

Физика

УДК 535.13

В.М. ГАЛЫНСКИЙ, А.Н. ФУРС

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ПОГЛОЩАЮЩИХ АНИЗОТРОПНЫХ СТРУКТУРАХ

Influence of absorption of the boundary media on characteristics of the dispersionless surface electromagnetic waves is investigated. Existence of these waves is caused by the anisotropy of the media. Existence conditions of the surface waves on the interface of a positive uniaxial crystal and an isotropic medium are established.

Теоретическое и экспериментальное изучение поверхностных поляритонов в металлах, полупроводниках и диэлектриках привлекает внимание многих исследователей [1, 2]. Поверхностные поляритоны являются модами электромагнитного поля с амплитудами, экспоненциально убывающими при удалении от границы раздела сред. Простейший пример системы, в которой возможно существование поверхностных поляритонов, – граница двух изотропных сред. Для этого диэлектрическая проницаемость одной из них должна быть отрицательной (поверхностно-активная среда), а другой – положительной. Диэлектрическая проницаемость отрицательна при некоторых частотах волн в металлах, а также в других материалах вблизи линий поглощения, когда проявляется сильная дисперсия.

В [3, 4] предсказан новый тип поверхностных электромагнитных возбуждений – бездисперсионные или слабодисперсионные поверхностные поляритоны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух прозрачных сред различной симметрии. Пограничные среды при этом могут быть поверхностью-неактивными, но одна из них должна быть анизотропной, а на материальные параметры сред накладываются некоторые дополнительные ограничения. Анизотропия хотя бы одной из пограничных сред, таким образом, является необходимым условием существования таких волн. В работе [5] были сформулированы общие условия существования бездисперсионных поверхностных электромагнитных волн на границе изотропной среды и анизотропного кристалла любого типа симметрии, описываемого положительно определенным тензором диэлектрической проницаемости. Было показано, что в такой системе поверхностные моды возникают лишь на некотором ограничении непрерывном множестве ориентаций плоскостей среза кристалла и направлений распространения волн по отношению к элементам его симметрии.

В [3] исследовались поверхностные электромагнитные волны, локализованные на границе прозрачной изотропной среды с диэлектрической про-

ниаемостью ϵ и прозрачного одноосного кристалла, характеризуемого прониаемостями ϵ_{\parallel} и ϵ_{\perp} в случае, когда оптическая ось параллельна границе раздела. Было показано, что такие волны могут распространяться лишь в некоторых направлениях относительно оси кристалла, при этом для материальных параметров сред должны выполняться условия $\epsilon_{\parallel} > \epsilon > \epsilon_{\perp}$.

Цель настоящей работы – исследование поверхностных волн на границах раздела поглощающих анизотропных сред. Простейшей здесь является структура одноосный кристалл – изотропная среда. Важно учесть влияние поглощения на характеристики поверхностных волн и оценить связанные с ним поправки по сравнению с идеализированным случаем прозрачных сред [3].

Наше рассмотрение базируется на общем (бескоординатном) операторно-тензорном подходе в описании поверхностных волн с использованием математического аппарата тензоров поверхностных импедансов и так называемого интегрального формализма [6].

Уравнения Максвелла и материальные уравнения для анизотропной диэлектрической поглощающей среды имеют вид [7]

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \\ \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H}. \end{cases}$$

Для монохроматических полей частоты ω обычно используется обобщенная индукция \mathbf{D}' , связанная с электрическим полем \mathbf{E} эффективным тензором диэлектрической прониаемости $\hat{\epsilon}$:

$$\mathbf{D}' = \hat{\epsilon} \mathbf{E}, \quad \hat{\epsilon} = \epsilon - \frac{4i\pi\sigma}{\omega} = \epsilon - i\tau,$$

где $\tau = (4\pi\sigma)/\omega$ – тензорный параметр поглощения. В этом случае уравнения Максвелла отличаются от соответствующих уравнений для прозрачных диэлектриков лишь заменой вещественной величины ϵ на комплексную.

