

УДК 537.312; 538.212

©1994

ВЛИЯНИЕ МЕЖДОЛИННОГО РАССЕЯНИЯ НА СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ШУБНИКОВА–ДЕ ГАЗА

В.А.Козлов, Е.Е.Нариманов, К.А.Сагаров

Исследованы осцилляции Шубникова–де Гааза в многодолинных материалах. Установлено, что междолинное рассеяние приводит к появлению комбинационных частот в спектре шубниковских осцилляций. Предложен метод определения темпа объемного междолинного рассеяния исходя из анализа амплитуд основной и комбинационных гармоник.

Эффект Шубникова–де Гааза давно уже является надежным инструментом исследования не только энергетического спектра, но и кинетических параметров носителей заряда в проводниках с вырожденным электронным газом [1]. В частности, измерения температуры Дингла [2] $T_D \simeq \hbar/\tau$ (τ — характерное время релаксации носителей заряда), определяющей амплитуду шубниковских осцилляций, позволяют получить важную информацию о процессах рассеяния электронов и дырок. Так, по результатам измерений T_D в зависимости от ориентации магнитного поля относительно осей кристалла для некоторых металлов оказалось возможным определить не только величину, но и степень анизотропии времени релаксации носителей заряда [3,4]. Недавно измерения температуры Дингла при фазовых переходах 2.5 рода, когда происходит выключение одного из каналов междолинного рассеяния, были использованы для исследования вероятности междолинных переходов [5,6]. При этом предполагалось, что влияние междолинного рассеяния на шубниковские осцилляции сводится к стандартной перенормировке определяющего T_D эффективного времени релаксации $\tau_{\text{eff}} = \tau T / (\tau + T)$, где τ и T — соответственно времена внутри- и междолинного рассеяния. Однако оказалось, что данная методика позволяет лишь оценить T_D по порядку величины. Так, для исследованных в [6] монокристаллов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ удалось оценить только доверительный интервал для величины τ/T : $0.44 < \tau/T < 1.2$. Хотя методика, предложенная в [5], для материалов, в которых отсутствует дырочная поверхность Ферми, на сегодняшний день является практически единственной, столь грубая оценка, безусловно, не может быть использована для количественного определения времени междолинного рассеяния. Более того, нет никаких оснований считать, что влияние междолинного рассеяния на осцилляции Шубникова–де Гааза сводится только к соответствующей перенормировке времени релаксации в стандартном понижающем множителе Дингла $\exp(-2\pi^2 T_D / \hbar \Omega)$. Напротив, как

будет показано ниже, междолинные переходы приводят к изменению спектрального состава шубниковских осцилляций.

В настоящей работе исследуются осцилляции Шубникова-де Гааза в многодолинных системах. Рассматривается образец, помещенный в квантующее магнитное поле $\Omega\tau \gg 1$ ($\Omega = eH/m_{\perp}c$ — циклотронная частота). В случае хорошо определенных долин ($p^{\alpha\beta} \gg p_F$, $p^{\alpha\beta}$ — расстояние между центрами долин в импульсном пространстве, p_F — импульс Ферми) волновые функции носителей заряда будут иметь вид [7]

$$\Psi^{\alpha}(\mathbf{r}, t) = \chi^{\alpha}(\mathbf{r}, t) u_{p_0}^{\alpha}(\mathbf{r}) \exp\left(\frac{i}{\hbar}(\mathbf{p}_0^{\alpha}\mathbf{r} - E_0^{\alpha}t)\right), \quad (1)$$

