении угла падения $\varphi = \varphi_0$ угол $\theta = (\pi/2) (\sin \varphi_0 = n_{I, III}/n_{I, II})$. Это означает, что при $\varphi > \varphi_0$ реализуется полное внутреннее отражение поверхностной волны. Это, тем не менее, не означает, что энергия отраженной волны будет равна энергии волны падающей. Дело в том, что выше мы говорили лишь о преломленных поверхностных волнах. Однако в рассматриваемом случае при отражении от линии раздела возможно в среде *I* образование объемной волны. Это обстоятельство связано с нарушением трансляционной инвариантности вдоль оси *Ox* и легко может быть понято из следующих простых соображений. Именно, допустим, ради простоты, что угол падения $\varphi = 0$. В этом случае единственно сохраняющаяся компонента волнового вектора, т. е. величина $k_y = 0$. Поэтому при соответствующем подборе для объемной волны в среде *I* значений q_x и q_z (q — волновой вектор объемной волны, $q_y = 0$) можно всегда удовлетворить условию резонанса

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}} c \sqrt{q_z^2 + q_x^2} = \omega_s(k_x).$$

Аналогичная ситуация будет иметь место и при значениях $\varphi \neq 0$, если только для таких углов существуют q_z и q_x , при которых имеется вещественное значение k_y , удовлетворяющее уравнению

$$\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_1}} \sqrt{q_z^2 + q_x^2 + k_y^2} = \omega_s \left(\frac{k_y}{\sin \varphi} \right).$$

Из сказанного, таким образом, следует, что на линии раздела возможно превращение поверхностной волны в объемную. Аналогичные явления имеют место и в том случае, когда среда с $\varepsilon(\omega) < 0$ образует клин, типа изображенного на рис. 3, *в*. Если при этом в плоскости $z = 0$ к оси *Oy* из бесконечности идет поверхностная волна, то наряду с отраженной волной *R* возникает и преломленная волна *S*, распространяющаяся в плоскости $x = 0$. При этом, как и в предыдущем случае, вдоль оси *Oy* имеет место трансформация поверхностных волн в волны объемные.

Расчеты интенсивности и углового распределения индуцированной объемной волны, а также расчеты амплитуды отраженной волны для ситуаций, изображенных на рис. 3, требуют решения задачи о дифракции волн на клине (см. рис. 3, *в*) или же на двух соприкасающихся клиньях (см. рис. 3, *а*). Как известно, эти задачи, возникшие в связи с проблемами распространения радиоволн, являются одними из основных задач математической теории дифракции (о состоянии проблемы см., например, в книгах ^{8а}) и решены они только в импедансном приближении ^{8б}. В этом приближении при изучении внешней по отношению к клину (или клиньям) электромагнитной задачи можно не рассматривать поля внутри клина, используя в качестве граничного условия соотношение Леонтовича

$$\mathbf{E}_t = Z [\mathbf{H}_t \mathbf{n}],$$

где \mathbf{E}_t и \mathbf{H}_t — тангенциальные составляющие напряженностей электрического и магнитного полей. \mathbf{n} — нормаль к грани клина, Z — импеданс грани. Использование импедансных граничных условий обосновано лишь при $|\varepsilon| \gg 1$. В области же поверхностных волн это неравенство выполняется всегда для частот $\omega \gg \Omega_\perp$ (см. рис. 1) и будет выполнено для всей ветви частот поверхностной волны, если только клин ($\varepsilon_2(\omega) < 0$) граничит не с вакуумом, а с такой средой, у которой $\varepsilon_1 \gg 1$ (см. рис. 3). Предпола-

гая условие $|\varepsilon(\omega)| \gg 1$ выполненным, оценим интенсивность объемных волн, возникающих при дифракции поверхностной волны на импедансном клине (рис. 3, е). В соответствии с ⁸, модуль амплитуды отраженной поверхностной волны (амплитуда падающей принята равной 1)

$$R = \operatorname{sh} \frac{\pi \xi}{\alpha} \sqrt{\frac{1 + \cos(\pi^2/\alpha)}{\operatorname{ch}(2\pi\xi/\alpha) - \cos^2(\pi^2/\alpha)}},$$

тогда как модуль амплитуды преломленной волны (см. рис. 3)

$$S = \operatorname{sh} \frac{\pi \xi}{\alpha} \sqrt{\frac{1 - \cos(\pi^2/\alpha)}{\operatorname{ch}(2\pi\xi/\alpha) + \cos^2(\pi^2/\alpha)}},$$

где α — внешний угол клина (на рис. 3, $\alpha = 3\pi/2$), а величина ξ определяется из соотношения $z = -i \operatorname{sh} \xi$. Если клин граничит с вакуумом, то $\operatorname{sh} \xi = 1/\sqrt{|\varepsilon|}$ и при $|\varepsilon| \gg 1$ $\xi \approx 1/\sqrt{|\varepsilon|}$. Из приведенных выражений для R и S следует, что при $|\varepsilon| \gg 1$ $R \ll 1$ и $S \ll 1$, так что практически вся энергия падающей поверхностной волны превращается в энергию генерируемых объемных волн *).

В свете сделанных ранее замечаний о необходимости иметь в кристаллооптике поверхности приемники поверхностной волны, это обстоятельство представляется весьма важным, ибо фактически означает, что при создании или наличии линий раздела для нахождения интенсивности поверхностной волны могут быть использованы объемные приемники излучения **). Разумеется, по мере того, как частота поверхностной волны удаляется от $\omega = \Omega_{\perp}$ (см. рис. 1; при этом возрастает ее волновой вектор, а сама волна в большей мере становится механической), интенсивность ее превращения в объемные световые волны должна падать. Однако это падение имеет место как раз в условиях, когда импедансные граничные условия непригодны, что затрудняет численные оценки.

Выше мы затронули лишь некоторые наиболее характерные вопросы кристаллооптики поверхностных волн, а в дальнейшем будут подчеркнуты в более конкретном плане и те новые возможности изучения физических свойств поверхности, которые при этом возникают. Здесь же лишь отметим, что, как уже указывалось, в рамках кристаллооптики поверхности изучается распространение вдоль поверхности волн с заданной источником частотой ω . Однако дисперсионное уравнение (4) дает информацию также и о таких волнах, у которых заданной является не частота, а волновой вектор k (например, в опытах по НПВО и комбинационному рассеянию света на поверхностных поляритонах). В этом случае (см. гл. 4) интенсивность процесса пропорциональна

$$I(k, \omega) \sim \left| k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right|^{-2},$$

в силу чего использование соотношения (2') при фиксированном k приводит для $I(k, \omega)$ к лоренцовой зависимости от $\omega - \omega_p(k)$ (ω_p — частота поляритона при неучете затухания) с шириной контура, являющейся функцией k (более подробно см. в гл. 4).

*) Это же обстоятельство лежит в основе идеи Наймана⁷³ создания радиоантенн поверхностных волн, использующих излучение на изломе замедляющей поверхности (подробнее см. в работе⁸⁶; там же обсуждается вопрос об угловом распределении объемного излучения).

**) Доля энергии, уносимая образующейся объемной (краевой) волной, равна величине

$$\eta = 1 - R^2 - S^2 = \sin^2 \frac{\pi^2}{\alpha} \operatorname{ch} \frac{2\pi\xi}{\alpha} \left(\operatorname{ch}^2 \frac{2\pi\xi}{\alpha} - \cos^2 \frac{\pi^2}{\alpha} \right)^{-1}.$$

3. СПЕКТРЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В АНИЗОТРОПНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Спектры поверхностных поляритонов в анизотропных кристаллах обладают рядом специфических черт^{11, 12}. Среди них следует прежде всего отметить то обстоятельство, что в анизотропных кристаллах поверхностные электромагнитные волны для данной области частот могут существовать не при любых ориентациях поверхности кристалла относительно его кристаллографических осей, а также сильную зависимость дисперсии поверхностного поляритона от направления его двумерного волнового вектора (неаналитичность по \mathbf{k} *). В настоящее время эти особенности спектра поверхностных поляритонов изучены и экспериментально (см. ниже гл. 4). Расчеты же спектров поверхностных поляритонов в анизотропных кристаллах для ряда простейших ориентаций выполнены также в работах^{13-18, 72}. В частности, в работах^{14, 15}, так же как и в^{11, 12}, исследовались свойства поверхностных волн в одноосных кристаллах, тогда как в¹⁶⁻¹⁸ — свойства поверхностных поляритонов в кристаллах двуосных. Основная, хотя и чисто формальная, трудность, делающая расчеты дисперсии поверхностных поляритонов несколько громоздкими, возникает в том случае, когда нормаль к поверхности или плоскости раздела сред не совпадает с направлением одной из главных осей тензора $\epsilon_{ij}(\omega)$. В остальном же упомянутые расчеты весьма элементарны, хотя и проведены в упомянутых работах лишь для ряда частных ситуаций. В связи с этим, ниже, сначала будут получены основные соотношения, определяющие дисперсию и поляризацию поверхностных H -волн в произвольных анизотропных кристаллах, используя вместо тензора $\epsilon_{ij}(\omega)$, обратный ему тензор $\epsilon_{ij}^{-1}(\omega) = A_{ij}$, что, в частности, существенно упрощает получение большинства упомянутых выше результатов. Затем мы коснемся вопроса о нахождении поверхностных волн более общего вида и уже при неучете запаздывания рассмотрим поверхностные волны в анизотропных кристаллах произвольной симметрии и для любых направлений распространения.

Как и при обсуждении свойств поверхностных поляритонов в изотропной среде (см. гл. 2), будем считать, что границе раздела отвечает плоскость xu и что среда при $z > 0$ изотропна (диэлектрический тензор $\epsilon_{ij} = \epsilon_1 \delta_{ij}$, $\epsilon_1 > 0$), а среда при $z < 0$ анизотропна (диэлектрический тензор $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}(\omega)$, $A_{ij}(\omega) = \epsilon_{ij}^{-1}(\omega)$).

Из уравнений Максвелла следует, что амплитуды искомых полей удовлетворяют в областях $z > 0$ (индекс I) и $z < 0$ (индекс II) системе уравнений

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \frac{c}{\omega} [\mathbf{K}^I \mathbf{E}^I], & \mathbf{D}^I &= -\frac{c}{\omega} [\mathbf{K}^I \mathbf{H}], & E_i^I &= \epsilon_1^{-1} D_i^I & (z > 0), \\ \mathbf{H} &= \frac{c}{\omega} [\mathbf{K}^{II} \mathbf{E}^{II}], & \mathbf{D}^{II} &= -\frac{c}{\omega} [\mathbf{K}^{II} \mathbf{H}], & E_i^{II} &= A_{ij} D_j^{II} & (z < 0), \end{aligned} \quad (11)$$

где \mathbf{K} — вектор с компонентами $(k_1, k_2, i\kappa_1)$ ($\text{Re } \kappa_1 > 0$) для полей при $z > 0$ ($\mathbf{K} = \mathbf{K}^I$) и с компонентами $(k_1, k_2, -i\kappa_2)$ ($\text{Re } \kappa_2 > 0$) для полей при $z < 0$ ($\mathbf{K} = \mathbf{K}^{II}$), причем в (11) учтено также, что на границе раздела все три компоненты \mathbf{H} непрерывны ($\mathbf{H}^I = \mathbf{H}^{II} = \mathbf{H}$). Но тогда из условий ортогональности $\mathbf{K}^I \mathbf{H} = 0$ и $\mathbf{K}^{II} \mathbf{H} = 0$ следует, что в волнах с $\mathbf{H} \neq 0$ $H_z = 0$. Дальнейшие упрощения возникают, если систему координат выбрать так, чтобы ось x была направлена вдоль \mathbf{k} (k_1, k_2) (при этом $k_z = 0$). Из уравнений (11) в этом случае следует, что $E_2^I = E_2^{II} = 0$, $H_1^I = H_1^{II} = 0$,

*) Аналогичные особенности возникают и для поверхностных волн на плоской границе магнитоактивной плазмы (см., например, ⁶³ и цитированную там литературу).

тогда как $H_2^I = H_2^{II} = H \neq 0$. Таким образом рассматриваемые волны, как и в случае изотропных сред, являются H -волнами (см. выше и ¹⁰). Поэтому, подставляя в первое из уравнений (11)₁ выражение $E_i = -(c/\omega) A_{ij} [KH]_j$, получаем соотношение

$$A_{11}K_3^2 + A_{33}k^2 - 2A_{13}kK_3 = \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (12)$$

которое для каждой из областей ($z > 0$ и $z < 0$) выражает значения κ_1 и κ_2 через k и ω . В частности, для области $z > 0$ $A_{11} = A_{33} = 1/\epsilon_1$, $A_{13} = 0$, $K_3 = i\kappa_1$, так что для κ_1 получаем

$$\kappa_1 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1}. \quad (13)$$

Для области же $z < 0$ $K_3 = -i\kappa_2$ и для величины κ_2 ($\text{Re } \kappa_2 > 0$) находим значение *)

$$\kappa_2 = ikA_{13}A_{11}^{-1} + \sqrt{(A_{33}A_{11}^{-1} - A_{13}^2A_{11}^{-2})k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}A_{11}^{-1}}. \quad (14)$$

Из соотношений (13) и (14) следует, что условия $\text{Re } \kappa_1 > 0$ и $\text{Re } \kappa_2 > 0$ могут быть выполнены только в области частот ω , где

$$k^2 > \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 \quad (13')$$

и

$$\frac{A_{33}}{A_{11}} - \left(\frac{A_{13}}{A_{11}}\right)^2 > 0, \quad (14')$$

$$k^2 > \frac{\omega^2}{c^2} A_{11}^{-1} \left[\frac{A_{33}}{A_{11}} - \left(\frac{A_{13}}{A_{11}}\right)^2 \right]^{-1}. \quad (14'')$$

Из (14'), в частности, следует, что величины A_{33} и A_{11} должны быть одного знака. Из условия $E_2 = 0$ следует также связь

$$A_{21}D_1 + A_{23}D_3 = 0,$$

откуда находим, что для частот рассматриваемых поверхностных волн должно выполняться соотношение

$$iA_{21}\kappa_2 + A_{23}k = 0. \quad (14''')$$

Это соотношение является весьма жестким и существенно ограничивает область существования поверхностных H -волн.

Последним из граничных условий, которому еще следует удовлетворить, является условие непрерывности на границе раздела величины E_1 . Используя соотношения (14), находим, что условие $E_1^I = E_1^{II}$ выполняется, если

$$E_1^{II} = -\frac{Hc}{\omega} (A_{13}k + i\kappa_2 A_{11}) = E_1^I = i \frac{Hc}{\omega \epsilon_1} \kappa_1,$$

т. е. если

$$A_{13}k + iA_{11}\kappa_2 = -i \frac{\kappa_1}{\epsilon_1}. \quad (15)$$

Принимая во внимание (14), соотношение (15) можно также записать в виде

$$\frac{\kappa_1}{\epsilon_1} = -A_{11} \sqrt{\left(\frac{A_{33}}{A_{11}} - \frac{A_{13}^2}{A_{11}^2}\right)k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}A_{11}^{-1}}, \quad (16)$$

*) Наличие $\text{Im } \kappa_2 \neq 0$ приводит к осциллирующему затуханию полей при $z \rightarrow -\infty$.

откуда следует, что в области частот поверхностных поляритонов $A_{11}(\omega) < 0$ (а значит, и $A_{33}(\omega) < 0$; см. (14') и ниже). Величина ε_1 , как указывалось, предполагается положительной.