Рассмотрим распространение поверхностных электромагнитных волн вдоль плоской границы раздела изотропной среды и одноосного кристалла. Совместим с этой границей плоскость xy декартовой системой координат. Пусть нормаль к границе, направления распространения поверхности волны и оси кристалла задаются единичными векторами \mathbf{q} , \mathbf{b} , \mathbf{c} соответственно, при этом вектор \mathbf{q} направлен вдоль оси z .

Будем считать, что полубесконечная изотропная среда с диэлектрической прониаемостью $\hat{\epsilon}' = \epsilon' - i\tau'$ занимает верхнее полупространство $z > 0$, а кристалл, оптическая ось которого параллельна плоскости раздела, характеризуемый тензором диэлектрической прониаемости $\hat{\epsilon} = \epsilon - i\tau$, – нижнее полупространство $z < 0$. Угол между векторами \mathbf{b} и \mathbf{c} задан и равен α . Тогда величины τ , ϵ , входящие в $\hat{\epsilon}$, – одноосные тензоры [7]:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_{\perp} + (\epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}) \mathbf{c} \otimes \mathbf{c}, \\ \tau &= \tau_{\perp} + (\tau_{\parallel} - \tau_{\perp}) \mathbf{c} \otimes \mathbf{c}, \end{aligned}$$

где $\mathbf{c} = \mathbf{b} \cos \alpha - \mathbf{a} \sin \alpha$, $\mathbf{a} = [\mathbf{b} \ \mathbf{q}]$.

Поле в каждой из сред представляет собой суперпозицию двух неоднородных парциальных монохроматических волн, экспоненциально затухающих при удалении от границы раздела. В изотропной среде напряженность магнитного поля

$$\mathbf{H}'(\mathbf{r}, t) = \sum_s^2 C'_s \mathbf{H}_s^0 \exp[ik(\mathbf{b}\mathbf{r} + \eta'_s \mathbf{q}\mathbf{r}) - i\omega t], \quad (1)$$

а в одноосном кристалле

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \sum_s^2 C_s \mathbf{H}_s^0 \exp[ik(\mathbf{b}\mathbf{r} + \eta_s \mathbf{q}\mathbf{r}) - i\omega t], \quad (2)$$

где $\mathbf{H}_s^0, \mathbf{H}_s^0$ – комплексные амплитуды парциальных волн на границе раздела сред, определяемые из системы уравнений Максвелла, C'_s, C_s – весовые коэффициенты, η_s, η'_s – безразмерные коэффициенты затухания парциальных волн. Коэффициенты η_s подчиняются условиям затухания поверхностной волны при удалении от границы раздела: в изотропной среде – $\text{Im}(k\eta_s) > 0$, в кристалле – $\text{Im}(k\eta'_s) < 0$.

Дисперсионное уравнение для поверхностных волн в рассматриваемом случае можно получить с использованием формализма тензоров поверхностных импедансов, который для плоской волны вводится как «тензорный коэффициент пропорциональности» между тангенциальными компонентами напряженностей электрического и магнитного полей: $[\mathbf{q}\mathbf{E}] = \gamma \mathbf{H}_t$. Для односоставного кристалла он имеет вид [6]

$$\begin{aligned} \gamma = & \frac{i}{\sqrt{b(a-v^2)} + \sqrt{a(d-v^2)}} \left[v^2 \left(d \sqrt{\frac{a-v^2}{d-v^2}} + \sqrt{ab} \right) \mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + \right. \\ & + v^2(b-a) \sqrt{\frac{a-v^2}{d-v^2}} \sin \alpha \cos \alpha (\mathbf{a} \otimes \mathbf{b} + \mathbf{b} \otimes \mathbf{a}) - \\ & \left. - \left(\sqrt{ab}(a-v^2) + \sqrt{\frac{a-v^2}{d-v^2}} (ab - v^2(a+b-d)) \right) \mathbf{a} \otimes \mathbf{a} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

а для изотропной среды

$$\gamma' = -iv^2 \sqrt{\frac{a'}{a'-v^2}} \mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + i\sqrt{a'(a'-v^2)} \mathbf{a} \otimes \mathbf{a}, \quad (4)$$

где $a = 1/\hat{\epsilon}_\perp$, $b = 1/\hat{\epsilon}_\parallel$, $a' = 1/\hat{\epsilon}'$, $d = a \cos^2 \alpha + b \sin^2 \alpha$. Безразмерная величина $v = \omega/(ck)$ представляет собой скорость распространения поверхностной волны (фазовую скорость) в единицах скорости света c в вакууме и называется приведенной частотой.

