ISSN 0002-354X

ДОКЛАДЫ
АКАДЕМИИ НАУК БССР

ТОМ XXVIII

5

1984

Доклады Академии наук БССР

1984 Том XXVIII № 5

УДК 538.61

В. Р. СОБОЛЬ

ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА МЕТАЛЛОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ ЗАКОНЕ ДИСПЕРСИИ

(Представлено академиком АН БССР Б. Б. Бойко)

Закон дисперсии электронов проводимости проявляется во многих свойствах металлов, но наиболее сильно в структурно-чувствительных магнитных явлениях, таких, как гальвано-термомагнитные, а также высокочастотные типа циклотронного резонанса ([1]). Одна из проблем оптики металлов сводится к вопросу о том, насколько существенно влияет дисперсия электронов проводимости наряду с зонной структурой на их оптические свойства. В структурно-чувствительных явлениях дисперсия проявляется в электронных конфигурациях в сильном магнитном поле; при одновременном действии высокочастотного и статического магнитного полей характер движения электронов на поверхности металла связан с энергетическим спектром и со спектром высокочастотного поля. В данной задаче рассматривается воздействие на металл излучения частотой, примерно равной плазменной частоте $\omega_{\text{пл}}$ и ниже ее, близкая красная область не захватывается, так как связь между высокочастотными током и полем при этом не будет локальной, возможные межзонные оптические переходы не изучаются.

Для характеристики свойств металла в высокочастотном поле используется поверхностный импеданс, связывающий компоненты поля на поверхности с полным током: $\mathscr{E}_\alpha(0)=Z_{\alpha,\beta}I_\beta$ $(\alpha, \beta=x, z)$, где x, z лежат в плоскости поверхности металла, y совпадает с внутренней нормалью. Применим следующие обозначения: τ — время релаксации, t — время движения электрона от некоторой начальной точки в данную, p_z — проекция импульса электрона на вектор напряженности магнитного поля H, E — энергия электрона. Для электромагнитной волны, поляризованной вдоль оси x, т. е. $\mathscr{E}e^{i\omega t}=\mathscr{E}_x e^{i\omega t}$, при ее нормальном падении компоненты тензора Z могут быть найдены из решений уравнения Максвелла и уравнения для плотности тока:

$$\mathscr{E}''(y)=\frac{4\pi i\omega}{c^2}\,j(y)-\frac{\omega^2}{c^2}\,\mathscr{E}(y);\quad \mathscr{E}''(y)=\frac{d^2\mathscr{E}(y)}{dy^2}\,; \tag{1}$$

$$j(y)=\frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3}\int v f d^3p, \tag{2}$$

где f — неравновесная добавка электронной функции распределения, обусловленная внешним воздействием. В области высоких частот пространственной дисперсией можно пренебречь ([2]), и в результате кинетическое уравнение для неравновесной функции в линейном приближении по полю в переменных E, p_z, t имеет вид ([1])

$$i\omega f+\frac{\partial f}{\partial t}+\frac{f}{\tau}=e\mathscr{E}v\,\frac{\partial f_0}{\partial E}\,, \tag{3}$$

где $f_0=\left[\exp\frac{E-E_F}{k_Б T}+1\right]^{-1}$. При локальной связи между током и полем условия взаимодействия электрона с поверхностью не существенны, так как оптические характеристики металла определяются объемными явлениями [3]. Для нахождения тензора поверхностного импеданса компонента поля $\mathscr{E}(y)$ может быть продолжена четным образом на отрицательную полуплоскость, т. е. $\mathscr{E}(-y)=\mathscr{E}(y)$, и применено фурье-преобразование:

$$-k^2\mathscr{E}_k-2\mathscr{E}'(0)+\frac{\omega^2}{c^2}\mathscr{E}_k=\frac{4\pi i\omega}{c^2}\mathscr{E}_k.$$

С учетом того, что

$$Z=R+iX=-\frac{4\pi i\omega}{c^2}\frac{\mathscr{E}(0)}{\mathscr{E}'(0)} \text{ и } \mathscr{E}(y)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\mathscr{E}_k e^{iky}dk,$$

после обратного фурье-преобразования получим

$$Z_{xx}=Z=\frac{4\pi}{c}\frac{1}{\left[1-\frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{xx}\right]^{1/2}}. \tag{4}$$

