ЖЭТФ, 2014, том 145, вып. 1, стр. 174–179

ГИГАНТСКИЕ КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ СКИН-СЛОЯ В ПОЛУМЕТАЛЛАХ

В. Г. Скобов [a]*, *А. С. Чернов* [b]

[a] *Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»*
197376, Санкт-Петербург, Россия

[b] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*
115409, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 июля 2013 г.

Теоретически изучено влияние квантования энергии электронов в магнитном поле на проникновение радиоволн в полуметаллы в геометрии, когда постоянное магнитное поле $\mathbf{H}$ направлено вдоль тригональной оси кристалла. В этой геометрии в полуметаллах существует сильное магнитное затухание Ландау, которое препятствует волновому распространению и обусловливает скин-эффект. Показано, что квантование поперечной энергии электронов оказывает существенное влияние на эффективность бесстолкновительного поглощения волны. В результате магнитное затухание Ландау и глубина скин-слоя испытывают гигантские осцилляции при изменении поля H.

DOI: 10.7868/S0044451014010180

1. ВВЕДЕНИЕ

Бесстолкновительное поглощение играет важную роль в металлах при низких температурах. Оно препятствует распространению радиоволн и обусловливает скин-эффект. При наличии постоянного магнитного поля $\mathbf{H}$ ситуация усложняется. Вращение носителей в таком поле приводит к появлению недиссипативной холловской проводимости и существенно меняет бесстолкновительное поглощение. Имеются два вида поглощения — циклотронное поглощение и магнитное затухание Ландау (МЗЛ)(см., например, [1]). Первое из них обусловлено носителями, смещение которых вдоль поля $\mathbf{H}$ за циклотронный период равно длине радиочастотной (РЧ) волны в металле, а второе — носителями, которые в среднем движутся в фазе с волной. Волновые свойства металла зависят от соотношения между этими тремя частями проводимости. В умеренных магнитных полях недиссипативная холловская проводимость и циклотронное поглощение одного порядка. В этой области полей волновое распространение невозможно и в металле имеет место аномальный скин-эффект. В области сильных полей, где максимальное смещение носителей за циклотронный период мало по сравнению с длиной РЧ-волны, циклотронное поглощение отсутствует. Величина же МЗЛ существенно зависит от ориентации поля $\mathbf{H}$ относительно оси симметрии поверхности Ферми и вектора распространения волны. Если векторы $\mathbf{k}$ и $\mathbf{H}$ направлены вдоль оси симметрии поверхности Ферми, то МЗЛ может обратиться в нуль и недиссипативная часть проводимости оказывается основной. В этом случае в металле становится возможным распространение РЧ-мод. В случае металла с неравными концентрациями электронов и дырок это геликоны (см., например, [1]), а в случае металла с равными концентрациями электронов и дырок — доплероны, моды, обусловленные доплер-сдвинутым циклотронным резонансом носителей (см., например, [2]). Возможна и обратная ситуация: МЗЛ велико при любых ориентациях поля $\mathbf{H}$ относительно оси симметрии кристалла, а холловская проводимость ослаблена вследствие компенсации вкладов электронов и дырок. В этом случае распространяющиеся моды отсутствуют, а скин-эффект определяется МЗЛ. Такая ситуация имеет место в полуметаллах. В работе [3] теоретически изучалось проникновение радиоволн в полуметаллы в геометрии, когда поле $\mathbf{H}$ направлено вдоль тригональной оси кристалла. Вследствие сильной вытянутости электрон-

*E-mail: vskobov@mail.ru

ных эллипсоидов и их наклона по отношению к базовой плоскости в этой геометрии существует сильное МЗЛ, которое является превалирующим и определяет скин-эффект. Были определены зависимость глубины скин-слоя от поля H и закон изменения амплитуды РЧ-поля с расстоянием от поверхности. Было рассмотрено влияние нелинейности на МЗЛ и характер скин-эффекта. Было показано, что захват электронов магнитным полем РЧ-волны большой амплитуды уменьшает МЗЛ. Это приводит к тому, что глубина скин-слоя в полуметалле становится функцией амплитуды возбуждающего РЧ-поля и может возрасти во много раз.