где

$$\chi^{\alpha}(r, t) = \frac{1}{(L_Y L_Z a_H)^{1/2}} \exp\left(\frac{i}{\hbar}\left((p_Y - (p_0^{\alpha})_Y)Y + (p_Z - (p_0^{\alpha})_Z)Z + (E_p^{\alpha} - E_0^{\alpha})t\right)\right) \Phi_n\left(\frac{x - x_0^{\alpha}}{a_H}\right),$$

p_0^{α} — квазиимпульс, соответствующий центру долины α ; $u_{p_0}^{\alpha}(r)$ — блоховская функция; $a_H = (\hbar/eH)^{1/2}$ — магнитная длина,

$$x_p^{\alpha} = (a_H^2/\hbar)(p_Y - (p_0^{\alpha})_Y - m_{\perp}^{\alpha}cE_X/H),$$

$$E_p^{\alpha} = E_0^{\alpha} + \varepsilon_{p_Z}^{\alpha} - e x_p^{\alpha} E_X - \frac{m_{\perp}^{\alpha}c^2}{2}(E_X/H)^2,$$

$$\varepsilon_{p_Z}^{\alpha} = \frac{1}{2m_Z^{\alpha}}(p_Z - (p_0^{\alpha})_Z)^2 + \hbar\Omega^{\alpha}(n + 1/2),$$

Φ_n — нормированная волновая функция гармонического осциллятора; L_Y, L_Z — размеры нормировочного объема. Введем одночастичные матрицы плотности с помощью соотношений

$$f_{k_1, k_2}^{\alpha_1, \alpha_2} = \text{Sp}\left(\hat{\rho}, (\hat{a}_{k_1}^{\alpha_1})^{\dagger} \hat{a}_{k_2}^{\alpha_2}\right) / \text{Sp}(\hat{\rho}), \quad (2)$$

где $\hat{\rho}$ — полная матрица плотности системы, $k \equiv (n, p_Z - (p_Z)_0^{\alpha}, x_p^{\alpha})$.

В настоящей работе мы не рассматриваем влияние поверхности образца и будем считать, что распределение концентрации пространственно-однородно. В таком случае, поскольку концентрации носителей заряда [8]

$$n(\mathbf{r}) = \frac{2}{L_Y L_Z a_H} \sum_{\substack{n, p_Y, p_Z, \alpha \\ n', p_Y', p_Z', \alpha'}} f_{n, p_Y, p_Z; n', p_Y', p_Z'}^{\alpha, \alpha'} \Phi_n\left(\frac{x - x_0^{\alpha}}{a_H}\right) \times \\ \times \Phi_{n'}\left(\frac{x - x_0^{\alpha'}}{a_H}\right) \exp\left(\frac{i}{\hbar}\left((p_Y - p_Y')Y + (p_Z - p_Z')Z\right)\right) \quad (3)$$

(одночастичная матрица плотности диагональна по α , p_Z и не зависит от x_p^α),

$$f_{n,p_Y,p_Z;n',p'_Y,p'_Z}^{\alpha,\alpha'} = f_{n,n'}^{\alpha,\alpha'}(p_Z) \delta_{p_Z,p'_Z} \delta_{p_Y,p'_Y} \delta_{\alpha,\alpha'}. \quad (4)$$

Тогда средние значения операторов плотности потоков заряда \hat{J}_x и \hat{J}_z определяются соответственно через недиагональные и диагональные элементы матрицы плотности

$$\langle \hat{J}_x \rangle = \text{Sp}(\hat{\rho} \hat{J}_x) = \frac{e\hbar}{m_\perp a_H} \sum_{n,p_Z,\alpha} \left(2(n+1)\right)^{1/2} \text{Im}\left(f_{n,n+1}^\alpha(p_Z)\right), \quad (5)$$

$$\langle \hat{J}_z \rangle = \text{Sp}(\hat{\rho} \hat{J}_z) = 2c \sum_{n,p_Z,\alpha} \frac{(p_Z - (p_0^\alpha)Z)}{m_{ZZ}^\alpha} f_{n,n}^\alpha(p_Z). \quad (6)$$

Не останавливаясь на подробностях вывода, поскольку он практически не отличается от стандартной процедуры для однодолинной системы [8,9], приведем кинетические уравнения для матриц $f_{n,n'}^\alpha(p_Z)$

$$\frac{\partial f_{n,n'}^\alpha}{\partial t} + i\Omega^\alpha(n - n') = I_{n,n'}^\alpha\{f\}, \quad n \neq n', \quad (7)$$

$$\frac{\partial f_{n,n}^\alpha}{\partial t} + eE_Z \frac{(p_Z - (p_0^\alpha))}{m_{ZZ}^\alpha} \frac{\partial f^0}{\partial \epsilon} = I_{n,n}^\alpha\{f\}, \quad (8)$$