Из равенства тангенциальных составляющих поля на границе раздела следует дисперсионное уравнение для поверхностных волн $\det(\gamma - \gamma') = 0$. После подстановки в него (3), (4) имеем

$$F(v) = 0, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} F(v) = & \sqrt{ab} \sqrt{\frac{a-v^2}{d-v^2}} + a' + \\ & + \frac{i}{\sqrt{b(a-v^2)} + \sqrt{a(d-v^2)}} \left[\left(d \sqrt{\frac{a-v^2}{d-v^2}} + \sqrt{ab} \right) \sqrt{a'(a'-v^2)} + \right. \\ & \left. + \left(\sqrt{ab}(a-v^2) + \sqrt{\frac{a-v^2}{d-v^2}} (ab - v^2(a+b-d)) \right) \sqrt{\frac{a'}{(a'-v^2)}} \right]. \end{aligned}$$

Поскольку функция $F(v)$ для поглощающих сред является комплексно-значной функцией переменной v , численный метод решения уравнения (5) состоит в переходе к системе нелинейных уравнений:

$$\begin{cases} f_1(v) = \operatorname{Re}(F(v)) = 0, \\ f_2(v) = \operatorname{Im}(F(v)) = 0. \end{cases} \quad (6)$$

На основе данного метода нами была разработана программа для численного решения дисперсионного уравнения. Расчеты проводились для модельных сред с параметрами: $\hat{\epsilon}_{\perp}=3-i0,003$, $\hat{\epsilon}_{\parallel}=10-i0,01$, $\hat{\epsilon}'=4,5-i0,005$. Такой выбор обусловлен тем, что ширина интервала углов, в котором возможно существование поверхностных волн, тем больше, чем выше степень анизотропии $\epsilon_{\parallel}/\epsilon_{\perp}-1$ [3]. Известно, что сильная анизотропия может проявляться как в искусственных нетрадиционных материалах (композитных, мезокопических и др.), так и в материалах с перестраиваемыми (модулируемыми) свойствами [8].

Как было показано в [3], а затем в [5], на границе прозрачных одноосного кристалла и изотропной среды поверхностные волны могут быть возбуждены, если угол α , отсчитываемый от оптической оси c и определяющий направление их распространения, лежит в интервале $0 < \varphi_{\min} < \varphi_{\max} < \pi/2$. Границы углы φ_{\min} , φ_{\max} в этом случае находятся из следующих уравнений:

$$\sin^2 \varphi_{\min} = \frac{\zeta}{2} \left\{ 1 - \eta \zeta + \left[(1 - \eta \zeta)^2 + 4\eta \right]^{1/2} \right\}, \quad (7)$$

$$\sin^2 \varphi_{\max} = \frac{(1 + \eta)^3 \zeta}{(1 + \eta)^2 (1 + \eta \zeta) - \eta^2 (1 - \zeta)^2}, \quad (8)$$

где $\eta = \epsilon_{\parallel}/\epsilon_{\perp}-1$, $\zeta = (\epsilon'-\epsilon_{\perp})/(\epsilon_{\parallel}-\epsilon_{\perp})$. Далее мы показываем, что учет поглощения лишь незначительно изменяет интервал углов разрешенных направлений распространения.

Численное решение системы (6) позволяет найти зависимость действительной части приведенной частоты v (фазовой скорости в единицах c) от направления распространения волны (рис. 1). Сравнение значений действительной части v для сред с поглощением и без поглощения показывает, что они незначительно отличаются друг от друга на величину порядка τ^2 . Таким образом, для слабо поглощающих кристаллов ($\tau \sim 10^{-3} - 10^{-4}$) наличие поглощения не приводит к заметному изменению фазовой скорости поверхностной волны по сравнению с идеализированным случаем прозрачных кристаллов.

