01

Поверхностные электромагнитные волны на границе раздела сверхтекучая жидкость—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 18 февраля 2004 г.)

Проведено исследование поверхностных электромагнитных волн, которые могут распространяться вдоль плоской границы раздела сверхтекучая жидкость—нормальный металл. Получены дисперсионные соотношения для поверхностных волн с различной поляризацией оптической анизотропии сверхтекучей жидкости и определены области их существования по частоте. Указана возможность определения анизотропного оптического вклада в диэлектрическую проницаемость сверхтекучей жидкости из экспериментов по возбуждениию поверхностных электромагнитных волн.

До настоящего времени не ослабевает интерес к исследованию поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль плоских границ раздела сред с различными диэлектрическими свойствами [1–3]. Термин „поверхностная волна" был впервые введен в связи с теорией распространения радиоволн над земной поверхностью. В работе [4] в 1907 г. теоретически показано, что вдоль проводящей поверхности земли (или моря) может распространяться медленная поверхностная волна в радиодиапазоне частот. Эта волна принципиально не отличается от поверхностной волны, распространяющейся вдоль провода.

Известно также, что по границе раздела между двумя средами соответственно с положительной и отрицательной диэлектрическими проницаемостями (ε_1 и $-|\varepsilon_2|$) может распространяться поверхностная H-волна (P-поляризация), затухающая в глубь обеих сред [5].

В сверхтекучей жидкости возможны два типа макроскопического движения со скоростями нормальной v_n и сверхтекучей v_s компонент. Поэтому тензор диэлектрической проницаемости может зависеть от относительной скорости $w = v_n - v_s$. Тем самым в однородной, термодинамически равновесной жидкости возможно появление оптической анизотропии, определяемой соотношением [6]

$$\delta\varepsilon_{ij} = \lambda w_i w_j. \tag{1}$$

Здесь $\delta\varepsilon_{ij}$ — нескалярная часть диэлектрической проницаемости; λ — постоянная оптической анизотропии, точнее функция температуры и давления.

В фононной области сравнительно низких температур постоянная оптической анизотропии определяется выражением [6]

$$\lambda_P = -(\varepsilon_1 - 1)^2 \frac{\rho_{Pn}}{\rho} \frac{1}{s^2}, \tag{2}$$

где ε_1 — изотропная часть диэлектрической проницаемости, ρ — плотность жидкости, ρ_{Pn} — фононная часть плотности нормальной компоненты, s — скорость звука.

В высокотемпературной ротонной области постоянная оптической анизотропии дается выражением [6]

$$\lambda_R = -(\varepsilon_1 - 1)^2 \frac{\rho_{Rn}}{\rho} \frac{p^0}{5T\Delta}, \tag{3}$$

где ρ_{Rn} — ротонная нормальная плотность, p_0 и Δ — импульс и энергия ротонов, T — температура.

Полный тензор диэлектрической проницаемости сверхтекучей жидкости $\tilde{\varepsilon}_{1ij} = \varepsilon_1\delta_{ij} + \lambda w_i w_j$ может быть приведен к главным осям, когда он представлен в виде

$$\tilde{\varepsilon}_{1ij} = (\varepsilon_1 + \lambda w_i^2)\delta_{ij}. \tag{4}$$

Его главные значения положительны, так как $\varepsilon_1 \geq 1$, а анизотропный член $|\lambda|w_i^2 \ll 1$.

Диэлектрическая проницаемость нормального металла записывается в виде [7,8]

$$\tilde{\varepsilon}_{2ij} = \varepsilon_2\delta_{ij} = \left[1 - \omega_p^2/\omega(\omega + i/\tau)\right]\delta_{ij}, \tag{5}$$

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

Форма записи диэлектрической проницаемости (5) представляет вклад внутризонных переходов в диэлектрическую проницаемость газа почти свободных электронов металла или полупроводника n-типа. В очень чистых металлах (тем более при гелиевых температурах) $\tau \approx 10^{-9}$ s, а для типичного металла $\omega_p \approx 10^{16}\,\mathrm{s}^{-1}$ [8]. Поэтому в области аномальной дисперсии металла при частотах $\tau^{-1} \ll \omega < \omega_p$, где $\omega \approx 10^{15}-10^{16}\,\mathrm{s}^{-1}$, заведомо можно пренебречь мнимой частью диэлектрической проницаемости (5) и считать затухание слабым. При этом диэлектрическая проницаемость (5) будет вещественной и отрицательной функцией частоты

$$\tilde{\varepsilon}_{2ij} = \varepsilon_2\delta_{ij} = -(\omega_p^2/\omega^2 - 1)\delta_{ij}, \qquad (6)$$

а металл будет являться поверхностно-активной средой [9].

