

## Поверхностные поляритоны на границе раздела поляризованный дираковский вакуум—нормальный металл

© А.И. Ломтев

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,  
83114 Донецк, Украина  
e-mail: lomtev@kinetic.ac.donetsk.ua

(Поступило в Редакцию 23 июня 2004 г.)

Проведено исследование поверхностных поляритонов, которые могут распространяться вдоль плоской границы раздела поляризованный дираковский вакуум—нормальный металл. Получены дисперсионные соотношения для поверхностной волны при разных типах поляризации поля и определены области ее существования по частоте. Указана возможность определения поляризующего дираковский вакуум постоянного электрического поля из экспериментов по возбуждению поверхностных волн.

До настоящего времени не ослабевает интерес к исследованию поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль плоских границ раздела сред с различными диэлектрическими свойствами [1–3]. Известно, что по границе раздела между двумя средами соответственно с положительной и отрицательной диэлектрическими проницаемостями ( $\varepsilon_1$  и  $-|\varepsilon_2|$ ) может распространяться поверхностная  $H$ -волна ( $P$ -поляризация), затухающая в глубь обеих сред [4].

Термин „поверхностная волна“ был впервые введен в связи с теорией распространения радиоволн над земной поверхностью. Ценнек [5,6] в 1907 г. теоретически показал, что вдоль проводящей поверхности земли (или моря) может распространяться медленная поверхностная волна в радиочастотном диапазоне. Эта волна принципиально не отличается от поверхностной волны, распространяющейся вдоль провода.

Оптические свойства пучков свободных электронов [7, § 13,48] позволяют исследовать их внутреннюю структуру. Отметим, что, согласно Дираку [8], вакуум также является множеством свободных электронов, заполняющих все возможные уровни с отрицательными энергиями. В настоящей работе показано, что исследование поверхностных поляритонов на границе раздела поляризованный дираковский вакуум—нормальный металл можно использовать для изучения (в частности, для измерения напряженностей) очень сильных постоянных электрических полей  $E_0 < E_{cr} = m^2 c^3 / e \hbar = 1.3 \cdot 10^{16}$  В/см (в противоположном случае  $E_0 > E_{cr}$  просто происходит пробой вакуума).

Поляризованный полем  $\mathbf{E}_0$  дираковский вакуум проявляет не только диэлектрические, но и магнитные свойства так, что тензоры его диэлектрической и магнитной проницаемостей имеют вид [9]

$$\varepsilon_{1ij} = (1 + 8\pi R E_0^2) \delta_{ij} + 16\pi R E_{0i} E_{0j}, \quad (1)$$

$$\mu_{1ij} = (1 - 8\pi R E_0^2) \delta_{ij} + 56\pi R E_{0i} E_{0j}, \quad (2)$$

где  $R = \alpha / 360\pi^2 E_{cr}^2$  и  $\alpha = e^2 / \hbar c$ .

Отметим, что формулы (1), (2) пригодны для описания как постоянных, так и переменных полей, если частота изменения последних  $\omega \ll mc^2 / \hbar$  [10].

Диэлектрическая проницаемость нормального металла записывается в виде [11,12]

$$\varepsilon_{2ij} = \varepsilon_2 \delta_{ij} = [1 - \omega_p^2 / \omega(\omega + i/\tau)] \delta_{ij}, \quad (3)$$

где  $\omega_p = (4\pi n e^2 / m^*)^{1/2}$  — электронная плазменная частота,  $n$  — плотность электронов,  $e$  — заряд электрона,  $m^*$  — эффективная масса носителей заряда,  $\tau$  — время электронной релаксации (время между последовательными столкновениями электронов с дефектами или примесями).

Форма записи диэлектрической проницаемости (3) представляет вклад внутризонных переходов в диэлектрическую проницаемость газа почти свободных электронов металла или полупроводника  $n$ -типа. В очень чистых металлах  $\tau \approx 10^{-9}$  с, а для типичного металла  $\omega_p \approx 10^{16}$  с $^{-1}$  [12]. Поэтому в области аномальной дисперсии металла при частотах  $\tau^{-1} \ll \omega < \omega_p$ , где  $\omega \approx 10^{15} - 10^{16}$  с $^{-1}$ , заведомо можно пренебречь мнимой частью диэлектрической проницаемости (3) и считать затухание слабым. При этом диэлектрическая проницаемость (3) будет вещественной и отрицательной функцией частоты

$$\varepsilon_{2ij} = \varepsilon_2 \delta_{ij} = -(\omega_p^2 / \omega^2 - 1) \delta_{ij}, \quad (4)$$

а металл будет являться поверхностно-активной средой [13].