Подставляя в (16) явное выражение для κ_1 и определяя из полученного таким образом соотношения величину k^2 , окончательно находим закон дисперсии поверхностной волны:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{A_{11} - \varepsilon_1^{-1}}{A_{11}A_{33} - A_{13}^2 - \varepsilon_1^{-2}}. \quad (17)$$

С целью иллюстрации соотношения (17) рассмотрим несколько наиболее интересных примеров. В частности, если оси Ox и z совпадают с главными осями тензора A_{ij} , т. е., если $A_{ij} = \delta_{ij}/\varepsilon_{ii}$, уравнение (14) выполняется, тогда как соотношение (17) можно представить в виде формулы

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 \varepsilon_{33} \frac{\varepsilon_{11} - \varepsilon_1}{\varepsilon_{11}\varepsilon_{33} - \varepsilon_1^2}, \quad (18)$$

полученной ранее в ¹⁶ и при $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{33} = \varepsilon$ переходящей в формулу (4) для случая изотропных сред. Для случая одноосных кристаллов соотношение (14'') может быть также выполнено в том случае, когда оптическая ось лежит в плоскости xz , образуя произвольный угол θ с осью Oz (при такой ориентации оси $A_{21} = A_{23} = 0$). Так как при этом

$$A_{11} = \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{\perp}} + \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{\parallel}}, \quad A_{33} = \frac{\cos^2 \theta}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon_{\perp}}, \quad A_{13} = \sin \theta \cos \theta \left(\frac{1}{\varepsilon_{\parallel}} - \frac{1}{\varepsilon_{\perp}} \right),$$

то

$$A_{11}A_{33} - A_{13}^2 = \frac{1}{\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp}},$$

в силу чего

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\varepsilon_{\parallel} \cos^2 \theta + \varepsilon_{\perp} \sin^2 \theta)}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_{\perp}\varepsilon_{\parallel}} \varepsilon_1^2. \quad (19)$$

Из этого соотношения следует, что резонансы коэффициента преломления $n^2 = k^2 c^2 / \omega^2$ осуществляются при значениях частот ω , удовлетворяющих условию $\varepsilon_{\perp}\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_1^2$ и, таким образом, их положение не зависит от угла θ (от угла θ зависит лишь интенсивность резонанса).

Выше уже подчеркивалось, что формула (17) описывает закон дисперсии лишь для простейших поверхностных H -волн. Однако в анизотропных кристаллах структура поверхностных волн может быть существенно сложнее. Дело в том, что из уравнения Френеля для анизотропного кристалла могут быть при заданных ω и \mathbf{k} (k_1, k_2) найдены два, вообще говоря, различные значения κ_2 , $\text{Re } \kappa_2 > 0$. Это означает, что при нахождении поверхностных решений общего вида на границе раздела следует с полем в среде I сшивать не одну волну, а суперпозицию двух решений, как это обычно и делается для объемных волн при наличии двупреломления. Такого рода более общий подход оказывается весьма громоздким даже для одноосных кристаллов (см. ¹⁵) и пока не привел к каким-либо обозримым результатам, которые нельзя было бы получить в рамках теории H -волн *). В то же время H -волны реализуются, как это было показано, лишь для особых направлений распространения поверхностных волн и поэтому дают лишь весьма неполное представление об их спектре. В связи со сказанным рас-

*) См., однако, совсем недавнюю работу ⁶⁷, где такое рассмотрение используется для анализа поверхностных плазмонов в полупроводниках при наличии магнитного поля.

смотрим в той же, как и ранее, геометрии спектр поверхностных поляритонов в области достаточно больших $k \gg \omega/c$, где запаздывание уже можно не принимать во внимание (аналогичное рассмотрение, но для одноосных кристаллов, см. в работах ^{11, 12}). В этом случае при $c \rightarrow \infty$ уравнения Максвелла сводятся к виду

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 0, \quad D_i = \varepsilon_{ij} E_j, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0.$$

Рассмотрим поля с $\mathbf{H} = 0$, ибо для полей с $\mathbf{E} = 0$, однако $\mathbf{H} \neq 0$, как легко видеть, поверхностные волны в немагнитных средах не возникают.

Для плоской волны с волновым вектором $\mathbf{K} (k, 0, K_3)$ $\mathbf{DK} = 0$, $\mathbf{E} = C\mathbf{K}$, где C — скаляр, поэтому

$$\varepsilon_{ij}(\omega) K_i K_j = 0. \quad (20)$$

Это соотношение позволяет выразить величину K_3 через ω и k . В частности, в среде I $K_3 = i\kappa_1$, где $\kappa_1 = k$. В среде II $K_3 = -i\kappa_2$, где

$$\kappa_2 = -ik \frac{\varepsilon_{43}}{\varepsilon_{33}} + k \sqrt{\frac{\varepsilon_{44}}{\varepsilon_{33}} - \left(\frac{\varepsilon_{43}}{\varepsilon_{33}}\right)^2}. \quad (21)$$

Из требования $\operatorname{Re} \kappa_2 > 0$ следует, что для частот поверхностных волн величины ε_{11} и ε_{33} должны быть одного знака. Непрерывность E_i на границе раздела обеспечивается выбором $c^I = c^{II}$. Непрерывность же величины D_3 , т. е. $D_3^I = D_3^{II}$, имеет место, если $\varepsilon_1 K_3^I = \varepsilon_{31} k + \varepsilon_{33} K_3^{II}$, т. е. если

$$\varepsilon_1 = -\varepsilon_{33} \sqrt{\frac{\varepsilon_{44}}{\varepsilon_{33}} - \left(\frac{\varepsilon_{43}}{\varepsilon_{33}}\right)^2}. \quad (22)$$

При вещественных $\varepsilon_{ij}(\omega)$ и $\varepsilon_1 > 0$ равенство (22) может быть выполнено только при $\varepsilon_{33} < 0$ (а следовательно, и $\varepsilon_{11}(\omega) < 0$; см. выше). При этом (22) принимает вид

$$\varepsilon_1 = \sqrt{\varepsilon_{44}(\omega) \varepsilon_{33}(\omega) - \varepsilon_{43}^2(\omega)}. \quad (23)$$

Соотношение (23) полностью определяет значения предельных частот поверхностных поляритонов в произвольных анизотропных кристаллах при $k \gg \omega/c$ (при неучете пространственной дисперсии) и именно значения этих частот $\omega = \Omega_s$, удовлетворяющих уравнению (23), определяют резонансы коэффициентов преломления $n^2(\omega)$ возможных поверхностных волн. Для найденных ранее H -волн это непосредственно следует из соотношения (17), если только учесть, что при выполнении условия (14"), т. е. при $A_{12} = 0$, $A_{23} = 0$ (а значит, и $\varepsilon_{12} = \varepsilon_{23} = 0$)

$$A_{41} A_{33} - A_{43}^2 = (\varepsilon_{41} \varepsilon_{33} - \varepsilon_{43}^2)^{-1}.$$

Однако сказанное справедливо также и для дисперсии таких поверхностных волн, которые не являются H -волнами и закон дисперсии которых в явном виде пока не найден.

Для используемой здесь системы координат (ось $Oz \parallel$ нормали к поверхности, $k \parallel Ox$) значения компонент тензора ε_{ij} , входящие в (23), оказываются зависящими от ориентации главных осей тензора ε_{ij} . Это обстоятельство приводит к упоминавшейся ранее сильной зависимости частот Ω_s , удовлетворяющих уравнению (23), от направления распространения поверхностной волны (т. е. к неаналитичности зависимости Ω_s от k при $k \rightarrow 0$).

В заключение заметим, что наряду с такими ветвями спектра поверхностных волн $\omega = \omega(\mathbf{k})$, которые простираются в область больших k , вообще говоря, могут существовать поверхностные поляритоны, реализующиеся в ограниченных не только снизу, но и сверху, областях k^{13} . Ясно, что такого рода состояниям могут отвечать только $k \sim \omega/c$ и при неучете запаздывания эти состояния изучены быть не могут. О наблюдении таких состояний сообщается в работах ^{25, 27}.

4. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ. ОБЗОР И СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В последние годы наметился явный прогресс в развитии экспериментальных исследований поверхностных поляритонов в полупроводниках и диэлектриках. С большим успехом эти элементарные возбуждения изучаются с помощью метода нарушенного полного внутреннего отражения (метод НПВО), начаты эксперименты с использованием рассеяния медленных электронов (LEED), а также с помощью комбинационного рассеяния света (КРС). Все упомянутые методы основаны, как это, конечно, видно и из их названий, на использовании различных физических процессов и обладают различной точностью. Тем не менее все они важны, ибо дополняют друг друга, позволяя изучать спектры поверхностных волн в более широком интервале волновых векторов. Сказанное мы поясним ниже при обсуждении особенностей различных способов изучения поверхностных поляритонов и полученных с их помощью результатов. Здесь же лишь подчеркнем, что НПВО, LEED и КРС можно также использовать для возбуждения поверхностных поляритонов и это обстоятельство и имеющиеся здесь возможности (см. также в гл. 1, 2) следует иметь в виду при обсуждении возможных типов источников и приемников поверхностных волн, необходимых для развития кристаллооптики поверхности.

а) Метод НПВО и возможности НПО. Давно известный (см., например, ¹⁹) метод НПВО для исследования поверхностных плазмонов в металлах был использован Отто в 1968 г. ²⁰. В дальнейшем в ²¹ было обращено внимание на возможность использования этого же метода для

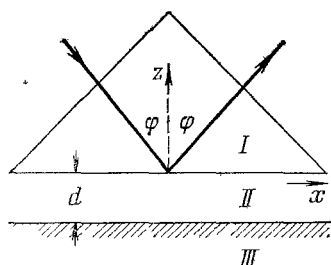


Рис. 4. Ход лучей в методе НПВО.

изучения и поверхностных фононов. Первые экспериментальные исследования спектров поверхностных поляритонов с использованием НПВО были выполнены для кубических кристаллов NaCl, HBr, NaF, LiF, CdF₂, GaP и многих других в работах ²²⁻²⁵. Спектры же поверхностных поляритонов в одноосных кристаллах MgF₂, TiO₂ ^{15,26}, кварце, сапфире и ниобате лития ^{27,28} были изучены совсем недавно лишь для некоторых ориентаций поверхности кристалла и направлений распространения поляритонов и также не плохо согласуются с результатами теории.

В методе НПВО измеряется спектр отражения электромагнитного излучения, падающего со стороны оптически более плотной среды на плоскую границу двух сред, являющуюся плоскостью полного внутреннего отражения (рис. 4). Наличие поглощающей среды (т. е. среды III см. рис. 4); в нашем случае речь идет о кристалле, в котором изучается спектр поверхностных волн) приводит к уменьшению интенсивности отраженного света. Проникновение за плоскость полного внутреннего отражения электромагнитного поля и возможность его диссипации в оптически менее плотной среде экспериментально изучались еще в начале этого столетия (см. например, ²⁹). Смысл же замечаний, содержащихся в работах ²⁰⁻²¹, тем не менее не тривиален, ибо принципиальная возможность поглощения еще не означает, что это поглощение может быть обусловлено возбуждением поверхностного поляритона. Для того чтобы разъяснить сказанное, вернемся к спектрам поляритонов (см. рис. 1).

Из вида этих спектров следует, что для частоты поверхностного поляритона $\omega_p(k)$ выполняется условие $\omega_p(k) < ck/\sqrt{\epsilon_\infty} < ck$, где $k(k_x, k_y)$ — волновой вектор поверхностного поляритона. Так как в процессах взаимодействия фотона, падающего, например, со стороны вакуума на поверхность кристалла, проекция волнового вектора на поверхность кристалла должна сохраняться, неравенство $\omega = c\sqrt{k^2 + k_z^2} > \omega_p(k)$, где ω — частота фотона в вакууме, делает невозможным (при неучете фононов и т. п. факторов) возбуждение поверхностных поляритонов обычными объемными фотонами. Если, однако, перейти к плоским волнам с мнимым k_z , т. е. к экспоненциально убывающим с удалением от плоскости $z = 0$ полям, закон сохранения энергии $\hbar\omega = \hbar\omega_p(k)$ уже может быть выполнен. Именно это обстоятельство лежит в основе использования метода НПВО для изучения поверхностных поляритонов. При этом следует также иметь в виду следующее. На первый взгляд могло бы показаться, что возбуждение поверхностных поляритонов будет особенно интенсивным при очень малых $d \rightarrow 0$ (см. рис. 4). В действительности же при $d = 0$ эти волны вообще не будут возбуждаться, ибо исчезает та область пространства, где возбуждающие волны имеют мнимые k_z (при этом также несколько деформируется и сам спектр поверхностных волн; о роли подложки см. также ниже). Поэтому ширина зазора d выбирается оптимальной, т. е. столь большой, чтобы наличие призмы практически не влияло на спектр поверхностных поляритонов, однако уменьшение коэффициента отражения все же можно было бы еще заметить экспериментально. Расчеты коэффициента отражения в методе НПВО проводились неоднократно (см., например, ²³). Поэтому мы здесь приведем лишь формулу для коэффициента отражения в ситуации, которой отвечает рис. 4, и соответствующую достаточно большим *) d . Если ϵ_1 и ϵ_2 — диэлектрическая проницаемость материала призмы и вещества в зазоре соответственно, а $\epsilon_3(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость кристалла $\epsilon_3(\omega) < 0$ (ϵ_1 , ϵ_2 и ϵ_3 предполагаются вещественными), то коэффициент отражения

$$R(\omega) \approx 1 - 16\pi \frac{\epsilon_3^2 \kappa_1}{\epsilon_1 \kappa_3^2} \delta \left[\frac{\epsilon_3(\omega)}{\kappa_3} + \frac{\epsilon_2}{\kappa_2} \right] e^{-\kappa_2 d}, \quad (24)$$

где $\kappa_i = \sqrt{k^2 - (\omega^2 \epsilon_i / c^2)}$. Из этого соотношения следует, что коэффициент отражения становится меньше единицы лишь для таких частот ω и углов падения φ , для которых величины ω и $k \equiv (\omega/c)\sqrt{\epsilon_1} \sin \varphi$ удовлетворяют уравнению

$$\frac{\epsilon_3(\omega)}{\kappa_3} + \frac{\epsilon_2}{\kappa_2} = 0,$$

как раз и определяющему дисперсию поверхностного поляритона на границе сред II и III при $d \rightarrow \infty$ (см. гл. 2). Наличие в (24) δ -функции обусловлено неучетом процессов диссипации. Интегральная же величина уменьшения коэффициента отражения, не зависящая в определенных пределах от этой диссипации и пропорциональная полной вероятности возбуждения в методе НПВО поверхностного поляритона с волновым вектором k , определяется выражением

$$W(k) = 16\pi \frac{\epsilon_3^2 \kappa_1}{\epsilon_1 \kappa_3^2} C(k) e^{-\kappa_2 d}, \quad (25)$$

где частоту ω следует считать равной частоте поверхностного поляритона

*) В экспериментах для каждого k подбирается минимальное значение d , при котором частота минимума $R(\omega)$ не зависит от d .