В качестве металла может быть использован металл щелочной группы, например Na, со сферической поверхностью Ферми, что обеспечивает изотропизацию его диэлектрической проницаемости.

Рассмотрим возможность распространения поверхностных электромагнитных H-волн вдоль границы раздела сверхтекучая жидкость–нормальный металл. В системе координат, в которой тензоры контактирующих сред (4) и (6) диагональны, выберем границу раздела в качестве плоскости xy, причем волна распространяется вдоль оси x, а поле 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

$$\partial H_y/\partial z = i(\omega/c)D_x, \quad \partial H_y/\partial x = -i(\omega/c)D_z,$$

$$\partial E_x/\partial z - \partial E_z/dx = i(\omega/c)H_y, \qquad (7)$$

где $D = \tilde{\varepsilon}E$.

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

$$H_1 = H_0 \exp(ikx - \kappa_1 z) \quad \text{при} \quad z > 0, \qquad (8)$$

$$H_2 = H_0 \exp(ikx + \kappa_2 z) \quad \text{при} \quad z < 0, \qquad (9)$$

причем k, κ_1, κ_2 вещественны. Граничное условие $H_1(z=0) = H_2(z=0)$ уже удовлетворено, а условие непрерывности E_x приводит к дисперсионному уравнению $k = k(\omega)$

$$\frac{1}{\varepsilon_{1xx}}\frac{\partial H_1}{\partial z} = \frac{1}{\varepsilon_2}\frac{\partial H_2}{\partial z} \quad \text{при} \quad z = 0 \qquad (10)$$

или

$$\frac{\kappa_1}{\varepsilon_{1xx}} = \frac{\kappa_2}{|\varepsilon_2|}. \qquad (11)$$

Как будет видно из дальнейшего $\kappa_2 > \kappa_1$, для существования поверхностных волн необходимо выполнение неравенства $|\varepsilon_2| > \varepsilon_{1xx}$, которое налагает ограничение на область допустимых частот сверху $\omega < \omega_p/(1+\varepsilon_{1xx})$. Следовательно, частота поверхностной волны должна удовлетворять неравенствам $\tau^{-1} \ll \omega < \omega_p/(1+\varepsilon_{1xx})$.

Согласно уравнениям Максвелла (7) для поля (9), выражение для величины κ_2 имеет вид

$$\kappa_2^2 = k^2 + \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{c^2}. \qquad (12)$$

Теперь предположим, что относительная скорость $w = (w_x, 0, 0)$. Для данного направления относительной скорости выражение для величины κ_1, согласно уравнениям Максвелла (7) для поля (8), принимает вид

$$\kappa_1^2 = \frac{\varepsilon_1 + \lambda w_x^2}{\varepsilon_1}\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\right). \qquad (13)$$

Дисперсионное уравнение (11) с учетом (12) и (13) можно записать в виде

$$k^2(\omega) = \frac{\omega^2(\omega_p^2 - \omega^2)\varepsilon_1[\omega^2(\varepsilon_1 + \lambda w_x^2) + \omega_p^2 - \omega^2]}{c^2[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 - \omega^4\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \lambda w_x^2)]}. \qquad (14)$$

Если относительная скорость направлена по оси z, $w = (0, 0, w_z)$ и соотношение для величины κ_1 приобретает вид

$$\kappa_1^2 = \frac{k^2\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \lambda w_z^2} - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1, \qquad (15)$$

а дисперсионное уравнение (11) при учете (12) и (15) записывается в виде

$$k^2(\omega) = \frac{\omega^2(\omega_p^2 - \omega^2)(\varepsilon_1 + \lambda w_z^2)[\omega^2(\varepsilon_1 - 1) + \omega_p^2]}{c^2[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 - \omega^4\varepsilon_1(\varepsilon_1 + \lambda w_z^2)]}. \qquad (16)$$

В общем случае поляризации относительной скорости, когда $w = (w_x, 0, w_z)$, выражение для величины κ_1

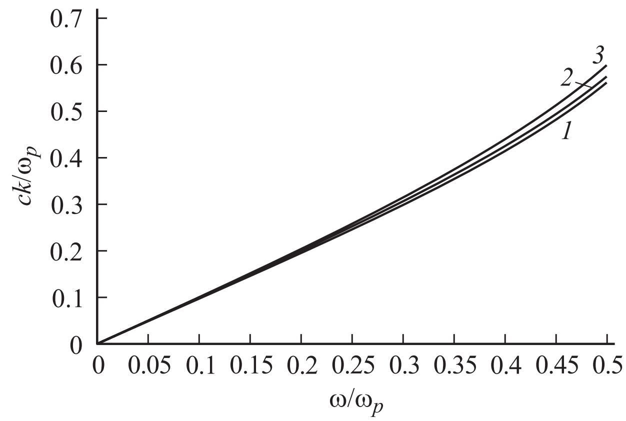
$$\kappa_1^2 = (\varepsilon_1 + \lambda w_x^2)\left(\frac{k^2}{\varepsilon_1 + \lambda w_z^2} - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \qquad (17)$$