К сожалению, такое подавление МЗЛ и возрастание глубины скин-слоя возможны только в низкочастотном диапазоне, поскольку происходящий при высоких частотах перегрев образца не позволяет реализовать нелинейный режим. В то же время в высокочастотном диапазоне возможен другой механизм подавления МЗЛ. Он состоит в переходе к квантовому режиму, в котором расстояние между уровнями Ландау электронов $\hbar\omega_c$ сильно превышает тепловую энергию k_0T, здесь $\omega_c = eH/m_cc$ — циклотронная частота, m_c — циклотронная масса, $-e$ — заряд электрона, c — скорость света, k_0 — постоянная Больцмана, T — температура. То, что квантование может существенно влиять на бесстолкновительное поглощение, было продемонстрировано Гуревичем, Скобовым и Фирсовым [4] при изучении поглощения ультразвука в металлах. При низких температурах поглощение определяется электронами, движущимися в фазе со звуковой волной. В условиях квантования поперечная энергия электрона кратна $\hbar\omega_c$. Вследствие этого продольные скорости электронов на поверхности Ферми имеют только дискретные значения:

$$v_{zn} = \sqrt{\frac{2}{m_z}\left(\varepsilon_F - \hbar\omega_c n\right)}, \qquad (1)$$

где ε_F — энергия Ферми, m_z — продольная масса, n — номер уровня Ландау, $z \parallel \mathbf{H}$. Если ни одно из v_{zn} не совпадает со скоростью звука c_s, то на поверхности Ферми нет электронов, которые движутся в фазе с волной и эффективно поглощают ее. Если же одно из v_{zn} совпадает с c_s, то такие электроны есть. При изменении H значения v_{zn} изменяются и при определенных значениях H одно из v_{zn} оказывается равным c_s. В результате коэффициент поглощения ультразвука как функция H испытывает гигантские квантовые осцилляции. Подобные осцилляции испытывает и нелокальное затухание геликонов (см. [1]). Подавление МЗЛ в минимумах гигантских осцилляций может быть весьма сильным и приводить к возрастанию глубины скин-слоя во много раз. Теоретическому изучению этого эффекта в полуметаллах и посвящена настоящая работа.

2. МАГНИТНОЕ ЗАТУХАНИЕ ЛАНДАУ В КВАНТОВОМ РЕЖИМЕ

2.1. Классический случай

Рассмотрим скин-эффект в полуметалле в геометрии, когда нормаль к поверхности образца $\mathbf{n}$ (вектор распространения $\mathbf{k}$) и поле $\mathbf{H}$ параллельны тригональной оси: $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_3 \parallel \mathbf{z}$. В отсутствие квантования выражение для нелокальной поперечной проводимости, определяющей свойства скин-слоя, может быть записано в форме [3]

$$\sigma(k) = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3}\int_0^\infty d\varepsilon\,\frac{df}{d\varepsilon_F}\times \\ \times\int_{-p_M}^{p_M} dp_z\,\frac{3\pi}{2}\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right)^{1/2}\left(\varepsilon - \frac{\alpha p_z^2}{2m}\right)\times \\ \times\sum_{l=-\infty}^{\infty}\left[J_{l-1}(kR) - J_{l+1}(kR)\right]^2\times \\ \times\left[\nu + i\left(l\omega_c + k\,\frac{\alpha p_z}{m}\right)\right]^{-1}, \qquad (2)$$

где f — функция Ферми от аргумента $(\varepsilon - \varepsilon_F)/k_0T$, ε_F — энергия Ферми электронов, ν — частота их столкновений с рассеивателями, J_l — функции Бесселя,

$$p_M = \sqrt{\frac{2m\varepsilon}{\alpha}}, \quad \alpha = \alpha_3 - \frac{\alpha_4^2}{\alpha_2}, \quad m_c = \frac{m}{\sqrt{\alpha_1\alpha_2}}, \qquad (3)$$

$$R(\varepsilon, p_z) = \frac{\alpha_4}{\sqrt{\alpha_1}\alpha_2}\,\frac{c\sqrt{2m\varepsilon - \alpha p_z^2}}{eH}. \qquad (4)$$