$\omega_s(k)$ с волновым вектором k , а величина $C(k)$ определяется выражением

$$\frac{d}{d\omega} \left(\frac{\varepsilon_3}{\kappa_3} + \frac{\varepsilon_2}{\kappa_2} \right) \Big|_{\omega=\omega_s(k)} \equiv \frac{1}{C(k)}. \quad (26)$$

Если $\Gamma(k)$ — ширина линии поверхностного поляритона, то в области ширины уменьшение $R(\omega)$ равно примерно $W(k)/\Gamma(k)$. Оценим величину

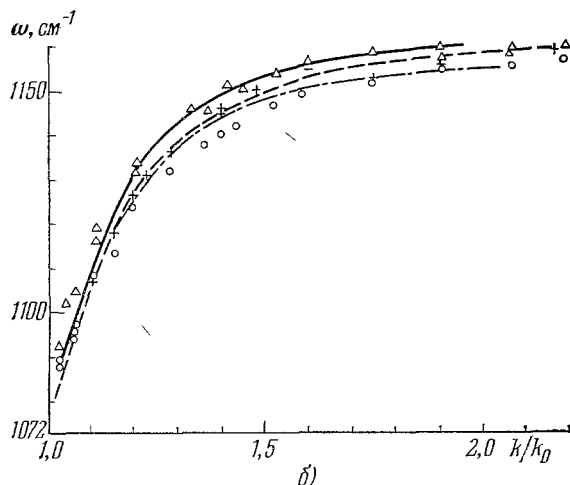
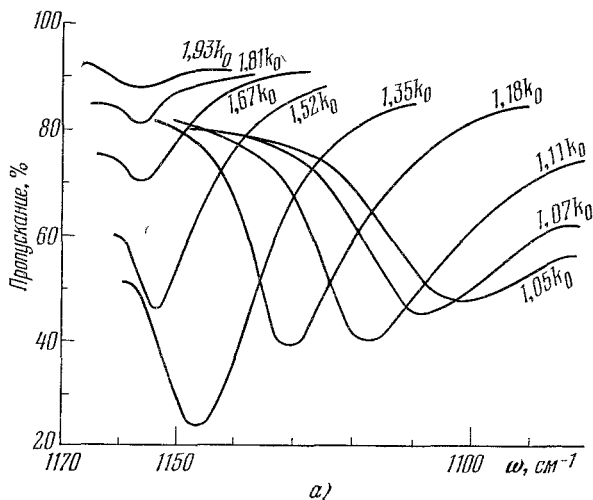


Рис. 5. Экспериментальные результаты, полученные в работе ²⁸.

а) Зависимость положения минимума пропускания 1 — R от величины Q_x — проекции на плоскость полного внутреннего отражения волнового вектора объемного фотона ($Q_x = k_0 n_0 \sin \varphi$, φ — угол падения, n_0 — коэффициент преломления материала призмы, $k_0 = \omega/c$); б) зависимость частоты поверхностного фонона (различные кривые отвечают различным ориентациям поверхности; подробности см. в работе ²⁸).

$W(k)$ приближенно, пренебрегая релятивистскими слагаемыми в κ_i . В этом приближении $\kappa_i = k$, так что, используя для ε_3 выражение (2), находим

$$C(k) = \frac{k(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\Omega_\perp^2}{2\omega_s(k)(\varepsilon_2 + \varepsilon_\infty)}. \quad (27)$$

Следовательно, по порядку величины $C(k) \sim k\Omega_\perp/10$. Таким образом,

$W/\Gamma \sim 20 (\Omega_{\perp}/\Gamma) e^{-kd}$, и при $\Omega_{\perp}/\Gamma \sim 10$ и $d \approx \lambda$ $W/\Gamma \sim 0,5$. Именно большие значения отношения W/Γ обеспечили успех использования обсуждаемого метода. На рис. 5 приведены типичные экспериментальные кривые, отражающие зависимость частоты ω , в которой при данном k отвечает $\min R(\omega)$, от угла φ . Там же приведена зависимость $\omega_s = \omega_s(k)$ (все данные взяты из работы ²⁸).

Отметим, что с помощью метода НПВО можно проследить спектр поверхностного поляритона лишь до значений волнового вектора $k \leq (\omega/c)\sqrt{\epsilon_1}$ и, следовательно, этот метод не позволяет изучать дисперсию поверхностных волн в нерелятивистской области k . В этой области спектра может быть особенно эффективным метод комбинационного рассеяния света и LEED. Однако прежде чем переходить к обсуждению этих методов, сделаем еще одно замечание, касающееся использования отражения света для изучения спектров поверхностных поляритонов. В гл. 2 уже обращалось внимание на то, что при наличии на поверхности кристалла с $\epsilon(\omega) < 0$ линий раздела типа изображенных на рис. 3, поверхностные волны способны переходить в объемные и, следовательно, наоборот, объемные — в поверхностные. Это означает, что при резонансе с поверхностной волной коэффициент отражения света от поверхности кристалла, как и в методе НПВО, должен падать (т. е. наличие линий раздела также приводит к нарушенному полному отражению света — НПО). Однако позволяет ли этот эффект восстановить закон дисперсии поверхностного поляритона? Покажем, что, в принципе, он позволяет это сделать. Именно, допустим, что линия раздела на поверхности кубического кристалла направлена вдоль оси Oy . В этом случае сохраняется только проекция волнового вектора на ось Oy , так что коэффициент отражения должен падать при выполнении условия

$$\omega = c \sqrt{q_x^2 + q_y^2 + q_z^2} = \omega_s(k), \quad k = \frac{q_y}{\sin \varphi}, \quad (28)$$

где ω — частота объемного фотона в вакууме ($\epsilon_1 = 1$), \mathbf{q} (q_x, q_y, q_z) — его волновой вектор, а φ — угол, который образует волновой вектор поверхностного поляритона с осью x . Так как для падающего фотона известны и частота ω и вектор \mathbf{q} , фиксация минимума отражения, например, при изменении направления q , позволяет из условия (28) найти и частоту поляритона ω_s и отвечающий этой частоте вектор \mathbf{k} . Таким образом, все дело в абсолютной величине эффекта. Количественные оценки трансформации объемных волн в поверхностные поляритоны при наличии линий раздела поверхности могут быть в настоящее время выполнены только в импедансном приближении. Согласно ⁸⁶, при падении на клин плоской волны наряду с зеркально отраженной волной возникает также краевая волна (ей отвечает «светящаяся» линия — ребро клина), а также поверхностные волны. Мы не будем приводить здесь выражения для амплитуд этих волн, а заметим лишь, что они порядка величины импеданса грани Z и, следовательно, в области применимости импедансного приближения малы. Это обстоятельство делает НПО, скорее всего, малоэффективным для изучения дисперсии поверхностных волн. В то же время при использовании лазеров НПО может, по-видимому, служить для накачки поверхностных поляритонов.

б) Периодическая система штрихов на поверхности. Если на поверхности кристалла $z = 0$ на одинаковом расстоянии d друг от друга нанесены параллельные, например, оси Oy штрихи, то при взаимодействии световых волн с поверхностным поляритоном проекция волнового вектора k_x сохраняется уже лишь с точностью до

слагаемых $2\pi/d$. Так как для некоторых значений $k_x = k_x^m$, несмотря на выполнение неравенства

$$\frac{c}{\sqrt{\epsilon_\infty}} \sqrt{k_x^2 + k_z^2} > \omega_s(k_x),$$

путем подбора целочисленных значений $m = \pm 1, \pm 2, \dots$ можно удовлетворить условию

$$\frac{c}{\sqrt{\epsilon_\infty}} \sqrt{\left(k_x^m - m \frac{2\pi}{d}\right)^2 + k_z^2} = \omega_s(k_x^m),$$

выражающему в рассматриваемых условиях законы сохранения энергии и волнового вектора k_x , становится возможным превращение объемных фотонов с частотой $\omega = \omega_s(k_x^m)$ в поверхностные поляритоны (при одновременном уменьшении коэффициента отражения $R(\omega)$). Ясно, что такое уменьшение $R(\omega)$ должно иметь место при углах падения φ , определяемых соотношением $(\omega/c) \sin \varphi = k_x - (m2\pi/d)$, что и наблюдалось экспериментально³⁴⁻³⁸. В большинстве экспериментов поверхностная периодичность наносилась механически, что, конечно, приводило к трудно контролируемым нарушениям структуры приповерхностного слоя и дополнительному затуханию волн. В связи с этим в работе³⁹ для создания поверхностной периодичности использовались поверхностные акустические (рэлеевские) волны. В целом, однако, обсуждаемый метод оказывается менее удобным по сравнению с методом НПВО, поскольку расчеты отражательной способности фотонов от системы штрихов весьма приближены, ибо требуют знания точного профиля штрихов (см.⁴¹, а также⁵⁹; близкая проблема для волноводов обсуждается в⁶⁰). В то же время в методе НПВО при достаточно больших зазорах между призмой и поверхностью кристалла минимумы $R(\omega)$ весьма точно отвечают, как это было показано ранее, частотам поверхностных поляритонов.

в) Комбинационное рассеяние света на поверхностных поляритонах. Вопрос о возможности использования

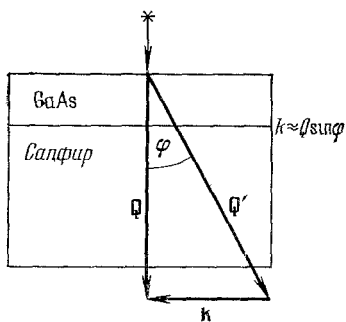


Рис. 6. Схема опыта, использованная в работе³², при изучении КРС на поверхностном поляритоне в арсениде галлия.

КРС для изучения дисперсии поверхностных поляритонов затрагивался неоднократно (см.^{30,31} *), однако первые успешные эксперименты, позволившие восстановить спектр поверхностного поляритона, были опубликованы лишь совсем недавно³². В этих экспериментах при комнатной температуре измерялись спектры КРС тонкой пленки ($\approx 2500 \text{ \AA}$) GaAs, эпитаксиально выращенной на подложке из сапфира. В качестве источника излучения использовалась линия 4880 \AA аргонового лазера непрерывного действия с мощностью 400 Мвт (mWcw). Возбуждающий свет был поляризован перпендикулярно к плоскости рассеяния и падал на пластинку нормально (рис. 6). Хотя арсенид галлия очень сильно поглощает свет лазера (глубина проникновения $\approx 900 \text{ \AA}$), использование тонкой пленки позволило вести измерения не на отражение, а на просвет. Если ω_s — измеренная частота фотона, рассеянного под углом φ к направлению падения

*) Для плазмы этот же вопрос был рассмотрен Аланакяном⁶⁴.

фотонов лазера ($\omega = \omega_i$) на пленку, то частота поверхностного поляритона $\omega = \omega_i - \omega_s$ отвечает волновому вектору $k = Q \sin \varphi$, где Q — волновой вектор света лазера, $Q = (\omega_i/cn_i)$, n_i — коэффициент преломления света в GaAs на частоте ω_i . Полученные в работе ³² экспериментальные результаты представлены на рис. 7. На этом же рисунке сплошная кривая построена на основе результатов ³³ расчетов дисперсии поверхностного поляритона в слоистой структуре вакуум — GaAs — сапфир. Как это видно из приведенных на рисунке данных, согласие теории и эксперимента хорошее только при достаточно больших k . Не исключено, что худшее

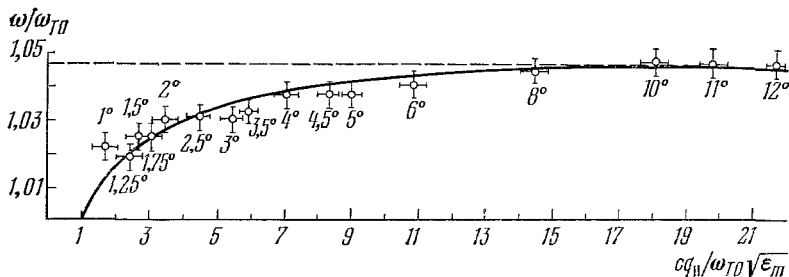


Рис. 7. Экспериментальные данные о дисперсии поверхностного поляритона на границе GaAs — сапфир ³².

Сплошная кривая — теоретическая ³³.

согласие теории и эксперимента при малых k обусловлено неучетом затухания луча лазера в пленке GaAs, приводящего к некоторой неопределенности волнового вектора поверхностного поляритона (количественно этот вопрос не рассмотрен). В структуре, изображенной на рис. 6, как показано в работе ³³, дисперсия поверхностных поляритонов определяется уравнением

$$\left[1 + \frac{\kappa_0}{\kappa_1} \varepsilon(\omega)\right] \left[1 + \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_{\perp}}\right] - \exp(-2\kappa_1 d) \left[1 - \frac{\kappa_0}{\kappa_1} \varepsilon(\omega)\right] \left[1 - \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_{\perp}}\right] = 0, \quad (29)$$

где d — толщина пленки,

$$\kappa_0 = \sqrt{k^2 - (\omega^2/c^2)},$$

$$\kappa_1 = \sqrt{k^2 - (\varepsilon(\omega) \omega^2/c^2)}, \quad \kappa_2 = \sqrt{(\varepsilon_{\perp}/\varepsilon_{\parallel}) [k^2 - (\varepsilon_{\parallel} \omega^2/c^2)]},$$

$\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость арсенида галлия, $\Omega_{\perp} \approx 270 \text{ см}^{-1}$, $\varepsilon_0 = 13,1$, $\varepsilon_{\infty} = 11,1$, $\varepsilon(\omega) < 0$, ε_{\parallel} и ε_{\perp} — диэлектрические проницаемости сапфира (одноосный кристалл, в опытах ³² его оптическая ось была направлена перпендикулярно к плоскости раздела сред). Уравнение (29), как это и следовало ожидать, определяет две ветви поверхностных поляритонов *). Эти ветви при $d \rightarrow \infty$ переходят в поверхностный поляритон на границе вакуум — GaAs и в поверхностный поляритон на границе GaAs. Однако ветвь первого из упомянутых поляритонов, благодаря малости отношения $(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})/(\varepsilon_0 + \varepsilon_{\infty})$ для GaAs, оказывается расположенной в непосредственной близости от частоты продольной волны в GaAs и из-за уширения линий КРС на объемных продольных волнах в ³² не была

*) Обзор феноменологической теории поверхностных волн в пластинах (теория Кливера и Фукса и др.) см. в работе ²⁵. Там же обсуждаются спектры кристаллов малых размеров.

замечена. Вторая же ветвь поверхностных поляритонов, переходящая при $d \rightarrow \infty$ в поляритоны на границе GaAs — сапфир, из-за высоких значений $\epsilon_{||}$ и ϵ_{\perp} для сапфира ($\epsilon_{||} = 11,6$, $\epsilon_{\perp} = 9,35$) оказывается существенно смещенной от частот объемных поперечных и продольных волн, что и обеспечило успех опытов. Для того чтобы пояснить «механизм» влияния подложки, заметим прежде всего, что при достаточно больших k , таких, что выполняются не только неравенства $k^2 \gg (\omega^2/c^2) |\epsilon_i|$, но также и $k \gg 1/d$, закон дисперсии поляритонов, как это видно из (29), не зависит от d и совпадает с законом дисперсии в нерелятивистской области при $d = \infty$. Таким образом, в слоистых структурах, типа рассмотренной в ³³, предельные значения поверхностных частот Ω_s могут быть найдены из более простых соотношений типа (6). Так как частота объемной продольной волны $\Omega_{||} = \Omega_{\perp} \sqrt{\epsilon_0/\epsilon_{\infty}}$ (см. гл. 2), то разность в этом случае между частотами $\Omega_{||}$ и Ω_s равна

$$\Delta\Omega = \Omega_{||} - \Omega_s = \Omega_{\perp} \left(-\sqrt{\frac{\epsilon_0 + \epsilon_1}{\epsilon_{\infty} + \epsilon_1}} + \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_{\infty}}} \right),$$

так что на границе вакуум — GaAs ($\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_0, \epsilon_{\infty} \gg \epsilon_1$) $\Delta\Omega \approx \Omega_{||} (\epsilon_{\infty}^{-1} - \epsilon_0^{-1})/2 \approx 10^{-2} \Omega_{||} < \delta$, где δ — ширина линий КРС в GaAs, $\delta \sim \Omega_{||}/30$. На границе же GaAs — сапфир $\Delta\Omega > \delta$ и, кроме того, выход

кривой $\omega_s(k)$ при $d = 2500 \text{ \AA}$ на асимптотику оказывается менее быстрым, чем на границе вакуум — GaAs (рис. 8).