приводит к дисперсионному соотношению (11) с учетом (12) в виде

$$k^2(\omega) = \frac{\omega^2(\omega_p^2 - \omega^2)(\varepsilon_1 + \lambda w_z^2)[\omega_p^2 + \omega^2(\varepsilon_1 + \lambda w_x^2 - 1)]}{c^2[(\omega_p^2 - \omega^2)^2 - \omega^4(\varepsilon_1 + \lambda w_x^2)(\varepsilon_1 + \lambda w_z^2)]}. \qquad (18)$$

Из сравнения дисперсионных уравнений (14), (16) и (18) видно, что оптическая анизотропия сверхтекучей жидкости приводит к явлению зависимости вида спектра поверхностной волны от типа поляризации оптической анизотропии.

На рисунке приведены дисперсионные кривые поверхностных электромагнитных волн как численные решения дисперсионных уравнений (14), (16) и (18). Из рисунка следует, что наиболее существенное различие ветвей спектра, обусловленное типом поляризации оптической анизотропии жидкого гелия, наблюдается при частотах, близких к частоте $\omega \approx \omega_p/(1+\varepsilon_{1xx})$. Из выражения для величины κ_2 (12) и законов дисперсии (14), (16) и (18) следует, что глубина проникновения электромагнитного поля поверхностной волны в металл $\delta = \kappa_2^{-1} \approx c/\omega_p = c/\sqrt{3}v_F k_s \gg r_D$, где $v_F \approx 10^5$–10^6 cm/s — фермиевская скорость электронов, $k_s^{-1} = r_D$ — дебаевский радиус экранирования. Однако длина свободного пробега электронов в металле $1 = \tau v_F = (\tau\omega_p/\sqrt{3})r_D \gg r_D$. Величина отношения $\delta/1 = (c/v_F)/\omega_p\tau \approx 10^{-2}$–$10^{-3}$. В силу неравенства $\delta \ll 1$ можно считать, что поверхностная волна в металле испытывает режим аномального скин-эффекта.



Зависимости приведенного волнового вектора ck/ω_p от приведенной частоты ω/ω_p для поверхностных электромагнитных волн. *1* — решение дисперсионного уравнения (18), *2* — решение дисперсионного соотношения (16), *3* — решение дисперсионного уравнения (14) при значении параметров: $\varepsilon_{1xx} \approx 1$, $|\lambda|w_x^2 \approx |\lambda|w_z^2 - 10^{-3}$ в допустимой области частот $10^{-5} \leq \omega/\omega_p < 0.5$.

Исследованные волны с законами дисперсии (14), (16) и (18) являются поверхностными волнами типа волн [4], распространяющихся вдоль плоской поверхности раздела оптически анизотропная сверхтекучая жидкость—изотропный нормальный металл в видимом диапазоне частот.

Если объем сверхтекучей жидкости доступен в эксперименте, то определять вклад оптической анизотропии жидкого гелия проще всего, измеряя оптическое двулучепреломление для линейно поляризованного излучения [6] либо измеряя угол поворота эллипса поляризации эллиптически поляризованного света. Если же по каким-либо причинам в эксперименте доступна лишь поверхность жидкости, то из дисперсионных соотношений (14) и (16), проводя оптические эксперименты по возбуждению поверхностных волн, легко определить анизотропные вклады λw_x^2 и λw_z^2 в диэлектрическую проницаемость сверхтекучей жидкости.

Важно отметить, что распространение поверхностных E-волн (S-поляризация) с компонентами $\{H_x, E_y, H_z\}$ вдоль границы раздела сверхтекучая жидкость—нормальный металл, как легко убедиться, вообще невозможно.

В заключение выражаю признательность С.В. Тарасенко за полезную консультацию и благодарность 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] *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1957. § 63. 581 с.
[5] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. § 88. 620 с.
[6] *Андреев А.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. Вып. 3. С. 191–193.
[7] *Пайнс Д.* Элементарные возбуждения в твердых телах. М.: Мир, 1965. 382 с.
[8] *Платцман Ф., Вольф П.* Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975. 436 с.
[9] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича, Д.Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 525 с.