В качестве металла может быть использован металл щелочной группы, например Na, со сферической поверхностью Ферми, что обеспечивает изотропизацию его диэлектрической проницаемости. Магнитная проницаемость немагнитного металла  $\mu_{2ij} = \delta_{ij}$ .

Рассмотрим возможность распространения поверхностных электромагнитных  $H$ -волн вдоль границы раздела поляризованный дираковский вакуум—нормальный металл. Выберем границу раздела в качестве плоскости  $xu$ , причем волна распространяется вдоль оси  $x$ , а

поле  $\mathbf{H}$  — параллельно оси  $y$ . Для волн  $P$ -поляризации, пропорциональных  $\exp(-i\omega t)$ , с отличными от нуля компонентами  $\{E_x, H_y, E_z\}$  уравнения Максвелла записываются в виде

$$\begin{aligned} \partial H_y / \partial z &= i(\omega/c)D_x, & \partial H_y / \partial x &= -i(\omega/c)D_z, \\ \partial E_x / \partial z - \partial E_z / \partial x &= i(\omega/c)B_y, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\mathbf{D} = \tilde{\epsilon}\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B} = \tilde{\mu}\mathbf{H}$ .

Пусть полупространство  $z > 0$  заполнено поляризованным дираковским вакуумом с положительной ( $\tilde{\epsilon}_1$ ), а полупространство  $z < 0$  — нормальным металлом с отрицательной ( $\tilde{\epsilon}_2$ ) диэлектрической проницаемостью. Ищем поле в затухающей при  $z \rightarrow \pm\infty$  волне в виде

$$H_1 = H_0 \exp(ikx - \kappa_1 z) \quad \text{при } z > 0, \quad (6)$$

$$H_2 = H_0 \exp(ikx + \kappa_2 z) \quad \text{при } z < 0, \quad (7)$$

причем  $k$ ,  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$  вещественны. Граничное условие  $H_1(z=0) = H_2(z=0)$  уже удовлетворено, а условие непрерывности  $E_x$  приводит к дисперсионному уравнению  $k = k(\omega)$

$$\frac{1}{\epsilon_{1xx}} \frac{\partial H_1}{\partial z} = \frac{1}{\epsilon_2} \frac{\partial H_2}{\partial z} \quad \text{при } z = 0 \quad (8)$$

или

$$\frac{\kappa_1}{\epsilon_{1xx}} = \frac{\kappa_2}{|\epsilon_2|}. \quad (9)$$

Как будет видно из дальнейшего,  $\kappa_2 > \kappa_1$  и для существования поверхностных волн необходимо выполнение неравенства  $|\epsilon_2| > \epsilon_{1xx}$ , которое налагает ограничение на область допустимых частот сверху  $\omega < \omega_p / (1 + \epsilon_{1xx})^{1/2}$ . Следовательно, частота поверхностной волны должна удовлетворять неравенствам  $\tau^{-1} \ll \omega < \omega_p / (1 + \epsilon_{1xx})^{1/2}$ .

Согласно уравнениям Максвелла (5) для поля (7), выражение для величины  $\kappa_2$  имеет вид

$$\kappa_2^2 = k^2 + \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{c^2}. \quad (10)$$

Теперь предположим, что поляризационное поле  $\mathbf{E}_0 = (E_{0x}, 0, 0)$ . Для данного направления поляризации поля выражение для величины  $\kappa_1$ , согласно уравнениям Максвелла (5) для поля (6), принимает вид

$$\kappa_1^2 = (1 + 24\pi RE_{0x}^2) \left[ \frac{k^2}{1 + 8\pi RE_{0x}^2} - \frac{\omega^2}{c^2} (1 - 8\pi RE_{0x}^2) \right]. \quad (11)$$

Дисперсионное уравнение (9) с учетом (10) и (11) выражается следующим соотношением

$$\begin{aligned} k^2(\omega) &= \frac{\omega^2}{c^2} \\ &\times \left\{ \frac{(1 + 8\pi RE_{0x}^2)(\omega_p^2 - \omega^2) \times \right. \\ &\quad \left. \times [(1 - 8\pi RE_{0x}^2)\omega_p^2 + 32\pi RE_{0x}^2\omega^2]}{\omega_p^2(\omega_p^2 - 2\omega^2) - 32\pi RE_{0x}^2\omega^4(1 + 6\pi RE_{0x}^2)} \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