По-видимому, не случайным оказалось то, что первые эксперименты по КРС на поверхностных поляритонах были выполнены с использованием GaAs, ибо кристаллы GaAs обладают весьма большим значением нелинейной поляризуемости χ_{ijl} , определяющей интенсивность процесса. Однако большая нелинейная поляризуемость не является единственным фактором, определяющим выбор материалов для изучения КРС на поверхностных поляритонах. Дело в том, что интенсивность КРС

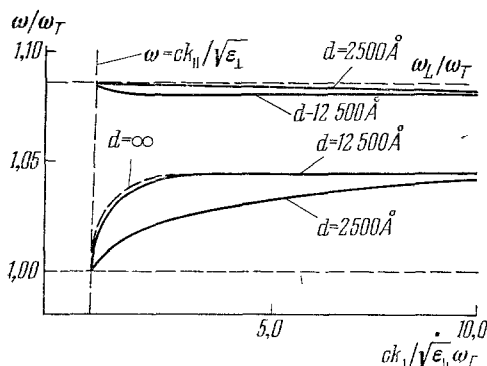


Рис. 8. Результаты расчетов ³³ зависимости дисперсии поверхностных поляритонов в пленке GaAs, расположенной на подложке из сапфира.

на объемных фононах и поляритонах растет с толщиной кристалла, тогда как интенсивность КРС на поверхностных поляритонах от толщины кристалла зависит лишь при $d \lesssim \kappa$, $\kappa = \sqrt{k^2 - (\omega^2/c^2) \epsilon(\omega)}$. Поэтому при больших d КРС на поверхностных волнах «тонет» в фоне КРС на объемных поляритонах. Использование же тонких пленок наталкивается на технологические трудности, связанные с их изготовлением, что, вероятно, пока сдерживает темпы развития исследований КРС на поверхностных поляритонах *).

г) Распространение поверхностных поляритонов вдоль поверхностей раздела сред. О первом успешном наблюдении распространения поверхностных поляритонов на макроскопические расстояния сообщается в ⁴². В этой работе

*) Упомянем здесь работу ⁶⁸, в которой поверхностные фононы наблюдались в спектре излучательной рекомбинации на поверхности GaAs.

изучалось распространение поверхностной волны вдоль границы медь — воздух, причем связь объемных световых волн с поверхностными волнами осуществлялась посредством двух призм из NaCl (рис. 9). Накачка поверхностных волн производилась с помощью ≈ 250 мВт-св-лазера ($\lambda_0 = 10,6$ мкм). Найденная же длина L , которой отвечает убывание интенсивности поверхностной волны в e раз, оказалась равной $1,6$ см. На частоте CO_2 -лазера глубина проникновения поля в медь равна ≈ 250 Å. Поэтому в опытах использовались пленки меди толщиной 3000 Å, нанесенные испарением на стеклянную подложку. Толщина зазора g между призмой и поверхностью металла была выбрана равной 15 мкм.

В условиях нормального скин-эффекта (учет нелокальных поправок см. в ⁴³) диэлектрическая проницаемость металла $\epsilon(\omega) = 1 - [\omega_p^2/(\omega^2 + i\omega\Gamma)]$, где ω_p — плазменная частота, Γ — обратное время релаксации электрона проводимости. Подставляя это выражение для $\epsilon(\omega)$ в (7) ($\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = \epsilon$), находим, что при $\omega \ll \omega_p$ имеем $(n + i\kappa)^2 \approx 1 + [(\omega^2 + i\omega\Gamma)/\omega_p^2]$, так что $n \approx 1$, $\kappa \approx \omega\Gamma/2\omega_p^2$. Следовательно, длина затухания $L = c/2\omega\kappa \approx c\tau(\omega_p/\omega)^2$, $\tau = 1/\Gamma$ и при $\omega_p/\omega \approx 20$ и $\tau \approx 5 \cdot 10^{-14}$ сек, $L \approx 1$ см, что и наблюдалось в ⁴². Дальнейшие эксперименты по исследованию распространения поверхностных поляритонов вдоль плоскостей раздела, бесспорно, могут принести много ценной информации о структуре и свойствах возбужденных состояний контакта сред и их значение для развития физики поверхностей трудно переоценить.

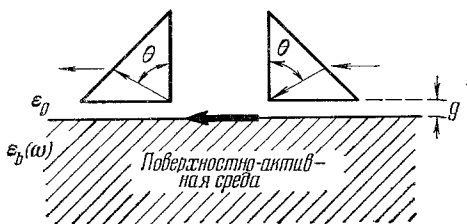


Рис. 9. Схема экспериментов ⁴², в которых изучалось распространение поверхностных поляритонов на макроскопические расстояния.

д) Метод дифракции медленных электронов (LEED). Достигнутый в последние годы прогресс создания монохроматических медленных электронов позволил использовать идею известного метода характеристических потерь для анализа поверхностных колебаний кристаллов. Поскольку глубины проникновения медленных электронов (обычно используются электроны с энергией $1 - 100$ эв) в кристалл весьма малы (несколько постоянных решетки), анализируются спектры электронов, не прошедшие через кристалл, а отраженные от его поверхности (при этом, конечно, необходимы сверхвысокий вакуум ($\sim 10^{-10}$ тор) и атомно-чистые поверхности). С основными особенностями используемых в настоящее время спектрометров можно познакомиться на основе работы ⁴⁵. Здесь же лишь отметим, что достигаемое в настоящее время разрешение по энергии для медленных электронов не бывает лучше, чем 10^{-2} эв. Это обстоятельство не позволяет с помощью LEED изучать структуру зоны поверхностных колебаний. Определяемые же из спектров потерь, например, при зеркальном отражении электронов, частоты поверхностных колебаний атомов сопоставляются с предельными значениями частот оптических колебаний решетки.

Первые успешные эксперименты такого рода были описаны в работах ⁴⁶, ⁴⁷. В частности, при изучении поверхностных колебаний ⁴⁶ в кристалле ZnO найденные для разных граней кристалла частоты оказались в очень хорошем согласии с частотой поверхностного колебания, определяемого из условия $\epsilon(\omega) = -1$ ($\omega_s \approx (68 \pm 0,5) 10^{-3}$ эв).

Вероятность возбуждения поверхностного колебания, найденная при использовании феноменологической теории ⁴⁸,

$$W(\hbar\omega) d(\hbar\omega) = \frac{4}{a_0 k_0} \operatorname{Im} \left(-\frac{1}{\varepsilon + 1} \right) \frac{d(\hbar\omega)}{\hbar\omega},$$

где a_0 — боровский радиус, k_0 — волновой вектор возбуждающих электронов, также хорошо согласуется с данными эксперимента ⁴⁶. Использование феноменологической теории оправдано, если возбуждаются достаточно длинноволновые фононы ($k \ll \pi/a$, a — постоянная решетки). Последнее имеет место при выполнении неравенства $v \gg \omega a$, где v — скорость возбуждающих электронов. Если $\omega \sim 10^{13}$, то указанное неравенство выполняется даже для электронов с энергией 1 эв, так что область использования феноменологического описания оказывается весьма широкой. Отметим также, что проведенные в работе ⁴⁶ на основе анализа угловых распределений электронов оценки длин волн возбуждаемых фононов дают значения $\lambda \sim 20 a$. Таким образом, LEED позволяет получать значения частот поверхностных фононов при значениях волновых векторов, примерно, на два порядка больших, чем те, которые достижимы с использованием КРС.

В заключение отметим, что метод LEED позволяет, как показано в ⁴⁷, изучать не только поверхностные колебания атомно-чистых поверхностей, но также судить о появлении на поверхности кристалла локальных колебаний, обусловленных наличием адсорбированных примесей. Отметим также работу ⁶⁵, в которой была развита теория черенковского излучения поверхностных волн.

5. ТЕОРИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНАХ, ВКЛЮЧАЯ СРЕДЫ С ЦЕНТРОМ ИНВЕРСИИ (МЕТОД НАРУШЕННОЙ СИММЕТРИИ)

а) Общая теория и эффект компенсации. Среди рассмотренных в предыдущем параграфе методов изучения поверхностных поляритонов КРС отличается тем, что явление это основано на нелинейном взаимодействии электромагнитных волн. Поэтому особенности метода оказываются связанными не только с «линейными» диэлектрическими восприимчивостями контактирующих сред (именно этими величинами определяется закон дисперсии поверхностного поляритона; см. гл. 2, 3), но также и с соответствующими нелинейными их свойствами. Это обстоятельство приводит к ряду особенностей изучения поверхностных поляритонов с помощью КРС и в некоторых случаях может быть эффективно использовано.

В частности, выше уже отмечалось, что метод КРС является одним из основных методов исследования объемных поляритонов. Но в средах с центром инверсии этот метод использован быть не может, так как в таких средах тензор нелинейной восприимчивости χ_{ijl} , определяющий интенсивность процесса, тождественно обращается в нуль. Ситуация, однако, изменяется, если обратиться к КРС на поверхностных поляритонах в условиях, когда изучаемая среда вдоль своей поверхности граничит со средой, не обладающей центром инверсии. Так как электромагнитное поле в поверхностном поляритоне отлично от нуля на расстояниях порядка его длины волны ($\lambda \approx 10$ мкм) по обе стороны от плоскости раздела и, следовательно, также и в той области, где $\chi_{ijl} \neq 0$, интенсивность КРС на поверхностном поляритоне, оказывается отличной от нуля и, как показано в пункте б) этой главы (см. также ⁴⁴), вполне достаточна для наблюдений. Однако отличие от нуля поля поверхностного поляритона

по обе стороны поверхности раздела и зависимость интенсивности КРС от значений тензора χ_{ijl} в обеих средах в некоторых случаях может приводить к обратному эффекту, а именно, к уменьшению интенсивности КРС на поверхностном поляритоне (эффекту компенсации)⁵⁷.

Для того чтобы пояснить сказанное, мы сначала вычислим сечение КРС на поверхностном поляритоне, предполагая для общности, что в обеих граничащих средах тензор χ_{ijl} отличен от нуля, а затем перейдем к обсуждению более частных ситуаций.

Будем считать, что граница раздела сред I и II проходит вдоль плоскости $z = 0$ и, что в среде I ($z > 0$) $\chi_{ijl} = \chi_{ijl}^I$, а в среде II ($z < 0$) $\chi_{ijl} = \chi_{ijl}^{II}$. Пренебрегая возможной анизотропией сред, будем считать диэлектрическую проницаемость в области $z > 0$ равной $\epsilon_1 > 0$, а диэлектрическую проницаемость в области $z < 0$ отрицательной ($\epsilon_2 = \epsilon(\omega) < 0$). Дисперсия поверхностного поляритона в рассматриваемом случае определяется соотношением (4). В качестве же оператора возмущения, приводящего к КРС, должен быть рассмотрен оператор

$$\hat{\mathcal{H}} = -\frac{1}{2} \int \chi_{ijl}(z) \hat{E}_i \hat{E}_j \hat{E}_l^P d\mathbf{r}, \quad (30)$$

где \hat{E} и \hat{E}^P — операторы электрической напряженности высокочастотного поля (например, поля лазера или поля рассеянной волны) и поля в поверхностном поляритоне. Пренебрегая различием коэффициентов преломления света лазера в средах I и II, не будем учитывать несущественную для оценок величины сечения процесса возможность отражения высокочастотного поля от поверхности раздела*). Допустим, кроме того, что луч лазера распространяется вдоль оси Oz (волновой вектор \mathbf{k}^a) и поляризован вдоль оси Ox , а рассеянный свет (волновой вектор $\mathbf{k}^b = (k_x^b, 0, k_z^b)$) поляризован вдоль оси Oy (рис. 10). Тогда в поверхностном поляритоне с волновым вектором $\mathbf{k} = k_x^b - k_x^a$, направленном параллельно оси Ox , согласно изложенному в гл. 2, соотношения между отличными от нуля амплитудами электромагнитного поля имеют вид

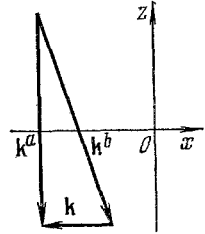


Рис. 10. Волновые векторы поверхностной \mathbf{k} и объемных ($\mathbf{k}^a, \mathbf{k}^b$) волн в экспериментах по КРС на просвет.

$$\begin{aligned} E_1^P &= i \frac{\kappa_1}{k} E_3^P = i \frac{c\kappa_1}{\omega\epsilon_1} H_2^P, & \kappa_1 &= \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1} \quad \text{при } z > 0, \\ E_1^P &= -i \frac{\kappa}{k} E_3^P = -i \frac{c\kappa}{\omega\epsilon} H_2^P, & \kappa &= \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon} \quad \text{при } z < 0. \end{aligned} \quad (31)$$

Абсолютные же значения этих амплитуд определяются из условия нормировки, т. е. условия равенства $\hbar\omega$ энергии электромагнитного поля в поляритоне. В диспергирующей немагнитной среде плотность энергии электромагнитного поля при неучете пространственной дисперсии определяется (см., например,¹⁰) соотношением

$$W = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{d}{d\omega} (\omega\epsilon_{ij}) E_i^P E_j^{*P} + H_i^P H_j^{*P} \right], \quad (32)$$

где E^P и H^P — зависящие от координат амплитуды, определяющие вещественные поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^P(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} + \mathbf{E}^{*P}(\mathbf{r}) e^{i\omega t}$ и т. д. Принимая во внимание характер зависимости этих амплитуд от x, y, z (см. гл. 2), а также соотношения (31), находим, что в рассматриваемом случае

*) Учет этого эффекта см. в работе⁵¹.