Представив пространственную зависимость векторов поля в виде

$$\mathbf{H}(x, y) = \mathbf{H}_0 \exp[i(k\mathbf{r})] = \mathbf{H}_0 \exp\left[i\left(\frac{\omega}{cv}\mathbf{r}\right)\right]$$

(см. также (1), (2)), заключаем, что интенсивность волны уменьшается в e раз на расстоянии $L=1/\chi$ вдоль направления распространения, где $\chi = \frac{2\omega}{c} \operatorname{Im} \frac{1}{v}$ – коэффициент поглощения, L – длина пробега. На рис. 2 приведены графики зависимости $c/\omega \operatorname{Im}[k] = \operatorname{Im}[1/v]$ от угла α (направления распространения). Проведенный нами анализ показывает, что значения минимальной части $1/v$, ответственной за затухание волны при ее распространении вдоль границы раздела, пропорциональны параметру поглощения τ .

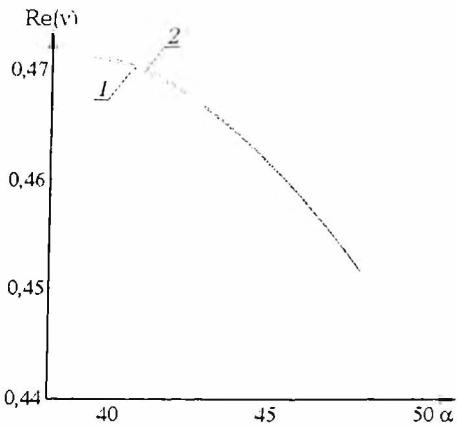


Рис. 1. Зависимость действительной части приведенной частоты v от направления распространения для различных значений τ : 1 – 0; 2 – 0.1

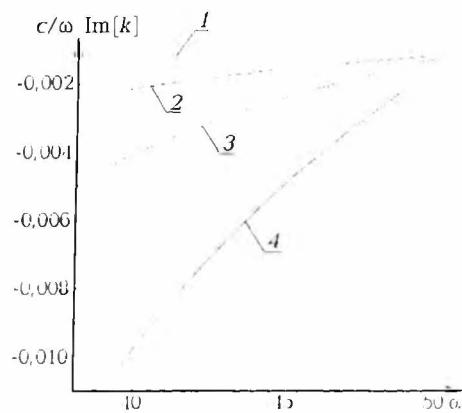


Рис. 2. Зависимость $c/\omega \operatorname{Im}[k] = \operatorname{Im}[1/v]$ от направления распространения для различных значений τ : 1 – 0.005; 2 – 0.01; 3 – 0.02; 4 – 0.05

Отметим, что в случае поглощающих сред, для которых τ имеет порядок $10^{-3} - 10^{-4}$, значения длины пробега равны $L = 10^{-4} - 10^{-5}$ м в видимой и $L = 10^{-3} - 10^{-1}$ м в микроволновой области, что хорошо согласуется с экспериментальными и теоретическими результатами [2, гл. 3].

На рис. 3 приведены графики зависимости Φ_{\min} , Φ_{\max} от величины параметра поглощения τ изотропной среды при постоянных τ_{\parallel} , τ_{\perp} . Видно, что поглощение в пограничных средах приводит к сужению диапазона разрешенных углов распространения поверхностных волн по сравнению со случаем прозрачных сред. Отметим, что и при увеличении значений параметров τ_{\parallel} , τ_{\perp} интервал углов существования также уменьшается.

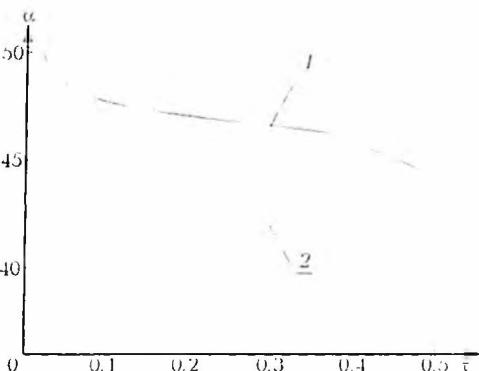


Рис. 3. Зависимость диапазона углов, в которых возможно существование поверхностного поляритона, от параметра поглощения τ в изотропной среде:
1 – Φ_{\max} , 2 – Φ_{\min}