В этом случае частота поверхностной волны должна удовлетворять неравенствам

$$\tau^{-1} \ll \omega < \omega_p / \sqrt{2(1 + 12\pi RE_{0x}^2)}.$$

Если поляризационное поле направлено по оси  $y$   $\mathbf{E}_0 = (0, E_{0y}, 0)$ , то соотношение для величины  $\kappa_1$  поля (6), согласно уравнениям (5),

$$\kappa_1^2 = (1 + 8\pi RE_{0y}^2) \left[ \frac{k^2}{1 + 8\pi RE_{0y}^2} - \frac{\omega^2}{c^2} (1 + 48\pi RE_{0y}^2) \right] \quad (13)$$

с учетом (10) приводит к следующему дисперсионному соотношению:

$$\begin{aligned} k^2(\omega) &= \frac{\omega^2}{c^2} \\ &\times \left\{ \frac{(1 + 8\pi RE_{0y}^2)(\omega_p^2 - \omega^2) \times \right. \\ &\quad \left. \times [(1 + 48\pi RE_{0y}^2)\omega_p^2 - 40\pi RE_{0y}^2\omega^2]}{\omega_p^2(\omega_p^2 - 2\omega^2) - 16\pi RE_{0y}^2\omega^4(1 + 4\pi RE_{0y}^2)} \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Частота поверхностной волны в этом случае должна удовлетворять неравенствам

$$\tau^{-1} \ll \omega < \omega_p / \sqrt{2(1 + 4\pi RE_{0y}^2)}.$$

Если поляризационное поле направлено по оси  $z$   $\mathbf{E}_0 = (0, 0, E_{0z})$ , то выражение для величины  $\kappa_1$  поля (6), согласно уравнениям (5),

$$\kappa_1^2 = (1 + 8\pi RE_{0z}^2) \left[ \frac{k^2}{1 + 24\pi RE_{0z}^2} - \frac{\omega^2}{c^2} (1 - 8\pi RE_{0z}^2) \right] \quad (15)$$

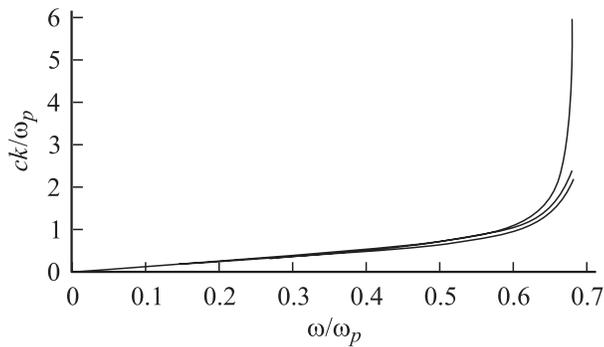
с учетом (10) приводит к следующему дисперсионному уравнению

$$\begin{aligned} k^2(\omega) &= \frac{\omega^2}{c^2} \\ &\times \left\{ \frac{(1 + 24\pi RE_{0z}^2)(\omega_p^2 - \omega^2) \times \right. \\ &\quad \left. \times [(1 - 8\pi RE_{0z}^2)\omega_p^2 + 16\pi RE_{0z}^2\omega^2]}{\omega_p^2(\omega_p^2 - 2\omega^2) - 32\pi RE_{0z}^2\omega^4(1 + 6\pi RE_{0z}^2)} \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

При этом частота поверхностной волны должна удовлетворять следующим неравенствам:

$$\tau^{-1} \ll \omega < \omega_p / \sqrt{2(1 + 4\pi RE_{0z}^2)}.$$

Из сравнения дисперсионных уравнений (12), (14) и (16) видно, что поляризационное поле дираковского вакуума приводит к явлению зависимости вида спектра поверхностной волны от типа поляризации этого поля.