Числа α_i характеризуют форму и наклон электронных эллипсоидов: в системе координат, в которой ось x направлена вдоль лежащей в базовой плоскости главной оси одного из эллипсоидов, зависимость энергии электрона этого эллипсоида ε от импульса $\mathbf{p}$ имеет вид

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m}\left(\alpha_1 p_x^2 + \alpha_2 p_y^2 + \alpha_3 p_z^2 + 2\alpha_4 p_y p_z\right), \qquad (5)$$

где m — масса свободного электрона,

$$\alpha_1 = 197, \quad \alpha_2 = 1.64, \quad \alpha_3 = 81.1, \quad \alpha_4 = 9.4.$$

Величина m/α представляет продольную массу электрона. Энергия Ферми висмута $\varepsilon_F \sim 0.02$ эВ. Электронные ферми-поверхности сурьмы и мышьяка подобны ферми-поверхности висмута, но концентрация электронов в сурьме примерно в сто раз больше, а в мышьяке — в тысячу [5]. Соответственно, энергия Ферми сурьмы составляет примерно 0.4 эВ, а мышьяка — 2 эВ. В выражении (2) мы пренебрегли зависимостью σ от частоты волны ω, поскольку нас интересует случай умеренных частот: $\omega \le \nu$.

Величина R характеризует наклон электронных орбит, обусловленный наклоном эллипсоидов относительно базовой плоскости. Если бы эллипсоиды не были наклонены ($\alpha_4 = 0$), то R и, следовательно, $J_1(kR)$ также равнялись бы нулю. В этом случае электроны с $p_z = 0$ вращались бы в плоскости равной фазы волны и при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$ МЗЛ отсутствовало бы. В полуметаллах эллипсоиды наклонены, R имеет величину порядка циклотронного радиуса, МЗЛ существует и является превалирующим.

При низких температурах реализуется случай сильной пространственной дисперсии, когда длина РЧ-волны в полуметалле $1/k$ много меньше длины пробега электронов v/ν. В то же время, в квантовом режиме, имеющем место в сильных магнитных полях, эта длина становится много больше циклотронного радиуса и максимального смещения электронов за циклотронный период. Поэтому мы будем считать выполненными неравенства

$$\nu \ll kv \ll \omega_c, \quad kR \ll 1, \tag{6}$$

где $v = p_M\alpha/m$ — скорость электронов в опорной точке эллипсоида. В этом случае в сумме по l в формуле (2) достаточно сохранить лишь член с $l = 0$, знаменатель в котором много меньше знаменателей других членов, и использовать разложение J_1 при малых значениях аргумента. Тогда выражение для нелокальной проводимости принимает вид

$$\sigma(k) = \frac{2e^2}{(2\pi\hbar)^3} \int\limits_0^\infty d\varepsilon \int\limits_{-p_M}^{p_M} dp_z \frac{df}{d\varepsilon_F} \times \\ \times \frac{3\pi}{2} \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right)^{1/2} \left(\varepsilon - \frac{\alpha p_z^2}{2m}\right) \frac{k^2 R^2(\varepsilon, p_z)}{\nu + ik\,p_z\alpha/m}. \tag{7}$$

В классическом случае производную $df/d\varepsilon_F$ можно с хорошей точностью заменить на $\delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$, а $\mathrm{Re}\,(\nu + ik\,p_z\alpha/m)^{-1}$ — на $\pi\delta(k\,p_z\alpha/m)$. Тогда интегрирование по p_z и ε в формуле (7) дает

$$\sigma(k) = \sigma_c(k) \equiv \frac{3\pi\alpha_4^2}{16\alpha_2^2\alpha} \frac{n_e m c^2}{H^2} kv, \tag{8}$$

где $n_e = (2m\varepsilon_F)^{3/2}/\pi^2\hbar^3(\alpha_1\alpha_2\alpha)^{1/2}$ — концентрация электронов всех трех эллипсоидов. В формуле (8) мы учли, что нечетная по p_z часть подынтегральной функции не дает вклада в интеграл.