контакта изотропных сред

$$\begin{aligned} W(\mathbf{r}) &= \frac{|E_1^P|^2}{4\pi} \left[\hat{\varepsilon}_1 \left(1 + \frac{k^2}{\kappa_1^2} \right) + \frac{\varepsilon_1^2 \omega^2}{c^2 \kappa_1^2} \right] e^{-2\kappa_1 z}, \quad z > 0; \\ W(\mathbf{r}) &= \frac{|E_1^P|^2}{4\pi} \left[\hat{\varepsilon} \left(1 + \frac{k^2}{\kappa^2} \right) + \frac{\varepsilon^2 \omega^2}{c^2 \kappa^2} \right] e^{2\kappa z}, \quad z < 0, \end{aligned} \quad (33)$$

где $\hat{\varepsilon} = \varepsilon + \omega (d\varepsilon/d\omega)$. Следовательно, из условия $\hbar\omega = \int W d\mathbf{r}$, используя (33), находим, что

$$|E_1^P|^2 = \frac{4\pi\hbar\omega}{S} \Phi(k), \quad (34)$$

где S — площадь границы раздела, а

$$\Phi(k) = \left[k^2 \left(\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1^2} + \frac{\varepsilon}{\kappa^2} \right) + \frac{\omega}{2\kappa_1} \left(1 + \frac{k^2}{\kappa_1^2} \right) \frac{d\varepsilon_1}{d\omega} + \frac{\omega}{2\kappa} \left(1 + \frac{k^2}{\kappa^2} \right) \frac{d\varepsilon}{d\omega} \right]^{-1}. \quad (35)$$

Выберем начальную фазу так, чтобы величина E_1^P была вещественной и положительной. В этом случае

$$\begin{aligned} E_3^P &= -i \frac{k}{\kappa_1} \sqrt{\frac{4\pi\hbar\omega}{S}} \sqrt{\Phi} \quad \text{при } z > 0, \\ E_3^P &= i \frac{k}{\kappa} \sqrt{\frac{4\pi\hbar\omega}{S}} \sqrt{\Phi} \quad \text{при } z < 0. \end{aligned}$$

То обстоятельство, что единственная входящая в выражение (30) (при выбранных ранее поляризациях падающего и рассеянного света) величина E_3^P в средах I и II отличается не только по абсолютной величине, но и по знаку, из-за компенсации вкладов приводит в некоторых случаях, как будет показано, к подавлению КРС на поверхностном поляритоне. Так как в изотропных средах $\chi_{ijl} = \chi |e_{ijl}|$, где e_{ijl} — полностью антисимметричный единичный тензор третьего ранга, матричный элемент оператора (30), отвечающий процессу КРС с рождением поляритона, если только учесть выбранные поляризации падающего и рассеянного света, оказывается равным

$$\mathcal{E}^{if} = ik \sqrt{4\pi\hbar\omega S \Phi} \sqrt{1+n(\omega)} \left[\frac{\chi^{(1)}}{\kappa_1(\kappa_1 - i\Delta)} - \frac{\chi}{\kappa(\kappa + i\Delta)} \right] E_1^0 E_2^{*0}, \quad (36)$$

где E_1^0, E_2^0 — амплитуды электрического поля в возбуждающем и рассеянном излучении лазера, $\chi^{(1)}$ и χ — нелинейные поляризуемости в областях пространства $z > 0$ и $z < 0$ соответственно, $\Delta = k_a^2 - k_b^2$, $n(\omega) = [\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1}$. Вероятность же обсуждаемого процесса

$$P^{if} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_f |\mathcal{E}^{if}|^2 \cdot V \frac{k_b^2}{(2\pi)^3 v_b} \frac{d\Omega d\omega_b}{v_b} \Delta (k_1^a - k_1^b - k) [1 + n(\omega)] \delta(\omega_a - \omega_b - \omega),$$

где $\Delta(k)$ — символ Кронекера, $v_b = d\omega_b/dk_b$ — групповая скорость рассеянного фотона. Переходя к дважды дифференциальной эффективности процесса $\partial^2 I / \partial \Omega \partial \omega_b$, находим, что

$$\frac{\partial^2 I}{\partial \Omega \partial \omega_b} = \frac{2\pi}{\hbar^2} |\mathcal{E}^{if}|^2 \frac{V^2 k_b^2}{S (2\pi)^3 v_a v_b} \delta(\omega_a - \omega_b - \omega). \quad (37)$$

Принимая теперь во внимание соотношение (36), выражению (37) можно придать следующий вид:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial \Omega \partial \omega_b} = \frac{4\pi\hbar\omega_a^2 k_b^2 \omega \Phi [1 + n(\omega)]}{v_a v_b \hat{\varepsilon}^2(\omega_a)} \left| \frac{\chi^{(1)}}{\kappa_1(\kappa_1 - i\Delta)} - \frac{\chi}{\kappa(\kappa + i\Delta)} \right|^2 \delta(\omega_a - \omega_b - \omega). \quad (38)$$

Прежде чем переходить к численным оценкам эффективности процесса, рассмотрим некоторые особенности соотношения (38). Заметим, что в области малых углов рассеяния величина $\Delta \sim k_a \theta^2/2$, тогда как κ , $\kappa \sim \sim k_a \theta$. Следовательно, приближенно *)

$$\left| \frac{\chi^{(1)}}{\kappa_1(\kappa_1 - i\Delta)} - \frac{\chi}{\kappa(\kappa + i\Delta)} \right|^2 \approx \left(\frac{\chi^{(1)}}{\kappa_1^2} - \frac{\chi}{\kappa^2} \right)^2,$$

так что при выполнении равенства $\kappa^2/\kappa_1^2 = \chi/\chi^{(1)}$ эффективность КРС на поверхностном поляритоне обращается в нуль. Ясно, что такая компенсация вкладов в сечение КРС возможна не всегда, а лишь для сред, у которых χ и $\chi^{(1)}$ являются величинами одновременно либо положительными либо отрицательными. Это условие, однако, не является единственным. Действительно, отношение κ^2/κ_1^2 при $\omega = \omega_1$ обращается в бесконечность, а при больших k — в единицу (см. (31); $\varepsilon(\omega) < 0$). Поэтому эффект компенсации оказывается возможным лишь при выполнении неравенства $\chi/\chi^{(1)} > 1$. При выполнении этого неравенства эффект компенсации позволяет сравнить значения величин χ для контактирующих сред и при известном значении χ для одной среды находить значение χ для другой. Перейдем теперь к рассмотрению некоторых частных случаев и оценкам сечения КРС. Допустим сначала, что среда I — вакуум. Тогда $\chi^{(1)} = 0$, $\varepsilon_1 = 1$,

$$\Phi(k) = \left[k^2 \left(\frac{1}{\kappa_1^2} + \frac{\varepsilon}{\kappa^2} \right) + \frac{\omega}{2\kappa} \left(1 + \frac{k^2}{\kappa^2} \right) \frac{d\varepsilon}{d\omega} \right]^{-1}.$$

В нерелятивистском пределе, где $k \gg \frac{\omega}{c} |\varepsilon(\omega)|$, $\Phi(k) \approx k \frac{\Omega_{\perp}^2}{\omega^2} \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})}{(\varepsilon_{\infty} + 1)}$. При этом интегральная по ширине линии поляритона интенсивность

$$\frac{dI}{d\Omega} \approx \frac{4\pi\hbar\omega_a^4\Omega_{\perp}^2\chi^2(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})^2}{c^4k\omega(\varepsilon_{\infty} + 1)}$$

с ростом k убывает. При $\omega_a/c = 10^5$, $k = 10^3$, $\Omega_{\perp} = 10^{13}$, $1 + \varepsilon_{\infty} = 10$, $\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty} = 3$, $\chi = 10^{-6}$ (для определенности используем данные для GaP в области изучения He — Ne лазера; все в единицах CGSE) получаем $dI/d\Omega \approx 4 \cdot 10^{11}$, что вполне достаточно для наблюдения КРС на поверхностном поляритоне (разумеется, об этом говорит прежде всего и сам факт наблюдения, описанный в разделе в) гл. 4). При этом следует иметь в виду, что одновременно с поверхностными поляритами в обсуждаемой ситуации будут в процессах КРС возбуждаться также и объемные поляритоны, так что при использовании толстых кристаллов процессы с возбуждением поверхностных волн будут «тонуть» на фоне объемных процессов. Это создает трудности наблюдения КРС на поверхностных поляритонах и требует использования достаточно тонких слоев, что и было учтено в ³².

б) Метод нарушенной симметрии. Поверхностное пьезоэлектричество в ионных кристаллах. Из соотношения (38) следует, что в случае, когда среда II обладает центром инверсии (т. е. при $\chi = 0$), сечение КРС на поверхностном поляритоне в спектральной области, где $\varepsilon(\omega) < 0$, оказывается все же отличным от нуля, если только у среды (т. е. у подложки) $I\chi^{(1)} \neq 0$. Это обстоятельство позволяет с помощью КРС изучать спектры поверхностных поляритонов центрально-симметричных сред, а по этим спектрам восстанавливать для таких сред, например, и их диэлектрическую прони-

*) Более точное рассмотрение содержится в работе ⁵¹.

цаемость (согласно (4) учет влияния в данном случае нелинейной подложки на спектр поверхностных поляритонов не вызывает затруднений).

Обсуждаемый метод, являющийся фактически методом нарушенной симметрии, обладает рядом заслуживающих упоминания особенностей. Именно, в рассматриваемой ситуации объемные поляритоны центрально-симметричной среды вообще не возбуждаются. Поэтому важно, чтобы в область спектра поверхностных волн не попадали какие-либо активные в спектрах КРС обертоны или составные тона нелинейной подложки. Если этого избежать нельзя, их роль при прочих равных условиях может быть уменьшена, если достаточно мала толщина нелинейной подложки. Оценки сечения КРС при использовании метода нарушенной симметрии (см. ⁴⁴) показывают, что это сечение для значений параметров, выбранных в разделе а) гл. 5, оказывается примерно таким же, как и в случае нелинейной среды, граничащей с вакуумом.

В заключение остановимся здесь еще на одной принципиальной возможности возбуждения поляритонов в кристаллах с центром инверсии, которая, однако, не обусловлена искусственным выбором нелинейной подложки (т. е. подложки с $\chi_{,jl} \neq 0$). Речь пойдет об ионных кристаллах. В такого рода кристаллах концентрации вакансий катионов и анионов в состоянии термодинамического равновесия друг другу равны, вообще говоря, только вдали от поверхностей раздела. В приповерхностной же области, из-за различного влияния границы кристалла на энергию образования вакансий разного знака, локальная нейтральность нарушается и, как это было показано Френкелем ⁷⁰, образуется двойной электрический слой с толщиной порядка сотен ангстрем. В работе ⁷¹ было найдено равновесное распределение вакансий внутри этого слоя. Ясно, что область слоя является пьезоэлектрической с переменной по толщине слоя спонтанной поляризацией, направленной перпендикулярно поверхности кристалла. Для нас же здесь более существенно то, что область слоя является также и пьезоэлектрической, ибо деформирование слоя должно сопровождаться появлением в ней добавочной поляризации, пропорциональной величине деформации. Такого рода поверхностное пьезоэлектричество может привести к целому ряду эффектов и, в частности, оно может повлиять на спектры поверхностных рэлеевских волн и их затухание. Кроме того, в области поверхностного пьезоэлектрического слоя становятся разрешенными нелинейные оптические процессы, такие, как КРС на поляритонах или удвоение частоты, которые вдали от границы кристалла из-за наличия центра инверсии запрещены. Возникающий при этом круг вопросов, в частности в связи с возможностями их экспериментального изучения, требует специального рассмотрения.

в) Ш и р и н а л и н и и К Р С н а п о в е р х н о с т н о м п о л я р и т о н е. Обусловленное процессами затухания света уширение линии КРС на поверхностном поляритоне может быть найдено из условия, определяющего полюс функции Грина электромагнитного поля при наличии границы раздела (аналогичный анализ для объемных поляритонов см. в работах ^{31, 49}). Совершенно ясно, что это условие имеет вид (4) или

$$A(\omega) \equiv \varepsilon(\omega) + \frac{\varepsilon_1 k^2}{k^2 - (\varepsilon_1 \omega^2 / c^2)} = 0, \quad (4')$$

где при учете процессов затухания

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\Omega_\perp^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{\Omega_\perp^2 - \omega^2 + 2i\omega\Gamma_0}. \quad (39)$$

Так как частота поляритона в сотни раз меньше частоты света лазера, при определении волнового вектора поляритона $\mathbf{k} = \mathbf{k}^a - \mathbf{k}^b$ можно пренебречь различием длин векторов \mathbf{k}^a и \mathbf{k}^b . Это означает, что в тех процессах КРС, в которых волновые векторы \mathbf{k}^a и \mathbf{k}^b образуют заданный угол θ , в кристалле рождаются поляритоны с одним и тем же, фактически заданным условием опыта, значением волнового вектора \mathbf{k} . Однако из-за процессов диссипации этому значению \mathbf{k} соответствует не одно значение частоты поляритона, а целый набор. Ясно, что для определения ширины этого набора следует в выражении для $A(\omega)$ (см. (4')), считая ω и k вещественными, выделить вещественную и мнимую части и, с точностью до несущественного общего множителя, представить это соотношение в виде

$$\omega - \omega_s(k) + i\Gamma(k),$$

где $\omega_s(k)$ — дисперсия поверхностного поляритона ($\text{Re } A(\omega_s) = 0$), а $\Gamma(k)$ — искомая ширина. Поскольку для обсуждаемых волн, как правило, $\omega_s \gg \Gamma(k)$, величина $\Gamma(k)$, очевидно, может быть определена соотношением

$$\Gamma(k) = \text{Im } A(\omega_s) \left(\frac{d}{d\omega} \text{Re } A \right)_{\omega=\omega_s}^{-1}.$$

С точностью до квадратичных по Γ_0 слагаемых (их неучет оправдан при $\omega - \Omega_{\perp} > \Gamma_0$) в указанном приближении соотношение (4') имеет вид

$$A(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\Omega_{\perp}^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})}{\Omega_{\perp}^2 - \omega^2} + \frac{\varepsilon_1 k^2}{k^2 - (\varepsilon_1 \omega^2 / c^2)} - \frac{2i\omega\Gamma_0\Omega_{\perp}^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})}{(\Omega_{\perp}^2 - \omega^2)^2}.$$

Так как для произвольных k выражение $\Gamma(k)$ несколько громоздко, рассмотрим только предельные случаи больших k : $k^2 \gg \varepsilon_1 \omega^2 / c^2$ и $k^2 \approx \varepsilon_1 \Omega_{\perp}^2 / c^2$. Нетрудно убедиться, что в первом случае $\Gamma(k) \approx \Gamma_0$. Во втором же случае

$$\Gamma(k) = \Gamma_0 k^2 \left[k^2 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}) \frac{\Omega_{\perp}^2}{c^2} \right]^{-1}.$$

Так как это выражение при больших k стремится к правильному пределу ($\Gamma(k) \rightarrow \Gamma_0$), его можно использовать в качестве интерполяционного выражения для всей области разрешенных значений k ($k \geq (\omega_{\perp}/c) \sqrt{\varepsilon_1}$). В частности, при $k^2 = \varepsilon_1 \Omega_{\perp}^2 / c^2$ величина $\Gamma(k) = \Gamma_0 \varepsilon_1 (\varepsilon_1 + \varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})^{-1}$, так что при $\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty} > \varepsilon_1$ имеет место существенное сужение линии КРС при уменьшении угла рассеяния. Если же, наоборот, $\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty} \ll \varepsilon_1$, величина Γ от k практически не зависит. В заключение отметим, что в линейном по Γ приближении величина $\omega_s(k)$, равна частоте поверхностного поляритона при неучете процессов затухания (при $\Gamma_0 = 0$; уточнение приведенных соотношений элементарно). Аналогично может быть рассмотрена зависимость $\Gamma(k)$ и для многослойных сред.

6. ЭФФЕКТЫ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ В СПЕКТРАХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ

Ранее (см. гл. 2, 3) в рамках феноменологических уравнений Максвелла при обсуждении свойств поверхностных поляритонов использовались граничные условия на резкой границе раздела при отсутствии поверхностных токов и зарядов. В такой простейшей ситуации свойства поверхностных волн полностью определяются тензорами диэлектрической проницаемости контактирующих сред, так что та информация о дисперсии поляритонов, которая получается в результате их экспериментального изучения, может быть использована и уже используется для нахождения упомянутых выше тензоров.

Если на поверхностях или границах раздела — поверхностные токи и заряды или, в более общей постановке, имеется некоторый приповерхностный переходный слой, характеристики поверхностных поляритонов оказываются зависящими также и от свойств этого слоя, что открывает определенные перспективы его исследования. Существуют, по-видимому, только две нетривиальные ситуации, когда учет переходного слоя для поверхностных поляритонов может привести к качественным эффектам. Первый из них отвечает наличию на поверхности диэлектрика или полупроводника тонкого слоя металла, приводящего к появлению «металлического» тушения поверхностного поляритона *). Это тушение сопровождается существенным уширением линий поверхностных поляритонов и его измерение, как это показано ниже (см. также ⁴⁹), может быть использовано для определения электропроводности тонких металлических пленок в области частот поляритонов.