Зависимости приведенного волнового вектора  $ck/\omega_p$  от приведенной частоты  $\omega/\omega_p$  для поверхностных поляритонов. Решение дисперсионного уравнения (12) — нижняя кривая; решение дисперсионного соотношения (14) — средняя кривая; решение дисперсионного уравнения (16) — верхняя кривая при значении параметров:  $\epsilon_{1xx} \approx 1$ ,  $RE_{0x}^2 = 10^{-3}$ ,  $RE_{0y}^2 = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $RE_{0z}^2 = 3 \cdot 10^{-3}$ , в допустимой области частот  $10^{-5} \leq \omega/\omega_p < 0.7$ .

На рисунке приведены дисперсионные кривые поверхностных поляритонов как численные решения дисперсионных уравнений (12), (14) и (16). Из рисунка следует, что наиболее существенное различие ветвей спектра, обусловленное направлением поляризующего дираковский вакуум поля, наблюдается при частотах, близких к частоте  $\omega \approx \omega_p/(1 + \epsilon_{1xx})^{1/2}$ . Из выражения для величины  $\kappa_2$  (10) и законов дисперсии (12), (14) и (16) следует, что глубина проникновения электромагнитного поля поверхностной волны в металл  $\delta = \kappa_2^{-1} \approx c/\omega_p = \sqrt{3}c/v_F k_S \gg r_{TF}$ , где  $v_F \approx 10^5 - 10^6$  cm/s — фермиевская скорость электронов,  $k_S^{-1} = r_{TF}$  — радиус Томаса-Ферми. С другой стороны, длина свободного пробега электронов в металле  $l = \tau v_F = \sqrt{3}\tau\omega_p r_{TF} \gg r_{TF}$ . Величина отношения  $\delta/l = (c/v_F)/\omega_p \tau \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ . В силу неравенства  $\delta \ll l$  можно считать, что поверхностная волна в металле испытывает режим аномального скин-эффекта.

Исследованные волны с законами дисперсии (12), (14) и (16) являются поверхностными волнами типа волн Ценнека [5,6], распространяющимися вдоль плоской поверхности раздела поляризованный дираковский вакуум–изотропный нормальный металл в видимом диапазоне частот.

Если объем поляризованного дираковского вакуума доступен в эксперименте, то определять вклад поляризационного поля проще всего, измеряя оптическое двулучепреломление для линейно поляризованного излучения либо измеряя угол поворота эллипса поляризации эллиптически поляризованного света [9]. Если же по каким-либо причинам в эксперименте доступна лишь поверхность вакуума, то из дисперсионных соотношений (12), (14) и (16) соответственно, проводя оптические эксперименты по возбуждению поверхностных волн, легко определить вклады  $RE_{0x}^2$ ,  $RE_{0y}^2$  и  $RE_{0z}^2$  в диэлектрическую и магнитную проницаемости поляризованного дираковского вакуума.

Отметим, что распространение поверхностных  $E$ -волн ( $S$ -поляризация) с компонентами  $\{H_x, E_y, H_z\}$  вдоль границы раздела поляризованный дираковский вакуум–нормальный металл, как легко убедиться, вообще невозможно.

В заключение выражаю признательность С.В. Тарасенко за полезную консультацию, а также Ю.В. Медведеву и И.Б. Краснюку за внимание и поддержку.

## Список литературы

- [1] Falko V.L., Khankina S.I., Yakovenko V.V. // Phys. Lett. A. 1995. Vol. 209. N 1–2. P. 118–122.
- [2] Pascual M.F., Zierau W., Leskova T.F., Maradudin A.A. // Optics Commun. 1998. Vol. 155. N 4–6. P. 351–360.
- [3] Dmitruk N.L., Mamykin S.V., Rengevych O.V. // Appl. Surf. Sci. 2000. Vol. 166. N 1–4. P. 97–102.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. § 88. 620 с.
- [5] Zenneck J. // Ann. Phys. 1907. Vol. 3. N 4. P. 846–851.
- [6] Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. § 63. 581 с.
- [7] Harutunian V.M., Oganesyanyan S.G. // Phys. Rep. 1976. Vol. 270. N 1. P. 217–221.
- [8] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория. Ч. II. М.: Наука, 1971. 287 с.
- [9] Оганесян С.Г. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 14. С. 45–47.
- [10] Гриб А.А., Мамаев С.Г., Мостепаненко В.М. Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях. М.: Наука, 1988. 290 с.
- [11] Пайнс Д. Элементарные возбуждения в твердых телах. М.: Мир, 1965. 382 с.
- [12] Платцман Ф., Вольф П. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975. 436 с.
- [13] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.