Величина σ_c и представляет магнитное затухание Ландау, обусловленное электронами с $p_z = 0$. При $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_3$ затухание существует вследствие того, что орбиты этих электронов наклонены к поперечной плоскости ($\alpha_4 \ne 0$) и они вращаются в неоднородном волновом поле.

2.2. Квантовый случай

В квантовом случае, $\hbar\omega_c \gg k_0T$, энергия поперечного движения электронов принимает дискретные значения $\hbar\omega_c n$, где $n = 0, 1, 2, \ldots$ (слагаемым $\hbar\omega_c/2$ мы пренебрегаем, поскольку характерные значения n очень велики). Выражение для проводимости σ в этом случае можно получить из формулы (7), если ε заменить на $\varepsilon_{np_z} = \hbar\omega_c n + \alpha p_z^2/2m$, а интегрирование по ε — на суммирование по n с одновременным умножением на $\hbar\omega_c$. При этом интегрирование по p_z нужно распространить на всю вещественную ось. В результате формула для проводимости приобретает вид

$$\sigma_q = \frac{6\pi e^2}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\alpha_4^2}{\alpha_2^2} \left(\frac{kc}{eH}\right)^2 m_c(\hbar\omega_c)^3 \times \\ \times \sum_{n=0}^\infty \int\limits_{-\infty}^\infty dp_z \frac{df(\varepsilon_{np_z})}{d\varepsilon_F} \frac{\nu n^2}{\nu^2 + (k\alpha p_z/m)^2}. \tag{9}$$

Это выражение можно представить в форме

$$\sigma_q = \frac{3\alpha_4^2}{4\pi\alpha_2^2} \frac{e^2k^2\omega_c}{m_c} \int\limits_{-\infty}^\infty \Phi(p_z) D(p_z) dp_z, \tag{10}$$

где введены обозначения

$$D(p_z) = \frac{\nu/\pi}{\nu^2 + (k\alpha p_z/m)^2}, \tag{11}$$

$$\Phi(p_z) \equiv \sum_{n=0}^\infty n^2 \frac{df(\varepsilon_{np_z})}{d\varepsilon_F} = \\ = \frac{1}{4k_0T} \sum_{n=0}^\infty n^2\, \mathrm{ch}^{-2} \left(\frac{\varepsilon_F - \hbar\omega_c n - p_z^2\alpha/2m}{2k_0T}\right). \tag{12}$$

Функция $D(p_z)$ имеет максимум при $p_z = 0$ с шириной

$$\delta p = \frac{m\nu}{\alpha k}. \tag{13}$$

Функция $\Phi(p_z)$ представляет собой совокупность узких пиков, находящихся при значениях

$$p_z = p_n \equiv \left[2m\left(\varepsilon_F - \hbar\omega_c n\right)/\alpha\right]^{1/2}, \quad n = 0, 1, 2, \ldots, N, \tag{14}$$

где N — наибольшее значение n, при котором подкоренное выражение в формуле (14) положительно ($N = [\varepsilon_F/\hbar\omega_c]$ — число уровней Ландау на поверхности Ферми). Соответствующий пик функции Φ находится ближе всех к началу координат. Расстояние между этим и соседним пиком с номером $N-1$ порядка

$$\Delta = \left(2\frac{m}{\alpha}\hbar\omega_c\right)^{1/2}. \tag{15}$$

Произведение $\Phi(p_z)D(p_z)$ и, следовательно, нелокальная проводимость σ_q весьма чувствительны к соотношению между δp и расстоянием между соседними пиками функции Φ. Наиболее интересен случай, когда ширина максимума D-функции δp много меньше Δ. С учетом формул (13) и (15) это условие сводится к неравенству

$$k^2 l^2 \gg N, \tag{16}$$

где $l = v/\nu$ — длина свободного пробега электронов.