где квантовый интеграл столкновений $I_{n,n'}^\alpha$ при упругом рассеянии носителей заряда имеет вид

$$\begin{aligned} I_{n,n'}^\alpha\{f\} = & \frac{\pi}{\hbar} \sum_{k_1,k_2,\beta} \left(f_{n,k_1}^\alpha V_{k_1,k_2}^{\alpha\beta} V_{k_2,n'}^{\beta\alpha} \delta(E_n^\alpha - E_{k_2}^\beta) + \right. \\ & + f_{k_1,n'}^\alpha V_{n,k_2}^{\alpha\beta} V_{k_2,k_1}^{\beta\alpha} \delta(E_{n'}^\alpha - E_{k_2}^\beta) - f_{k_1,k_2}^\beta V_{n,k_1}^{\alpha\beta} V_{k_2,n'}^{\beta\alpha} \times \\ & \left. \times \delta(E_{n'}^\alpha - E_{k_1}^\beta) - f_{k_2,k_1}^\beta V_{n,k_2}^{\alpha\beta} V_{k_1,n'}^{\beta\alpha} \delta(E_n^\alpha - E_{k_1}^\beta) \right). \end{aligned}$$

Здесь $V(\mathbf{r})$ — рассеивающий потенциал, а матричный элемент

$$V_{n,k}^{\alpha\beta} = \int \Psi_n^\alpha(\mathbf{r}) V(\mathbf{r}) \Psi_k^\beta(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$$

при $\alpha \neq \beta$, что соответствует междолинному рассеянию, должен вычисляться с учетом входящих в $\Psi^\alpha(r)$ блоховских функций [7]. Уравнение (7) содержит малый параметр $(\Omega\tau)^{-1}$, позволяющий выразить недиагональные элементы матрицы плотности через диагональные. В первом приближении по $1/(\Omega\tau)$

$$f_{n,n'}^\alpha = \frac{i\pi}{(n - n')\hbar\Omega^\alpha} \sum_{k,\beta} \left(f_n^\alpha V_{n,k}^{\alpha\beta} V_{k,n'}^{\beta\alpha} \delta(E_n^\alpha - E_k^\beta) + \right.$$

$$+ f_{n'}^\alpha V_{n,k}^{\alpha\beta} V_{k,n}^{\beta\alpha} \delta(E_{n'}^\alpha - E_k^\beta) - f_k^\beta V_{n,k}^{\alpha\beta} V_{k,n}^{\beta\alpha} \left(\delta(E_n^\alpha - E_k^\beta) + \delta(E_{n'}^\alpha - E_k^\beta) \right) \Big), \quad (9)$$

$$e E_Z \frac{(p_Z - (p_0^\alpha)_Z)}{m_Z^\alpha} \frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k,\beta} V_{n,k}^{\alpha\beta} V_{k,n'}^{\beta\alpha} (f_n^\alpha - f_k^\beta) \delta(E_n^\alpha - E_k^\beta), \quad (10)$$

откуда, поскольку рассеяние носителей заряда предполагается упругим, в линейном приближении по электрическому полю

$$f_n^\alpha(p_Z) = f^0(\varepsilon^\alpha) - e E_Z \tau_H(\varepsilon^\alpha) \frac{(p_Z - (p_0^\alpha)_Z)}{n_Z^\alpha} \frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon}, \quad (11)$$

где

$$1/\tau_H^\alpha(\varepsilon^\alpha) = (1/\tau_0^\alpha(\varepsilon^\alpha)) (\varepsilon^\alpha/\hbar\Omega^\alpha)^{-1/2} \sum_n \left(\frac{\varepsilon^\alpha}{\hbar\Omega^\alpha} - n - \frac{1}{2} \right)^{-1/2} + \\ + \sum_\beta \left((1/T_0^{\alpha\beta}(\varepsilon^\beta)) (\varepsilon^\beta/\hbar\Omega^\beta)^{-1/2} \sum_n \left(\frac{\varepsilon^\beta}{\hbar\Omega^\beta} - n - \frac{1}{2} \right)^{-1/2} \right),$$

τ_0 , T_0 — времена релаксации в отсутствие магнитного поля.