Второй нетривиальный случай отвечает наличию диэлектрического переходного слоя в условиях, когда одна из собственных частот его дипольных колебаний попадает в зону частот поверхностного поляритона. Возникающая при этом резонансная ситуация приводит к появлению щели в спектре поверхностного поляритона ⁵⁰. Обычно принято считать, что наличие переходного слоя приводит к оптическим эффектам порядка l/λ , где l — толщина слоя, λ — длина волны света. Это действительно справедливо при отсутствии резонанса с поверхностным поляритоном. Если же этот резонанс имеет место, то возникающая щель в спектре поверхностного поляритона оказывается уже порядка $\sqrt{l/\lambda}$. Ниже обе указанные ситуации рассматриваются более подробно.

а) Переходные слои с высокой электропроводностью. Проиллюстрируем сказанное на примере полубесконечного изотропного кристалла, поверхность которого покрыта тонкой пленкой металла с электропроводностью σ . Если толщина пленки d много меньше глубины скин-слоя, ее наличие можно учесть введением поверхностных токов. Легко в этом случае убедиться, принимая во внимание обусловленный поверхностным током $\sigma d E_1$ разрыв тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля $H_y^{(1)} - H_y^{(2)} = (4\pi/c) \sigma d E_1$ (вторым граничным условием остается $E_1^{(1)} = E_1^{(2)}$), что частота поверхностного поляритона удовлетворяет уравнению

$$\frac{\varepsilon}{\kappa_2} + \frac{1}{\kappa_1} = \frac{4\pi\sigma d}{\omega} i, \quad (40)$$

где $\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость кристалла, определяемая соотношением (39), $\kappa_1 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}$, $\kappa_2 = \sqrt{k^2 - \frac{\varepsilon\omega^2}{c^2}}$, k — волновой вектор поверхностного поляритона, ω — его частота. В частности, в нерелятивистской области ($k \gg \omega/c$, $k \gg (\omega/c) |\varepsilon|$) из (40) следует, что ширина уровня поверхностного поляритона определяется соотношением

$$\Gamma = \Gamma_0 + \frac{2\pi\sigma(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{(\varepsilon_0 + 1)(\varepsilon_\infty + 1)} kd. \quad (41)$$

Появление в (41) дополнительного слагаемого обусловлено, очевидно, джоулевыми потерями энергии поляритона в металлической пленке **).

*) Аналогичное явление может иметь место и при наличии достаточно большой поверхностной проводимости.

**) Первые результаты наблюдений «металлического» тушения поверхностных поляритонов опубликованы в работах ⁷⁴ (Au на SiO₂) и ⁷⁵ (Ag и Bi на SiO₂).

Особенностью соотношения (41) является появление линейного роста Γ с ростом k . Так как величины Γ и Γ_0 для обсуждаемой системы могут быть, в принципе, измерены экспериментально, тем самым открывается возможность нахождения электропроводности σ тонких пленок металлов*), и в том числе в зависимости от различных факторов (магнитного поля, температуры и т. д.) на частотах поверхностных поляритонов (т. е. при $\omega \sim 10^{11} - 10^{14} \text{ сек}^{-1}$). При этом совершенно не требуется, чтобы пленка была сплошной, так как обсуждаемый способ измерения является бесконтактным. Единственным существенным ограничением этого способа является требование малости величины Γ по сравнению с шириной щели между частотами продольного и поперечного объемных фононов, которое фактически обеспечивает, при прочих равных условиях, само существование поверхностного поляритона. Однако даже для очень тонких пленок хороших металлов это условие может и не выполняться. Например, при наличии на поверхности кварца пленки золота толщиной $d = 10 \text{ \AA}$, для поляритона в области частот $\omega \approx \omega_1 = 1072 \text{ см}^{-1}$ ($\epsilon_0 = 3,03$, $\epsilon_\infty = 2,36$) $\Delta\Gamma \equiv \Gamma - \Gamma_0 \gg 4 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$, тогда как ширина щели $\approx 10^{13} \text{ сек}^{-1}$. Если в такой ситуации перейти к слою диэлектрика конечной толщины D , у которого металлическая пленка имеется только на одной из его поверхностей, то тушение поверхностного поляритона, локализованного у другой поверхности слоя, может быть существенно ослаблено. Допуская же, что слой диэлектрика с $\epsilon(\omega) < 0$ вдоль металлической пленки «лежит» на подложке с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 > 0$, приходим к системе, которая отличается от рассмотренной в ³³ (см. также раздел в) гл. 4) лишь наличием металлической пленки. Считая подложку занимающей полупространство, можно показать, что уравнения для частот поверхностных поляритонов имеют такой вид:

$$\left(1 + \frac{\epsilon\kappa_0}{\kappa_1} + i \frac{4\pi\sigma d\kappa_0}{\omega}\right) \left(1 + \frac{\epsilon\kappa_2}{\epsilon_1\kappa_1}\right) - e^{-2\kappa_1 D} \left(1 - \frac{\epsilon\kappa_2}{\epsilon_1\kappa_1}\right) \left(1 - \frac{\epsilon\kappa_0}{\kappa_1} + i \frac{4\pi\sigma d\kappa_0}{\omega}\right) = 0, \quad (42)$$

где $\kappa_0 = \sqrt{k^2 - (\omega^2/c^2)}$, $\kappa_1 = \sqrt{k^2 - (\epsilon\omega^2/c^2)}$, $\kappa_2 = \sqrt{k^2 - (\epsilon_1\omega^2/c^2)}$. Это уравнение определяет две ветви поверхностных поляритонов, причем поляритоны каждой из этих ветвей испытывают металлическое тушение. Однако интенсивность этого тушения для поляритонов разных ветвей оказывается существенно различной. В силу сказанного это обстоятельство, особенно при $Dk \gg 1$, ясно уже из чисто качественных соображений. Значение же его, в связи с обсуждением определения величины $\sigma(\omega)$ по уширению линий поверхностного поляритона, состоит в том, что оно позволяет находить σ даже для очень хороших металлов. Действительно, например, уширение линии поляритона, локализованного на границе с подложкой, в нерелятивистском пределе велико и определяется соотношением

$$\Gamma - \Gamma_0 = 2\pi\sigma dk \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)[(\epsilon_1 - 1) - e^{-2\kappa_1 D}(3\epsilon_1 + 1)]}{(\epsilon_1 - 1)[(\epsilon_\infty + \epsilon_1)(\epsilon_0 + \epsilon_1) + e^{-2\kappa_1 D}(3\epsilon_1^2 + \epsilon_0\epsilon_1 + \epsilon_\infty\epsilon_1 - \epsilon_0\epsilon_\infty)]} \quad (43)$$

(это соотношение при $Dk \gg 1$ переходит в (41) при $\epsilon_1 = 1$). Для поляритона же, локализованного на границе с вакуумом, металлическое

*) Обсуждаемое явление может быть использовано, возможно, также и для изучения зависящей от многих факторов (эффект поля и т. п. (см. ²)) поверхностной проводимости полупроводников. При этом формула (41) сохраняет свой вид и только произведение σd должно быть заменено на $\sigma_{\text{эфф}}$ — поверхностную электропроводность полупроводника.

уширение линии уже экспоненциально мало:

$$\Gamma - \Gamma_0 = \frac{8\pi\sigma kd(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) e^{-2kD}}{(\varepsilon_\infty + \varepsilon_1)(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) + e^{-2kD}(3\varepsilon_1^2 + \varepsilon_0\varepsilon_1 + \varepsilon_\infty\varepsilon_1 - \varepsilon_0\varepsilon_\infty)} \quad (44)$$

и путем выбора достаточно большой толщины пленки D может быть сделано сколь угодно малым. При этом, как следует из формулы (44), зависимость Γ от k уже становится немонотонной.

В заключение рассмотрим тушение поляритонов в том случае, когда диэлектрический слой ($\varepsilon(\omega) < 0$) толщины D вдоль плоскости $z = -D$ граничит с металлом, толщина которого велика по сравнению с глубиной скин-слоя. В этом случае на поверхности $z = -D$ для рассмотрения поляритонов можно использовать граничное условие Леонтовича

$$\mathbf{E}_t = Z[\mathbf{H}, \mathbf{n}], \quad (45)$$

где Z — поверхностный импеданс, \mathbf{n} — нормаль к поверхности. Если область пространства $z > 0$ заполнена средой с $\varepsilon_1 > 0$, а волновой вектор поляритона $\mathbf{k}(k_x, k_y)$ направлен вдоль оси x , единственно отличная от нуля компонента магнитного поля H_z в разных областях пространства имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H_y &= ae^{ikx - \kappa_1 z}, \quad \kappa_1 = \sqrt{k^2 - \varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2}} \quad (z > 0); \\ H_y &= (b_1 e^{-\kappa z} + b_2 e^{\kappa z}) e^{ikx}, \quad \kappa = \sqrt{k^2 - \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2}} \quad (-D < z < 0). \end{aligned} \quad (46)$$

Используя теперь уравнения Максвелла (3), находим, используя (46), что x компонента электрического поля в указанных областях пространства определяется соотношениями

$$\begin{aligned} E_1 &= i \frac{c\kappa_1}{\omega\varepsilon_1} ae^{ikx - \kappa_1 z} \quad (z > 0), \\ E_1 &= i \frac{c\kappa}{\omega\varepsilon} e^{ikx} (b_1 e^{-\kappa z} - b_2 e^{\kappa z}) \quad (-D < z < 0), \end{aligned}$$

так что из условий непрерывности величин H_z и E_1 при $z = 0$ и граничного условия (45) получаем систему трех уравнений для a , b_1 , b_2 :

$$a = b_1 + b_2, \quad \mu a = b_1 - b_2, \quad b_1 e^{\kappa D}(\rho - 1) + b_2 e^{-\kappa D}(\rho + 1) = 0, \quad (47)$$

где $\mu = \varepsilon\kappa_1/\varepsilon_1\kappa$, $\rho = i c\kappa/\omega\varepsilon z$. Из условия равенства нулю детерминанта системы уравнений (47) находим, что уравнение, определяющее спектр поляритонов, имеет вид

$$\frac{(\mu + 1)(\rho - 1)}{(\mu - 1)(\rho + 1)} = e^{-2\kappa D}.$$

Это уравнение определяет, вообще говоря, две ветви поверхностных поляритонов. Однако в случае достаточно больших D , когда $e^{-2\kappa D} \ll 1$, поляритоны, локализованные вдоль плоскостей раздела $z = 0$ и $z = -D$, «расщепляются» и в первом приближении могут быть изучены независимо. В частности, в рассматриваемой системе слоев поляритон, локализованный вдоль плоскости $z = -D$, сильно затухает и, по-видимому, труден для экспериментального изучения. Поэтому ниже более подробно рассмотрим свойства поляритона, локализованного вдоль плоскости $z = 0$. Для этого поляритона закон дисперсии определяется соотношением

$$\frac{\varepsilon\kappa_1}{\varepsilon_1\kappa} + 1 + 2e^{-2\kappa D} \frac{\rho + 1}{\rho - 1} = 0.$$

Из этого соотношения, в частности, следует, что ширина линии рассматриваемого поверхностного поляритона в нерелятивистской области k ($k \gg \frac{\omega}{c}$), которая как раз и должна проявляться в спектрах КРС, равна (при получении (48) предполагается также выполненным неравенство $(\omega \varepsilon_1 / ck) |Z| \ll 1$)

$$\Gamma(k) = \Gamma_0 + \frac{2\Omega^2 \varepsilon_1 (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) e^{-2kD}}{ck (\varepsilon_\infty + \varepsilon_1)^2} \operatorname{Re} Z. \quad (48)$$

В области частот нормального скин-эффекта $\operatorname{Re} Z = \sqrt{\omega/8\pi\sigma}$. Таким образом, в отличие от того случая, когда тушение поверхностного поляритона обусловлено наличием тонких металлических пленок (см. формулы (41), (43), (44)), контакт с толстым металлом приводит к тушению, убывающему с ростом σ , что связано, очевидно, с уменьшением глубины проникновения поля в металлы при возрастании σ .

б) Диэлектрические переходные слои при наличии резонанса с поверхностным поляритон. Для обсуждения свойств поляритонов при наличии диэлектрического переходного слоя, использованные в предыдущем пункте этого параграфа граничные условия оказываются, вообще говоря, недостаточными. Их недостаточность связана с тем, что выше совершенно не принималась во внимание поляризуемость переходного слоя в направлении, перпендикулярном к плоскости раздела сред, хотя, конечно, возможны и такие ситуации, когда резонанс с поверхностным поляритон осуществляется благодаря наличию в переходном слое именно колебаний, хотя бы частично поляризованных поперек слоя. Учет в переходном слое такого рода колебаний требует использования граничных условий более общего вида. Переходя к их рассмотрению, заметим прежде всего, что вопрос о влиянии макроскопических переходных слоев (т. е. таких слоев, толщина которых $l \gg a$, $l \ll \lambda$, где a — постоянная решетки кристалла или размер молекулы, λ — длина волны света) на оптические свойства конденсированных сред (правда, не в связи с их влиянием на свойства поверхностных волн) имеет весьма длинную историю и к настоящему времени рассмотрен весьма подробно (см., например, ⁵³⁻⁵⁵). Известная простота этого случая обусловлена тем, что при наличии макроскопического переходного слоя вывод граничных условий для полей вне слоя может быть осуществлен прямо в рамках феноменологических уравнений Максвелла. Предполагая, например, что диэлектрическая проницаемость внутри слоя ($0 < z < l$) постоянна ($\tilde{\varepsilon}_{ij} = \tilde{\varepsilon}_i \delta_{ij}$, $\tilde{\varepsilon}_1 = \tilde{\varepsilon}_2$), проинтегрируем по z от 0 до l уравнение $\operatorname{div} \mathbf{D} = 0$.

Для полей вида $D = D(z) e^{ik_1 x + ik_2 y}$ это интегрирование, очевидно, приводит к условию

$$D_3(l) - D_3(0) = -i\gamma k_t E_t(0),$$

где $\mathbf{k}_t \equiv (k_1, k_2)$, $\gamma = l\tilde{\varepsilon}_1$. Если теперь учесть, что $D_3(l) = D_3(1)$, а $D_3(0) = D_3(2)$, где индексы (1) и (2) отвечают средам при $z > l$ и $z < 0$ соответственно, приходим к одному из граничных условий,

$$D_3(2) - D_3(1) = i\gamma k_t E_t(1), \quad (49a)$$

в котором с точностью до малых первого порядка по $kl \ll 1$ эффективно учтено наличие рассматриваемого переходного слоя. Аналогично могут

быть получены также и остальные граничные условия (см., например, ⁵²):

$$E_t(2) - E_t(1) = -i\mu E_n(1) \mathbf{k}_t + ik_0 l [\mathbf{nH}(1)], \quad (49б)$$

$$\mathbf{H}_t(2) - \mathbf{H}_t(1) = -ilH_n(1) \mathbf{k}_t - ik_0 \gamma [\mathbf{nE}_t(1)], \quad (49в)$$

$$H_n(2) - H_n(1) = il\mathbf{k}_t \mathbf{H}_t, \quad (49г)$$

где $k_0 = \omega/c$, $\mu = l\sqrt{\varepsilon_3}$. Если в этих граничных условиях *) совершить переход к металлическому переходному слою ($|\tilde{\varepsilon}_t| \gg 1$), сохраняя лишь слагаемые порядка σl , где σ — электропроводность металла, то как раз и приходим к граничным условиям, которые были уже ранее использованы (при этом для металла следует учесть соотношение $\tilde{\varepsilon}_1 = 1 + (4\pi\sigma/i\omega)$).