Если неравенство (16) удовлетворяется, то величина МЗЛ, определяемая интегралом (10), сильно зависит от перекрытия функций Φ и D, т. е. от близости p_N к нулю. Если $p_N = 0$, то величина σ_q является максимальной. Если же $p_N \sim \Delta/2$, то σ_q оказывается намного меньше. Величины p_n зависят от H. Поэтому при изменении H значения продольного импульса электронов, соответствующие различным уровням Ландау на поверхности Ферми, смещаются вдоль оси p_z и поочередно обращаются в нуль. В результате график σ_q как функции H представляет собой последовательность узких и высоких квантовых пиков, разделенных широкими минимумами. Эта квантовая структура магнитного затухания Ландау подобна гигантским квантовым осцилляциям поглощения ультразвука в металлах [4].

В настоящей работе мы не будем интересоваться формой линий квантовых осцилляций МЗЛ и ограничимся вычислением значений σ_q в максимумах и минимумах. Пусть значение $H = H_N$ таково, что уровень Ландау с номером N находится на центральном сечении эллипсоида, $p_N = 0$, и максимумы функций Φ и D совпадают. Представим выражение для σ_q в виде $\sigma_q = \sigma_N + \sigma_m$, где σ_N — член с $n = N$, а σ_m — сумма всех остальных членов. Вычислим сначала σ_N. Если температура удовлетворяет условиям

$$\frac{\alpha\,(\delta p)^2}{2m} \ll k_0 T \ll \hbar\omega_c, \tag{17}$$

то максимум функции D намного ýже максимума производной функции Ферми и аргумент гиперболического косинуса можно считать равным нулю. Полагая

$$D(p_z) \approx \delta\left(\frac{k\alpha p_z}{m}\right) \tag{18}$$

и проводя интегрирование по p_z, находим

$$\sigma_N \approx \frac{\hbar\omega_c}{4k_0 T}\,\sigma_c, \tag{19}$$

где σ_c — предельное классическое значение МЗЛ, даваемое формулой (8).

Величина σ_N представляет вклад в МЗЛ, обусловленный электронами, которые находятся на N-м уровне Ландау. При $H = H_N$ все эти электроны в среднем движутся в фазе с волной. Поэтому их вклад в проводимость оказывается большим и в квантовом случае, $\hbar\omega_c \gg k_0 T$, превышает σ_c.

В выражении для σ_m пики функции Φ приходятся на плавные крылья функции D. Поэтому производную функции Ферми можно считать дельта-функцией, а функцию D — плавной, так что

$$\sigma_m \approx \frac{3\alpha_4^2}{4\pi^2\alpha_2^2}\,\frac{e^2 k^2 \omega_c}{m_c} \times \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{N-1} n^2 \frac{2m}{\alpha}\delta\left(p_z^2 - p_n^2\right) \frac{\nu\, dp_z}{\nu^2 + (k\alpha p_z/m)^2}. \tag{20}$$

Вычисляя интеграл по p_z и сумму по n с учетом того, что $N \gg 1$, находим

$$\sigma_m \approx 0.4\,\frac{\sigma_c\,(k)}{kl}\,\sqrt{N}. \tag{21}$$

Величина (21) обратно пропорциональна l и в силу условия (16) является малой по сравнению с σ_c. Причина состоит в том, что продольные скорости всех электронов с $n < N$ во много раз больше фазовой скорости волны и эти электроны дают вклад в поглощение только вследствие их рассеяния. В результате их суммарный вклад в проводимость оказывается пренебрежимо малым по сравнению со вкладом электронов с $n = N$. Таким образом, при $H = H_N$ проводимость σ_q практически равна σ_N.