В то же время известно, что $\sqrt{1-\frac{4\pi i}{\omega}\sigma}=N$; N — комплексный показатель преломления. Таким образом, для определения компоненты тензора поверхностного импеданса необходимо записать вид выражения для эффективной проводимости σ_{xx}, который может быть найден подстановкой f из (3) в (2):

$$\sigma_{ik}=\frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3}\frac{eH}{c}\int\limits_0^\infty dE\int\limits_{p_{z\min}}^{p_{z\max}}dp_z\int\limits_0^T dt v_i(t)\int\limits_{-\infty}^0 dt' v_k(t'+t)e^{\left(i\omega+\frac{1}{\tau}\right)t'}, \tag{5}$$

где T — период ларморовской прецессии электрона. Вначале рассмотрим замкнутую поверхность Ферми. В общем случае зависимость энергии от импульса для различных сечений E, $p_z=\text{const}$ не квадратична и циклотронная частота ω_c меняется в некоторых пределах. В данном приближении резонансные явления отсутствуют, так как $\omega_c\ll\omega$, поэтому допустимо оперирование некой интерполированной ларморовской частотой и, следовательно, зависимость энергии электрона от импульса при этом будет квадратичной. При облучении поверхности металла светом электрон за время периода высокочастотного поля успевает пройти лишь малые участки своей траектории. Это позволяет применить приближение: $p_x=m^*v_x$; $p_y=m^*v_y$. За время своего пробега электрон многократно входит в скин-слой, и каждый последующий цикл его взаимодействия с высокочастотным полем отличается от предыдущего дополнительным фазовым множителем $\sim\exp-(i\omega+\tau^{-1})T$. Это позволяет в (5) заменить пределы интегрирования от $-\infty$ до 0 на от $-T$ до 0 и просуммировать все дополнительные фазовые множители. Максимальный путь в скин-слое проходят лишь $n\delta/l$ электронов [4], где n — плотность электронов; δ — глубина скин-слоя; l — длина свободного пробега. Разлагая $v_x(t+t')$ в ряд в точке t, меняя порядок интегрирования, используя $dp_x/dt=-eHv_y/c$; $dp_y/dt=eHv_x/c$, из (4), (5) получаем компоненту импеданса

$$Z_{xx}=\frac{4\pi}{c}\left\{1-\frac{\omega_{пл}^2}{\omega^2}\frac{\delta}{l}\left[1+i\frac{1}{\omega\tau}+\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2-\frac{1}{(\omega\tau)^2}\right]\right\}^{-1/2}. \tag{6}$$

В металлах ($\omega_{пл}\sim10^{16}$ с$^{-1}$) током смещения можно пренебречь.

Таким образом, импеданс в магнитных полях — величина преимущественно мнимая, соответственно коэффициент отражения близок к единице:

$$R=1-2\sqrt{\frac{l}{\delta}}\,\frac{1}{\omega_{пл}\tau}\left[1-\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2+\frac{1}{(\omega\tau)^2}\right]. \qquad (7)$$

Здесь зависимость коэффициента отражения от H определяется отношением $(\omega_c/\omega)^2$, в магнитном поле порядка 10 Т его величина значительно меньше единицы. В металлах с низкой концентрацией электронов проводимости плазменная частота меньше и в (6) возможна ситуация, когда током смещения пренебрегать уже нельзя. Если в этих условиях окажется, что $1/\omega\tau\gg(\omega_c/\omega)^2$, то

$$N=\sqrt{\frac{\omega_{пл}^2}{\omega^2}\,\frac{\delta}{l}\,\frac{1}{2\omega\tau}}\left[\left(1-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2\omega\tau+\frac{1}{2}\,\frac{1}{\omega\tau}\right)-\right.$$
$$\left.-i\left(1+\frac{1}{2}\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2\frac{1}{\omega\tau}-\frac{1}{2}\,\frac{1}{\omega\tau}\right)\right],$$

т. е. вещественная и мнимая компоненты становятся величинами одного порядка, и коэффициент отражения будет представлен выражением

$$R=1-4\sqrt{\frac{\omega_{пл}^2}{\omega^2}\,\frac{\delta}{l}\,\frac{1}{2\omega\tau}}\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2\omega\tau+\frac{1}{2}\,\frac{1}{\omega\tau}\right].$$

Как видно, влияние магнитного поля возрастает, однако экспериментально обнаружить этот рост еще трудно.