Таким образом, учет поглощения в анизотропном одноосном кристалле и изотропной среде несущественно влияет на расположение разрешенных направлений распространения поверхностных волн вдоль границы раздела: как и в случае прозрачных сред, поверхности волны могут быть возбуждены лишь вдоль ограниченного множества направлений, характеризуемых граничными углами Φ_{\min} , Φ_{\max} . Эти углы зависят от параметров поглощения τ , τ_{\parallel} , τ_{\perp} и при малых ($\sim 10^{-2}$) их значениях слабо отличаются от Φ_{\min} (7), Φ_{\max} (8) для случая непоглощающих сред.

Длина пробега поверхностной волны оказывается обратно пропорциональной значениям параметров поглощения τ , τ_{\parallel} , τ_{\perp} .

1. Виноградов Е. А. // УФН. 2002. Т. 172. № 12. С. 1371.
2. Поверхностные поляритоны / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллса. М., 1985.
3. Дьяконов М. И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 4. С. 119.

4. Аверкиев Н.С., Дьяконов М.И. // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 68. № 5. С. 1118.
5. Furs A.N., Barkovsky L.M. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 1999. Vol. 1. P. 109.
6. Furs A.N., Barkovsky L.M. // Microwave and Opt. Technol. Lett. 1997. Vol. 14. P. 301.
7. Федоров Ф.И. Теория гиротропии. Мн., 1976.
8. Gleiter H. // Acta Materialia. 2000. Vol. 48. № 1. P. 1.

Поступила в редакцию 09.06.2003.

Владимир Михайлович Галынский – аспирант кафедры теоретической физики. Научный руководитель – А.Н. Фурс.

Александр Николаевич Фурс – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической физики.

УДК 535.37

Д.С. УМРЕЙКО, В.В. СЫТЬКО, И.В. БАРСУКОВ,
Н.А. АЛЕШКЕВИЧ, В.И. ПОКАТАШКИН

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ИОНОВ UO_2^{2+} В СОАКТИВИРОВАННЫХ UO_2^{2+} И Ln^{3+} ЛЮМИНОФОРАХ ПРИ БОЛЬШИХ ПЛОТНОСТЯХ МОЩНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

The effect of the induced absorption and excitation-radiation accumulation on the population of the lower excited state of uranyl complex has been considered.

Уранил UO_2^{2+} является эффективным сенсибилизатором люминесценции трехвалентных ионов редкоземельных элементов Ln^{3+} . Уже первые исследования переноса энергии электронного возбуждения от UO_2^{2+} к Ln^{3+} показали [1, 2], что его квантовая эффективность может достигать значений, близких к единице. Это обусловлено прежде всего преимущественным вкладом U5f-электронов в образование низких возбужденных (донорных) состояний ураниловых комплексов и f-природой акцепторных состояний Ln^{3+} [3–5].

Вопросам использования данного явления в материалах, соактивированных ионами UO_2^{2+} и Ln^{3+} , уделяется достаточно большое внимание. Рассматривается, в частности, возможность их применения в качестве оптических трансформаторов [4–7] и лазерных сред [8, 9], а также перспективность соактивированных UO_2^{2+} и Ln^{3+} аprotонных жидкостей как генерационных материалов с ядерной накачкой [10, 11]. Другим из направлений является создание на их базе кванtronов ОКГ с люминесцентными фильтрами и диффузно-люминесцентными покрытиями. В связи с этим возникает необходимость рассмотреть особенности преобразования энергии электронного возбуждения в уранил-лантанидной системе при высоких плотностях мощности возбуждения.

Нами исследована динамика населенности низких электронных состояний активных ионов в соактивированных UO_2^{2+} и Ln^{3+} фосфатных системах при возбуждении импульсом лампы накачки, традиционно используемой в лазерной технике.

Имея в виду роль уранила как сенсибилизатора, для начала рассмотрим «пассивную» фосфатную матрицу, содержащую только ураниловые комплексы. Особенности люминесценции уранила при повышенных плотностях мощности возбуждения изучались Н.А. Толстым и А.П. Абрамовым [12, 13]. Ими было показано, что квантовый выход и время затухания лю-