Будем теперь увеличивать поле H. При этом N-й уровень Ландау уходит с поверхности эллипсоида, число электронов на этом уровне и их вклад в МЗЛ, представляемый σ_N, экспоненциально уменьшаются с ростом $H - H_N$. Величина же σ_{N-1} начинает возрастать, — сначала медленно, а затем все быстрее. В результате сумма $\sigma_N + \sigma_{N-1}$, дающая основной вклад в σ_q, резко падает, имеет минимум, а затем возрастает, достигая значения (19) при $H = H_{N-1}$. Минимум σ_q следует вскоре за максимумом, поэтому величина проводимости в минимуме близка к значению (21): $\sigma_{min} \approx \sigma_m$. Таким образом, при изменении H проводимость σ_q колеблется между значениями σ_N (19) и σ_m (21). Период осцилляций равен

$$\Delta H \equiv H_{N-1} - H_N \approx H/N.$$

В случае меньших значений k, удовлетворяющих неравенствам

$$1 \ll k^2 l^2 \ll N, \tag{22}$$

бесстолкновительное поглощение определяется большим числом уровней Ландау, близких к центральному сечению $p_z = 0$. В этом случае тепловое движение и рассеяние электронов размывают квантовые пики и их амплитуда уменьшается. При выполнении неравенств

$$1 \ll k^2 l^2 \ll N \, \frac{2k_0 T}{\hbar\omega_c} \tag{23}$$

квантовые осцилляции представляют малую поправку к классической проводимости σ_c.

3. СВОЙСТВА СКИН-СЛОЯ

Глубина скин-слоя и закон распределения РЧ-поля в полуметалле определяются дисперсионным уравнением волны

$$k^2 c^2 = 4\pi i \omega \sigma, \tag{24}$$

где ω — круговая частота волны. Подставляя (8) в (24), находим волновой вектор в классическом случае:

$$k_c = \frac{i}{\delta_c}, \quad \delta_c = \frac{4\alpha_2^2 \alpha}{3\pi^2 \alpha_4^2} \, \frac{H^2}{\omega n_e m v}, \tag{25}$$

где δ_c — глубина скин-слоя. Поскольку величина k_c является чисто мнимой, поле в полуметалле экспоненциально затухает с расстоянием:

$$E(z) = E_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta_c}\right), \tag{26}$$

где E_0 — значение поля на поверхности. Поверхностный импеданс полуметалла

$$Z_c = -\frac{4\pi i \omega \delta_c}{c^2}. \tag{27}$$

Видно, что скин-эффект в рассматриваемом случае существенно отличается как от нормального, так и от аномального скин-эффекта. Во-первых, волновой вектор k_c и поверхностный импеданс Z_c являются чисто мнимыми, что означает полное отражение внешней РЧ-волны от полуметалла. Во-вторых, глубина скин-слоя δ_c пропорциональна квадрату постоянного магнитного поля. В-третьих, эта глубина обратно пропорциональна частоте волны и концентрации электронов.

В квантовом случае, $\hbar\omega_c \gg k_0 T$, волновой вектор k_q и глубина скин-слоя δ_q испытывают квантовые осцилляции. При выполнении условия (16) в максимумах гигантских осцилляций МЗЛ величина k_q также максимальна и равна $k_{max} = k_c \, \hbar\omega_c/(4k_0 T)$, а глубина скин-слоя δ_q — минимальна и равна

$$\delta_{min} = \frac{4k_0 T}{\hbar\omega_c} \, \delta_c. \tag{28}$$

В минимумах гигантских осцилляций величина МЗЛ (21) не зависит от k и решение дисперсионного уравнения (24) является существенно комплексным:

$$k_{min} = \frac{1+i}{\delta_{max}}, \qquad \delta_{max} \approx \frac{0.8\alpha_2}{\alpha_4} \left[\frac{\alpha}{\omega n_e m \nu} \left(\frac{\hbar\omega_c}{\varepsilon_F} \right)^{1/2} \right]^{1/2} H, \tag{29}$$

величина δ_{max} пропорциональна $H^{5/4}$. При этом закон распределения поля в скин-слое похож на тот, который имеет место при нормальном скин-эффекте: на экспоненциальное затухание поля накладываются осцилляции,

$$E(z) = E_0 \exp \frac{(i-1)\, z}{\delta_{max}}. \tag{30}$$

Поверхностный импеданс полуметалла,

$$Z_{max} = (1-i) \, \frac{2\pi \omega \delta_{max}}{c^2}, \tag{31}$$

также оказывается существенно комплексным: его вещественная и мнимая части одинаковы.