Подставив (9), (11) в (5), (6), для проводимости получим

$$\sigma_{XX} = -\frac{e^2}{\hbar a_H} \sum_{\substack{\alpha,\beta \\ n,k}} \frac{(x_k^\alpha - x_k^\beta)}{a_H} \frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon} V_{n,k}^{\alpha\beta} V_{k,n}^{\beta\alpha} \delta(E_n^\alpha - E_k^\beta), \quad (12)$$

$$\sigma_{ZZ} = -e^2 \sum_{n,\alpha} \frac{\partial f^0}{\partial \varepsilon^\alpha} \tau_H^\alpha(\varepsilon^\alpha) \left(\frac{(p_Z - (p_0^\alpha)_Z)}{m_Z^\alpha} \right)^2. \quad (13)$$

Легко видеть, что для однодолинной системы выражения (12), (13) совпадают с результатами работ [10,11].

Если энергия Ферми $\varepsilon_F^\alpha \gg \hbar\Omega^\alpha$, входящие в (12), (13) суммы можно преобразовать, используя разложение в ряд Фурье и формулу суммирования Пуассона [10]. С точностью до членов порядка $(\hbar\Omega^\alpha/\varepsilon_F^\alpha)^{3/2}$

$$\sigma_{XX}^\Sigma = \sum_\alpha (\sigma_0^\alpha)_{XX} + \sum_\alpha (\Delta\sigma^\alpha)_{XX} + \sum_{\alpha \neq \beta} (\Delta\sigma^{\alpha\beta})_{XX}, \quad (14)$$

$$\sigma_{ZZ}^\Sigma = \sum_\alpha (\sigma_0^\alpha)_{ZZ} + \sum_\alpha (\Delta\sigma^\alpha)_{ZZ}, \quad (15)$$

где σ_0 — проводимость в квазиклассическом пределе,

$$(\sigma_0^\alpha)_{XX} = n^\alpha e^2 / (m^\alpha \tau_0^\alpha (\Omega^\alpha)^2), \quad (\sigma_0^\alpha)_{ZZ} = (n^\alpha e^2 \tau_0^\alpha / m^\alpha),$$

n^α — концентрация носителей заряда в долине α ; $\Delta\sigma_{XX}^\alpha$, $\Delta\sigma_{ZZ}^\alpha$ — стандартные выражения для осциллирующей части проводимости [10,11] с перенормированным временем релаксации τ_{eff}

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{XX}^{\alpha\beta} = & \frac{3}{8} \left((\sigma_0^\alpha)_{XX} (\sigma_0^\beta)_{XX} \right)^{1/2} \left[\frac{(\tau_0^\alpha \tau_0^\beta)^{1/2}}{T_{\alpha\beta}} \right] \left[\frac{\hbar\Omega^\alpha}{\varepsilon_F^\alpha} \frac{\hbar\Omega^\beta}{\varepsilon_F^\beta} \right]^{1/2} \times \\ & \times \sum_{n,m=1}^{\infty} \left\{ \frac{(-1)^{n+m}}{(nm)^{1/2}} \exp \left(-2\pi^2 T_D \left(\frac{n}{\hbar\Omega^\alpha} + \frac{m}{\hbar\Omega^\beta} \right) \right) \times \right. \\ & \times \left[\frac{2\pi^2 T \left(\frac{n}{\hbar\Omega^\alpha} - \frac{m}{\hbar\Omega^\beta} \right)}{\text{sh} \left(2\pi^2 T \left(\frac{n}{\hbar\Omega^\alpha} - \frac{m}{\hbar\Omega^\beta} \right) \right)} \cos \left(\frac{\pi}{2} (ng^\alpha - mg^\beta) \right) \times \right. \\ & \times \cos \left(2\pi \left(n \frac{\varepsilon_F^\alpha}{\hbar\Omega^\alpha} - m \frac{\varepsilon_F^\beta}{\hbar\Omega^\beta} \right) \right) + \frac{2\pi^2 T \left(\frac{n}{\hbar\Omega^\alpha} + \frac{m}{\hbar\Omega^\beta} \right)}{\text{sh} \left(2\pi^2 T \left(\frac{n}{\hbar\Omega^\alpha} + \frac{m}{\hbar\Omega^\beta} \right) \right)} \times \\ & \left. \left. \times \cos \left(\frac{\pi}{2} (ng^\alpha + mg^\beta) \right) \cos \left(2\pi \left(n \frac{\varepsilon_F^\alpha}{\hbar\Omega^\alpha} + m \frac{\varepsilon_F^\beta}{\hbar\Omega^\beta} \right) - \frac{\pi}{4} \right) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Как и при рассеянии в пределах одной долины, междолинные переходы приводят к появлению в поперечной проводимости σ_{XX} особенностей двух типов. Междолинное рассеяние электронов между различными подзонами Ландау обуславливает в σ_{XX} особенности типа $[\varepsilon_F^\alpha - \hbar\Omega^\alpha(n + 1/2)]^{-1/2}$, что приводит к перенормировке τ_{eff} в выражении $\Delta\sigma_{XX}^\alpha$. Вклад в поперечную проводимость от переходов между квантовыми уровнями разных долин