В ряде работ Сивухина ⁵⁶ было показано, что и для микроскопических переходных слоев общий вид граничных условий (49) сохраняется. Изменяются лишь соотношения, выражающие величины μ и γ через поляризуемости молекул переходного слоя. Мы не будем здесь рассматривать эти соотношения подробно, поскольку они оказываются существенно зависящими от модели переходного слоя. Воспользуемся лишь тем, что так как величины γ и μ зависят от поляризуемостей молекул вдоль и поперек слоя, их резонансные частоты должны быть, вообще говоря, различными. Принимая это обстоятельство во внимание, рассмотрим, например, область частот $\omega \approx \omega_0$, где ω_0 — частота резонанса для величины $\gamma(\omega)$ ($\gamma(\omega_0) = \infty$; о роли затухания возбуждений см. ниже). В этом случае в правой части соотношений (49) можно сохранить только слагаемые, пропорциональные γ , так что (49б), (49в) принимают вид

$$E_t(2) - E_t(1) = 0, \quad \mathbf{H}_t(2) - \mathbf{H}_t(1) = -ik_0 \gamma [\mathbf{nE}_t(1)]. \quad (50)$$

Будем считать волновой вектор поверхностного поля \mathbf{k}_t направленным вдоль оси x , диэлектрические проницаемости среды I и II обозначим через ε_1 ($\varepsilon_1 > 0$) и $\varepsilon(\omega)$ ($\varepsilon(\omega) < 0$). Используя тогда соотношения (31), находим, что величины $H_y(1)$ и $H_y(2)$ удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$\frac{\kappa}{\varepsilon} H_y(2) + \frac{\kappa_1}{\varepsilon_1} H_y(1) = 0, \quad H_y(2) - H_y(1) = \gamma \frac{\kappa_1}{\varepsilon_1} H_y(1),$$

которая имеет нетривиальное решение лишь при условии, что

$$\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon}{\kappa} = -\gamma. \quad (51)$$

В области резонанса $\gamma(\omega) \approx A\omega_0/(\omega_0 - \omega)$, $A > 0$. Если $\omega_s(k)$ — закон дисперсии поверхностного поляритона, отвечающий решению уравнения (51) при $\gamma = 0$, то при $\omega \approx \omega_s(k)$

$$\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon}{\kappa} = \frac{\omega - \omega_s(k)}{C(k)}, \quad (52)$$

где $C^{-1}(k) = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon}{\kappa} \right)_{\omega=\omega_s(k)} > 0$. Подставляя (52) в (51), используя

явное выражение для $\gamma(\omega)$ и разрешая уравнение (51) относительно ω , находим закон дисперсии поверхностного поляритона:

$$\omega_{1,2}(k) = \frac{\omega_0 + \omega_s(k)}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{[\omega_s(k) - \omega_0]^2 + 4A\omega_0 C(k)}. \quad (53)$$

*) Из этих четырех условий только два являются независимыми. Ниже используются соотношения (49б) и (49в).

Если ω_0 попадает в зону поверхностного поляритона $\omega_s(k)$, т. е. если при некотором $k = k_0$ частота $\omega_s(k_0) = \omega_0$, то при наличии переходного слоя в спектре поляритонов при $k = k_0$ возникает щель $\Delta = 2\sqrt{A\omega_0 C(k_0)}$ (рис. 11). Если величина Δ превосходит ширину линии поверхностного поляритона, обусловленную затуханием, щель в спектре поляритона может быть замечена и экспериментально. Для грубой оценки ее величины можно считать $A \approx l$, $C(k_0) \approx (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \omega_0 k_0$, так что $\Delta \approx 2\omega_0 \sqrt{l k_0 (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}$ при $l \approx 10 \text{ \AA}$, $k_0 \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ и $\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty = 4$ отношение $\Delta/\omega_0 \approx 8 \cdot 10^{-2}$. Такое значение щели может превышать ширину линии поляритона ($\Gamma \sim 2 \cdot 10^{-2}$), и, следовательно, щель может быть обнаружена и экспериментально. Например, при использовании метода НПВО в области щели должны возникнуть два близких по положению и интенсивности минимума отражения. Если же перейти к экспериментам, в которых изучается распространение поверхностных волн с заданной частотой, то наличие рассматриваемого переходного слоя приводит к появлению на частоте $\omega = \omega_0$ резонанса коэффициента преломления поверхностного поляритона. Это заключение, конечно, следует уже из рис. 11. Кроме того, так как тождественно

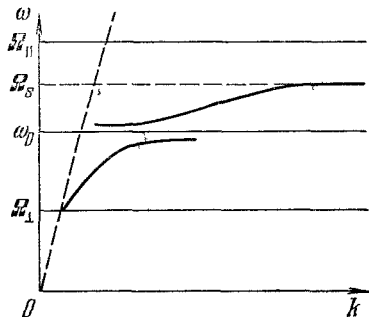


Рис. 11. Дисперсия поверхностного поляритона при наличии резонанса с колебаниями в переходном слое.

$$\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon}{\kappa} \equiv B(\omega) (n^2 - n_0^2(\omega)), \quad (54)$$

где $n_0^2(\omega)$ — коэффициент преломления поверхностного поляритона при $\gamma = 0$ и $B(\omega) > 0$, действительно находим, используя (51) и (54), что при $\gamma \neq 0$

$$n^2(\omega) = n_0^2(\omega) + \frac{\gamma(\omega)}{B(\omega)}.$$

Перейдем теперь к случаю макроскопического переходного слоя, пренебрегая его анизотропией ($\tilde{\varepsilon}_1 = \tilde{\varepsilon}_2 = \tilde{\varepsilon}_3 = \tilde{\varepsilon}$). Легко убедиться, что уравнение для частот поверхностных поляритонов имеет при этом следующий вид:

$$\frac{\varepsilon}{\kappa} + \frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} = \frac{l(\varepsilon_1 - \tilde{\varepsilon})}{\varepsilon \kappa_1^2} \left[k^2 (\varepsilon_1 + \tilde{\varepsilon}) - \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\varepsilon} \right]. \quad (55)$$

Правая часть этого уравнения обращается в нуль при $l = 0$, либо же при $\varepsilon_1 = \tilde{\varepsilon}$ или $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon$. В последних двух случаях переходной слой также исчезает, а граница раздела смещается на величину l . Полагая

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \tilde{\varepsilon}_\infty \frac{\omega^2 - \tilde{\Omega}_\parallel^2}{\omega^2 - \tilde{\Omega}_\perp^2},$$

находим, что резонансы правой части (55) осуществляются при $\omega = \tilde{\Omega}_\perp$ и $\omega = \tilde{\Omega}_\parallel$. Если в каждом из этих случаев сохранить только резонансные члены, приходим к соотношению вида (51), причем

$$A^\perp = l \varepsilon_\infty \frac{\tilde{\Omega}_\parallel^2 - \tilde{\Omega}_\perp^2}{2\tilde{\Omega}_\perp^2}, \quad A^\parallel = \frac{l}{\varepsilon_\infty} \frac{\tilde{\Omega}_\parallel^2 - \tilde{\Omega}_\perp^2}{2\tilde{\Omega}_\parallel^2} \frac{k_0^2}{\kappa_0^2}, \quad \kappa_0^2 \equiv k_0^2 - \frac{\tilde{\Omega}_\parallel^2}{c^2}.$$

(здесь мы положили $\varepsilon_1 = 1$). Таким образом, в обсуждаемом случае при соответствующем подборе $\varepsilon(\omega)$ с поверхностным поляритоном могут резонировать как продольные, так и поперечные колебания переходного слоя, приводя в некоторых случаях к появлению сразу двух щелей (щели могут и перекрываться) в спектре поверхностного поляритона.

В заключение отметим, что переходной слой отнюдь не обязательно следует связывать с наличием на поверхности кристалла чужеродных молекул. В тех случаях, когда граница кристалла при неучете запаздывающего взаимодействия приводит к появлению микроскопических поверхностных экситонов, т. е. экситонов с глубиной проникновения l порядка постоянной решетки, граничные условия (49а) — (49г) сохраняют свой вид, хотя величины μ и γ для разных моделей экситонов и могут существенно различаться. Поэтому, изложенные выше результаты качественно остаются справедливыми и в этом случае и, таким образом, позволяют понять, как наличие микроскопических поверхностных (кулоновских) экситонов влияет на спектр поверхностных поляритонов. По-видимому, наиболее интересен здесь случай, когда частота микроскопического поверхностного экситона попадает в зону поверхностных поляритонов. Экспериментальные исследования возникающей при этом щели могли бы, в принципе, дать информацию и о характеристиках самого поверхностного экситона.

7. ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ НА СПЕКТРЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ И ДОБАВОЧНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

Из соотношения (8) следует, что при слабом затухании (т. е. при достаточно малых Γ), коэффициент преломления поверхностного поляритона $n(\omega)$ при $\omega \rightarrow \Omega_s$ может стать аномально большим. В этих условиях естественно возникает вопрос об учете зависимости частоты поверхностного кулоновского экситона Ω_s от двумерного волнового вектора \mathbf{k} (k_x, k_y). При неучете пространственной дисперсии эта частота определяется из уравнения $\varepsilon(\omega) = -\varepsilon_1$. Если же учесть пространственную дисперсию, то $\varepsilon = \varepsilon(\omega, \mathbf{K})$, $\mathbf{K} = (\mathbf{k}, -i\kappa)$, причем в нерелятивистском пределе $\kappa = k$. Однако в изотропной среде и в случае слабой пространственной дисперсии $\varepsilon(\omega, \mathbf{K}) = \varepsilon(\omega) + \alpha K^2 = \varepsilon(\omega)$, так как для поверхностных волн $K^2 \equiv \mathbf{K}\mathbf{K} = k^2 - \kappa^2 = 0$. Это означает, что для рассматриваемой модели среды обычный элементарный континуальный подход не позволяет найти даже первый член разложения Ω_s по k . Это обстоятельство было подчеркнуто и в работе ⁶⁹ при исследовании дисперсии поверхностных колебаний для модели ионного кристалла (результаты этого исследования отражены также в работе ²⁵). В частности, было рассмотрено взаимодействие поверхностных зон с объемными ⁶⁹, которое становится возможным из-за их перекрытия при учете пространственной дисперсии. Это взаимодействие делает поверхностные волны затухающими даже при неучете ангармонизма и, кроме того, приводит в законе дисперсии (за исключением особых случаев пересечения с точкой Ван-Хова) к появлению линейных по k слагаемых *).

Автору не известны какие-либо суждения о дисперсии поверхностных волн более общего характера и, в частности, для кристаллов другой при-

*) Аналогичные вопросы в рамках феноменологического описания рассматривались и в работе ⁶¹. Так как пересечение зон поверхностных волн с объемными осуществляется всегда при больших $k \lesssim \pi/a$, т. е. вне области применимости феноменологии, полученные в работе ⁶¹ результаты являются лишь качественными.

роды. В связи с этим ниже мы покажем, что всегда присутствующий в ограниченных средах переходной слой также приводит к линейной зависимости Ω_s от k . Действительно, в нерелятивистском пределе $k_0 \rightarrow 0$ и граничные условия для E и D принимают вид

$$D_n(2) - D_n(1) = i\gamma \mathbf{k}_t \mathbf{E}_t(1), \quad \mathbf{E}_t(2) - \mathbf{E}_t(1) = -i\epsilon_1 E_n(1) \mathbf{k}_t \epsilon_1. \quad (56)$$

При неучете запаздывания $\mathbf{E} = A\mathbf{K}$, где A — скаляр, так что в средах (1) и (2): $\mathbf{E}(1) = A_1 \mathbf{K}_1$, $\mathbf{E}(2) = A_2 \mathbf{K}_2$, $\mathbf{K}_1 \equiv (k, 0, ik)$, $\mathbf{K}_2 \equiv (k, -ik)$. Подставляя эти соотношения в (56), получаем два линейных однородных уравнения относительно величин A_1 и A_2 . Условие обращения в нуль детерминанта этой системы уравнений приводит к искомому дисперсионному уравнению

$$\epsilon(\omega) + \epsilon_1 = -(\gamma - \epsilon_1 \mu) k.$$

Используя теперь соотношение (2), находим, что при учете переходного слоя частота поверхностного поляритона

$$\Omega_s(k) = \Omega_s(0) - \frac{\alpha'}{2\Omega_s(0)} k,$$

где

$$\alpha' = \frac{(\gamma - \epsilon_1^2 \mu)(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}{(\epsilon_\infty + \epsilon_1)^2} \Omega_\perp^2$$

и где величины μ и γ , как и ϵ_1 , в области частот $\omega \approx \Omega_s$ предполагались не зависящими *) от ω . Для микроскопических переходных слоев коэффициент α' , разумеется, может быть как положительным, так и отрицательным. Важно, что знак α' при этом трудно контролировать. Иное имеет место для переходных макроскопических слоев. В этом случае, когда переходной слой является макроскопическим и однородным, $\gamma - \epsilon_1^2 \mu = -l[\tilde{\epsilon} - (\epsilon_1^3/\tilde{\epsilon})]$, где l — толщина слоя, $\tilde{\epsilon}$ — его диэлектрическая проницаемость. Поэтому, если $\tilde{\epsilon} > \epsilon_1$, то $\alpha' > 0$.

При $\alpha' > 0$ возникает добавочная поверхностная волна. Действительно, в этом случае $\Omega_s^2 = \Omega_s^2(0) - \alpha' k$. Подставляя это соотношение в (8), получаем для определения $n(\omega)$, при неучете затухания, следующее уравнение:

$$n^2 = \frac{A}{\xi - \alpha n}, \quad (57)$$

где

$$\alpha = \frac{\alpha'}{2c\Omega_s(0)}, \quad A = \frac{\epsilon_1 \epsilon_\infty}{\epsilon_1 + \epsilon_\infty} \frac{\Omega_\perp^2 - \Omega_s^2(0)}{2\Omega_s^2(0)}, \quad \xi = \frac{\Omega_s(0) - \omega}{\Omega_s(0)}.$$

Оценим значения входящих в уравнение (57) параметров, используя, например, данные для NaCl ($\Omega_\perp = 3,4 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$, $\epsilon_0 = 5,6$, $\epsilon_\infty = 2,25$) и полагая $\epsilon_1 = 1$. В этом случае $A \approx 0,2$, $\alpha \approx l(\tilde{\epsilon} - \frac{1}{\epsilon}) \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ и при $\tilde{\epsilon} = 5$ и $l = 5 \cdot 10^2 \text{ \AA}$ величина $\alpha \approx 2 \cdot 10^{-3}$. Зависимость $n(\xi)$ представлена на рис. 12. Из этого рисунка следует, что при $\xi < \xi_0$ каждому значению частоты отвечают два значения $n_{1,2}$. Величина $\xi = \xi_0$, где $n_1 = n_2$, определяется соотношением $\xi_0 = (3^{1/3} \sqrt{4}) \alpha^{2/3} A^{1/3}$. Используя значения параметров для NaCl, получаем $\xi_0 \approx 10^{-2}$. Ширина же линий поверхностных

*) Учет зависимости μ или γ от ω становится существенным, если резонансная частота μ или γ близка к $\Omega_s(0)$. В частности, при совпадении этих частот зависимость Ω_s от k при малых k оказывается не линейной, а корневой (\sqrt{k}).