Нам остается подставить выражение для k_{min} в неравенство (16) и записать условие применимости полученного выражения для k_{min} в явном виде:

$$\frac{|k_{min}|^2 l^2}{N} \approx \frac{6\alpha_4^2}{\alpha_2^2} \, \frac{\omega n_e \left(\varepsilon_F \hbar\omega_c\right)^{1/2}}{\nu H^2} \gg 1. \tag{32}$$

Таким образом, параметр, определяющий амплитуду квантовых осцилляций, пропорционален отношению ω/ν и обратно пропорционален $H^{3/2}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсудим возможность наблюдения гигантских квантовых осцилляций в различных полуметаллах. Если взять частоту $\omega = \nu/2$, то левая часть формулы (32) зависит только от H: она тем больше, чем меньше H. Это означает, что поле H не должно быть очень сильным. С другой стороны, для реализации квантового случая обязательно выполнение неравенства $\hbar\omega_c \gg k_0 T$, которое, наоборот, требует сильных полей. Возьмем H таким, чтобы расстояние между уровнями Ландау $\hbar\omega_c$ превышало $k_0 T$ в 20 раз. Поскольку в рассматриваемой геометрии $m_c \sim m/20$, при $T = 1$ К это будет иметь место при $H \sim 10$ кЭ и параметр, определяющий амплитуду квантовых осцилляций,

$$\eta \equiv \frac{|k_{min}|^2 l^2}{N} \approx 6 \cdot 10^{-20} n_e \varepsilon_F^{1/2}, \tag{33}$$

где n_e берется в см$^{-3}$, а ε_F — в эВ. В мышьяке концентрация электронов $n_e \sim 3 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$, а энергия Ферми $\varepsilon_F \sim 2$ эВ, так что $\eta \sim 27$ и, следовательно, отношение $\sigma_c/\sigma_m \sim 12$. При взятых значениях T и H отношение σ_N/σ_c составляет 5. Таким образом, отношение σ_N/σ_m в мышьяке оказывается близким к 60, т. е. квантовые осцилляции скин-слоя действительно должны быть гигантскими. В сурьме концентрация электронов примерно в десять раз ниже, $n_e \sim 3 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, энергия Ферми $\varepsilon_F \sim 0.4$ эВ, отношение $\sigma_c/\sigma_m \sim 3$ и $\sigma_N/\sigma_m \sim 15$. В висмуте концентрация электронов еще на два порядка меньше и относительная амплитуда осцилляций должна быть порядка единицы.

Чтобы увеличить параметр $k^2 l^2/N$, а с ним и амплитуду квантовых осцилляций, можно было бы повысить частоту ω, однако проведенное выше рассмотрение ограничено областью умеренных частот $\omega < \nu$. При $\omega \gg \nu$ необходимо учитывать не только пространственную, но и временную дисперсию проводимости σ, у которой появляется и мнимая часть. Последняя также должна испытывать гигантские осцилляции, амплитуда которых весьма чувствительна к температуре и частоте столкновений электронов. Поэтому ситуация в высокочастотной области $\omega \gg \nu$ является существенно более сложной, и ее рассмотрение выходит за рамки настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. A. Kaner and V. G. Skobov, *Plasma Effects in Metals*: *Helicon and Alfven Waves*, Taylor and Francis, London (1971), p. 1.
2. A. S. Chernov and V. G. Skobov, Phys. Rep. **224**, 1 (1994).
3. В. Г. Скобов, А. С. Чернов, ФТТ **55**, 1903 (2013).
4. В. Л. Гуревич, В. Г. Скобов, Ю. А. Фирсов, ЖЭТФ **40**, 786 (1961).
5. А. Крэкнелл, К. Уонг, *Поверхность Ферми*, Атомиздат, Москва (1978).