Если же $1/\omega\tau<(\omega_c/\omega)^2$ (возможно лишь в очень чистых металлах при гелиевых температурах в магнитном поле $H\geqslant 10$Т), то

$$N=\sqrt{\frac{\omega_{пл}^2}{\omega^2}\,\frac{\delta}{l}\,\frac{\omega_c}{\omega}}\left[\frac{1}{2}\,\frac{1}{\omega\tau}\,\frac{\omega^2}{\omega_c^2}-i\left(1-\frac{1}{2}\,\frac{1}{(\omega\tau)^2}\,\frac{\omega^2}{\omega_c^2}\right)\right].$$

Воздействие магнитного поля усиливается и возможность экспериментального обнаружения увеличивается:

$$R=1-2\sqrt{\frac{\omega_{пл}^2}{\omega^2}\,\frac{\delta}{l}}\;\frac{1}{\omega_c\tau}.$$

До сих пор рассматривались замкнутые изоэнергетические поверхности произвольной формы (не обязательно изотропные). Однако у большинства металлов поверхность Ферми имеет открытые сечения, при определенном $p_z=\mathrm{const}$ будет существовать слой открытых траекторий, электроны при этом будут инфинитно дрейфовать в приповерхностном слое и взаимодействовать с падающей электромагнитной волной. Вклад электронов в поверхностное сопротивление для случая открытых периодических сечений определяется, как и для замкнутых изоэнергетических поверхностей, с той лишь разницей, что период движения электрона в магнитном поле следующий:

$$T(p_z)=\frac{c}{eH}\int\limits_0^b\frac{dp_y}{v_x}.$$

Здесь $b=p_y[T(p_z)]-p_y(0)$. Импеданс для данного случая отличается лишь тем, что место члена ω_c^2/ω^2 во всех выведенных ранее формулах оказывается занятым величиной Ω^2/ω^2, где $\Omega=2\pi/T(p_z)$. Если период $T(p_z)$ пропорционален постоянной обратной решетки, то окончательные результаты для открытых и замкнутых сечений будут мало отличаться друг от друга, так как ω_c, Ω одного порядка. Если же направление открытости не параллельно ни одному из векторов обратной решетки, то имеют место апериодические открытые сечения. Для инфинитного движения электронов необходимо брать T^*, учитывающее время, за которое электрон проходит весь набор отрезков различных длин элементарной ячейки, прежде чем возвратится в исходное положение. Если окажется, что $T^* \ll \tau$, то расчет проводится аналогичным способом. Вклад открытых электронных конфигураций в величину показателя преломления значительно уменьшится вследствие того, что станет труднее выполнить условие $1/\omega\tau < \Omega^{*2}/\omega^2$, так как $\Omega^* < \Omega \sim \omega_c$.

Таким образом, в отражательной способности металлов закон дисперсии электронов проводимости начинает заметно проявляться лишь при достижении следующего уровня:

$$\frac{1}{\omega\tau} \ll \frac{\omega_c}{\omega^2}. \tag{8}$$

Выполнение этого неравенства облегчается в особо чистых металлах при гелиевых температурах. При этом в металлах с высокой концентрацией электронов проводимости коэффициент отражения близок к единице и слабо зависит от вида поверхности Ферми. По мере уменьшения числа носителей тока вещественная и мнимая части сравниваются, и при выполнении условия (8) дисперсия электронов проводимости начинает проявляться более отчетливо.

Summary

The problem of light interaction with the surface of a metal having arbitratry dispertion in assumption of free electrons and local bond in magnetic field is solved.

Литература

[1] Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. Электронная теория металлов.— М.: Наука, 1971.— 415 с. [2] Соколов А. В. Оптические свойства металлов.— М.: Изд-во физ.-мат. лит-ры, 1961.— 464 с. [3] Мотулевич Г. П.— Тр. Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР, 1971, т. 55, с. 13—16. [4] Абрикосов А. А. Введение в теорию нормальных металлов.— М.: Наука, 1972.— 288 с.

Институт физики твердого тела и полупроводников АН БССР

Поступило 01.04.83