поляритонов также $\Gamma \approx 10^{-2} \Omega_{\perp}$. Это означает, что при $\zeta = \zeta_0$ необходим учет затухания. Однако для частот $\zeta < \zeta_0$ затухание уже не столь сильно влияет на закон дисперсии волн. В области спектра $\xi \ll \zeta_0$ для добавочной волны ($n = n_2$) имеет место закон дисперсии (56), тогда как для n_1 может быть использован результат (8). Закон дисперсии (56), по-видимому, мог бы быть обнаружен при изучении КРС на поверхностных поляритонах для больших углов рассеяния. При распространении же волн заданной частоты вдоль поверхности (см. раздел г) гл. 4) добавочная волна может привести к интерференционным эффектам типа обсуждавшихся для объемных волн при учете пространственной дисперсии (см. ⁹).

Поясним сказанное, рассматривая волны на поверхности, образованной двумя соприкасающимися клиньями (см. рис. 3, а). Допустим, что в плоскости раздела сред I и II каким-либо способом возбуждена поверхностная волна, распространяющаяся, например, перпендикулярно к линии

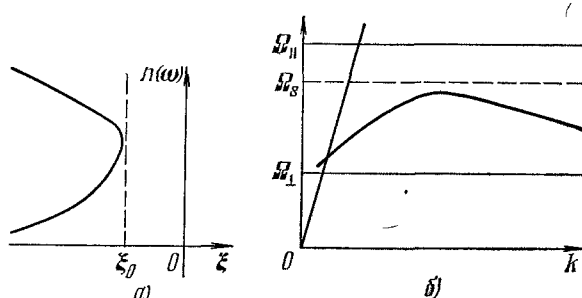


Рис. 12. Дисперсия поверхностного поляритона при учете пространственной дисперсии. а) Зависимость коэффициента преломления поверхностной волны от частоты (при неучете затухания), б) зависимость частоты поверхностной волны от волнового вектора.

раздела поверхностей (т. е. перпендикулярно к оси Oy) и имеющая некоторую частоту ω , которой в плоскости раздела сред I и II отвечает не одна, а две поверхностные волны. Так как в рассматриваемом случае не сохраняется перпендикулярная к линии раздела компонента волнового вектора (т. е. величина k_x), под влиянием первичной поверхностной волны в плоскости раздела сред I и III будут возбуждены, вообще говоря, две поверхностные волны с той же частотой ω , также распространяющиеся перпендикулярно к оси y , но имеющие разные значения k_x .

Для нахождения амплитуд этих волн необходим учет в рамках теории дифракции поверхностных волн на клине пространственной дисперсии и получение соотношений для амплитуд волн, имеющих смысл добавочных граничных условий (ДГУ). В указанной постановке эта проблема в настоящее время совершенно не изучена, в связи с чем коснемся здесь лишь возможностей экспериментального наблюдения интерференционных эффектов.

Если перпендикулярно к направлению распространения «обычной» и «добавочной» поверхностных волн на поверхности раздела сред нанесены, например, штрихи, то эти волны будут превращаться в объемные электромагнитные волны с той же частотой ω (о роли штрихов см. раздел б) гл. 4). Полная интенсивность объемных волн при этом должна осциллировать в зависимости от пройденного поверхностными волнами до штрихов пути и эти осцилляции могли бы свидетельствовать о роли обсуждаемого эффекта пространственной дисперсии. Ясно, конечно, что вместо штрихов, в принципе, могут быть использованы и другие несовершенства поверхности.

8. ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Для диэлектриков и полупроводников спектральные участки, в которых, в принципе, возможно существование поверхностных волн, сравнительно узки и образуют дискретный набор областей частот. Тем не менее использование поверхностных поляритонов для изучения физики поверхности и, в частности, хемадсорбции, поверхностной электропроводности, поверхностных фононов, экситонов и т. д., может оказаться весьма полезным. Это обстоятельство обусловлено не только тем, что путем подбора разных материалов, можно перекрыть весьма широкие интервалы частот, но, главным образом, сильным влиянием, которое оказывают на спектры поверхностных волн свойства приповерхностных слоев кристалла. Именно эта особенность поверхностных волн, как уже указывалось в гл. 6, открывает известные перспективы изучения возбужденных состояний переходного слоя.

Однако постановка широких исследований оптики и спектроскопии поверхностных волн теснейшим образом связана с созданием достаточно эффективных их источников и приемников, т. е. фактически с развитием весьма специфической отрасли оптического приборостроения. Поэтому представляется весьма актуальным дальнейший теоретический анализ (выход за рамки импедансного приближения) упомянутых в гл. 2 задач теории отражения и преломления поверхностных волн на линиях раздела, теории дифракции на диэлектрическом клине с $\varepsilon(\omega) < 0$ (когда возможны поверхностные волны), расчеты интенсивности превращения поверхностной волны в объемную и наоборот, результаты которых как раз и должны лечь в основу разработки и поисков соответствующих приборов и устройств. При этом интерес представляет также обсуждение упомянутых выше проблем применительно и к анизотропным средам, а также к магнитным материалам. Поверхностные волны в магнитных материалах экспериментально пока еще не наблюдались. Трудности их наблюдения связаны со сравнительно малым вкладом магнонов в магнитную восприимчивость по сравнению с вкладом фононов, экситонов или плазмонов в восприимчивость диэлектрическую (подробности соответствующего анализа см. в работе ⁵³).

Развитие линейной оптики поверхностных волн будет содействовать развитию и оптики нелинейной, и, в частности, рассмотрению в рамках кристаллооптики поверхности более широкого круга эффектов, являющихся аналогом «объемных» нелинейных оптических явлений (например, комбинационного рассеяния поверхностных световых волн на поверхностных колебаниях решетки, нелинейной оптики поверхностных волн *) и т. д.), а также постановке экспериментального изучения коллективных свойств поверхностных экситонов. Возникающие при этом из-за специфики свойств поверхностных экситонов многие возможности во всей полноте трудно предвидеть. Актуальность же постановки соответствующих исследований бесспорна.

Автор благодарен В. Л. Гинзбургу за ряд полезных советов, а также А. В. Попову, В. И. Юдсону и Е. П. Фетисову за обсуждение некоторых из затронутых в статье вопросов.

Институт спектроскопии АН СССР,
Красная Пахра (Московская обл.)

*) О нелинейных эффектах с участием поверхностных волн на границе плазмы см. ⁶² и приведенную там литературу. В частности, взаимодействие двух поверхностных волн друг с другом рассматривалось в работе ⁶⁶.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. B. Duke, R. L. Park, *Phys. Today* **25**, 23 (1972) (см. перевод: УФН **111**, 139 (1973)).
2. С. М. Зи, Физика полупроводниковых приборов, М., «Энергия», 1973.
3. В. Л. Гинзбург, УФН **101**, 185 (1970).
4. В. М. Агранович, А. Г. Мальшук, М. А. Мехтиев, ЖЭТФ **63**, 2274 (1972); В. М. Агранович, ФТТ **14**, 3684 (1972); В. М. Агранович, Ю. Е. Лозовик, Письма ЖЭТФ **17**, 209 (1973).
5. В. М. Агранович, Ю. В. Конобеев, М. А. Мехтиев, ФТТ **10**, 1754 (1968); H. Kuhn, *J. Chem. Phys.* **53**, 101 (1970); H. Kallman, G. Vaubel, H. Bäsaler, *Phys. Stat. Sol.* **b44**, 813 (1971).
6. В. Л. Гинзбург, УФН **108**, 749 (1972); **113**, 335 (1974).
7. К. Б. Толпыго, ЖЭТФ **20**, 497 (1950); H. Kuhn, *ERA Report L/T-239* (1950); *Proc. Roy. Soc. A208*, 352 (1951); М. Борн, Х. Кунь, Динамическая теория кристаллических решеток, М., ИЛ, 1958.
8. а) Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн вдоль земной поверхности, М., Изд-во АН СССР, 1961; Л. А. Вайнштейн, Теория дифракции и метод факторизации, М., «Сов. радио», 1966; В. Ю. Завадский, Вычисление волновых полей в открытых областях и волноводах, М., «Наука», 1972; б) Г. Д. Малюжинец, ДАН СССР **121**, 436 (1959); W. E. Williams, *Proc. Roy. Soc. A252*, 1270, 1376 (1959); Н. Н. Лебедев, И. П. Скальская, ЖЭТФ **32**, 1174 (1962); Р. П. Старовойтова, М. С. Бобровников, В. Н. Кислицына, Радиотехн. и электрон. **7**, 250 (1962).
9. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М., «Наука», 1965.
10. Л. Ландау, Е. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1957.
11. В. М. Агранович, О. А. Дубовский, ФТТ **7**, 2885 (1965).
12. В. М. Агранович, Теория экситонов, М., «Наука», 1968.
13. О. А. Дубовский, ФТТ **12**, 3054 (1970).
14. В. Н. Любимов, Д. Г. Санников, ФТТ **14**, 675 (1972).
15. В. В. Брыксин, Д. Н. Мирлин, И. И. Решина, ФТТ **15**, 1118 (1973).
16. Ю. А. Романов, Изв. вузов (Радиофизика) **8**, 1203 (1965); A. Hartstein, E. Burstein, J. J. Brion, R. F. Wallis, *Surface Sci.* **34**, 81 (1973).
17. A. Hartstein, E. Burstein, J. J. Brion, R. F. Wallis, *Sol. State Comm.* **12**, 1083 (1973).
18. C. Borstel, *Phys. Stat. Sol.* **b60**, 427 (1973).
19. H. Wolter, *Handb. Phys.* **24**, 46 (1956); N. I. Harrick, *Internal Reflection Spectroscopy*, New York—London—Sydney, Intersci. Publ., 1967.
20. A. Otto, *Zs. Phys.* **216**, 398 (1968).
21. R. Rupp, *Sol. State Comm.* **8**, 1129 (1970).
22. В. В. Брыксин, Ю. М. Гербштейн, Д. Н. Мирлин, ФТТ **13**, 2125 (1971); **14**, 543 (1972).
23. V. V. Bryksin, Yu. M. Gerbshtein, D. N. Mirlin, *Phys. Stat. Sol.* **b51**, 901 (1972).
24. N. Marschall, B. Fischer, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 811 (1972).
25. В. В. Брыксин, Д. Н. Мирлин, Ю. А. Фирсов, УФН **113**, 29 (1974).
26. В. В. Брыксин, Ю. М. Гербштейн, Д. Н. Мирлин, Письма ЖЭТФ **15**, 445 (1972).
27. H. J. Falge, A. Otto, *Phys. Stat. Sol.* **b56**, 523 (1973).
28. В. А. Яковлев, Г. Н. Жижиц, Письма ЖЭТФ **19**, 333 (1974).
29. L. I. Mandelstam, *Phys. Zs.* **15**, 220 (1914).
30. R. Rupp, R. Engman, in: *Proc. of the Intern. Conference on Light Scattering Spectra of Solids*, Ed. G. B. Wright, N. Y., Springer-Verlag, Inc., 1969, p. 157.
31. V. M. Agranovich, V. L. Ginzburg, in: *Proc. of 2nd Intern. Conference on Light Scattering in Solid*, Ed. M. Balkanski, P., Flammarion Sci., 1971, p. 226; ЖЭТФ **61**, 1243 (1971).
32. D. I. Evans, S. Ushioda, J. D. McMullen, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 369 (1973).
33. D. L. Mills, A. A. Maradudin, *ibid.*, p. 372.
34. Y. Y. Teng, E. A. Stern, *ibid.* **19**, 511 (1967).
35. R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, R. N. Hamm, *ibid.* **21**, 1530 (1968).

36. D. Beaglehole, *ibid.* **22**, 708 (1969).
 37. N. Marschall, B. Fischer, H. J. Quicisser, *ibid.* **27**, 95 (1971).
 38. B. Fischer, N. Marschall, H. J. Quicisser, *Surface Sci.* **34**, 50 (1973).
 39. J. Schoenwald, E. Burstein, R. F. Wallis, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, ser. II, **16**, 1409 (1971).
 40. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. 3, М., Изд-во АН СССР, 1950, стр. 336.
 41. J. Höglung, F. Sellberg, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 1031 (1966).
 42. J. Schoenwald, E. Burstein, J. M. Elson, *Sol. State Comm.* **12**, 185 (1973).
 43. R. Casanova Alig, *ibid.* **13**, 1603.
 44. В. М. Агранович, Письма ЖЭТФ **19**, 28 (1974).
 45. H. Ekrhardt, L. Langhans, F. Linder, H. S. Taylor, *Phys. Rev.* **173**, 222 (1968).
 46. H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1416 (1970).
 47. H. Ibach, *ibid.* **27**, 253.
 48. P. H. Ritchik, *Phys. Rev.* **106**, 874 (1957); H. Boersch, J. Geiger, W. Stickel, *Zs. Phys.* **222**, 130 (1968).
 49. В. М. Агранович, Т. А. Лескова, ФТТ **16**, 1796 (1974).
 50. V. M. Agranovich, A. G. Mal'shukov, *Optics Comm.* **11**, 169 (1974).
 51. В. М. Агранович, Т. А. Лескова, ФТТ **17** (1975).
 52. V. M. Agranovich, V. I. Yudson, *Optics Comm.* **5**, 422 (1972).
 53. П. Друде, Оптика, Л. — М., ОНТИ, 1935.
 54. М. Борн, Оптика, Харьков — Киев, ГНТИУ, 1937.
 55. В. А. Кизель, Отражение света, М., «Наука», 1973.
 56. Д. В. Сивухин, ЖЭТФ **18**, 976 (1948); **21**, 94, 367 (1952); **30**, 374 (1956).
 57. V. M. Agranovich, *Optics Comm.* **11**, 389 (1974).
 58. R. Alexander, R. Bell, *ibid.* **10**, 59.
 59. U. Fano, *Ann. Phys. (N.Y.)* **32**, 393 (1938); A. Hessel, A. A. Oliner, *Appl. Optics* **4**, 1275 (1965).
 60. Р. Казаринов, А. Суриц, ФТП **6**, 1359 (1972).
 61. A. A. Maradudin, D. I. Mills, *Phys. Rev.* **B7**, 2787 (1973).
 62. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., «Наука», 1967.
 63. Р. Н. Кауфман, ЖТФ **42**, 746 (1972).
 64. Ю. Р. Аланакян, ЖТФ **36**, 258 (1966).
 65. К. А. Барсуков, Л. Г. Нарышкина, *ibid.*, стр. 800.
 66. Ю. Р. Аланакян, *ibid.*, стр. 806.
 67. R. F. Wallis, J. J. Brion, E. Burstein, A. Hartstein, *Phys. Rev.* **B9**, 3424 (1974).
 68. В. А. Зуев, Д. В. Корбутян, В. Г. Литовченко, Письма ЖЭТФ **20**, 3 (1974).
 69. В. В. Брыксин, Ю. А. Фирсов, ФТТ **11**, 2167 (1969); **14**, 1148 (1972).
 70. Я. И. Френкель, Кинетическая теория жидкостей, М. — Л., Изд-во АН СССР, 1945, гл. II.
 71. И. М. Лифшиц, Я. Б. Гегузин, ФТТ **7**, 62 (1965).
 72. G. S. Agarwal, *Phys. Rev.* **B8**, 4768 (1973).
 73. М. С. Найман, Изв. вузов (Радиотехника) **1**, 7 (1958); **3**, 281 (1960); К. И. Гринева, *ibid.* **2**, 109 (1959).
 74. Г. Н. Жижин, М. А. Москалева, В. Т. Назин, В. А. Яковлев, ФТТ **16**, 1402 (1974).
 75. Д. Н. Мирлин, И. И. Решина, *ibid.*, стр. 1141.
-