$$\varepsilon_n^\alpha = \hbar\Omega^\alpha(n + 1/2), \quad \varepsilon_m^\beta = \hbar\Omega^\beta(m + 1/2),$$

расположенных вблизи уровня Ферми, еще более существен, поскольку в этом случае велика плотность как начальных, так и конечных состояний. Этот вклад дает особенность типа $(\varepsilon_F^\alpha - \varepsilon_n^\alpha)^{-1/2} (\varepsilon_F^\beta - \varepsilon_m^\beta)^{-1/2}$, которая приводит к появлению в проводимости осцилляций с комбинационными частотами $\sim \cos \left(2\pi \left(n(\varepsilon_F^\alpha/\hbar\Omega^\alpha) + m(\varepsilon_F^\beta/\hbar\Omega^\beta) \right) \right)$, которые легко могут быть выделены с помощью спектрального анализа.

В отличие от σ_{XX} в продольной проводимости особенности плотности начальных состояний при $\varepsilon_F^\alpha = \hbar\Omega^\alpha(n + 1/2)$ не играют роли, поскольку вклад в σ_{ZZ} от электронов с уровня ε_n^α пропорционален их скорости

$$V_z \sim [\varepsilon_F^\alpha - \hbar\Omega^\alpha(n + 1/2)]^{1/2}.$$

Поэтому в σ_{ZZ} отсутствует аналог слагаемого $\Delta\sigma_{XX}^{\alpha\beta}$ и в продольной проводимости осцилляции с комбинационными частотами наблюдать не будут.

Другим принципиально важным результатом данной работы является тот факт, что в осцилляциях $\sigma_{\chi\chi}$ отношение амплитуды комбинационной частоты $A(n\omega_1 + m\omega_2)$ к амплитуде первой гармоники $A(\omega_1)$ определяется отношением времен внутри- и междолинного рассеяния

$$I(m, n) = \frac{A(n\omega_1 + m\omega_2)}{A(\omega_1)} = K(m, n) \frac{\tau_1}{T_{12}}, \quad (16)$$

где

$$K(m, n) = \left[\frac{\hbar\Omega_1}{\varepsilon_F} \right]^{1/2} \frac{n\Omega_1 + m\Omega_2}{\pi(nm)^{1/2}\Omega_2} \frac{\text{sh}(2\pi^2 T/\hbar\Omega_1)}{\text{sh}\left(2\pi^2 T \left(\frac{n}{\hbar\Omega_1} + \frac{m}{\hbar\Omega_2}\right)\right)} \times \\ \times \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}(ng_1 + mg_2)\right)}{\cos(\pi ng_1/2)} \exp\left(-2\pi^2 T_D \left(\frac{n-1}{\hbar\Omega_1} + \frac{m}{\hbar\Omega_2}\right)\right).$$

Как правило, циклотронные частоты, g -фактор и температура Дингла для конкретного материала хорошо известны либо могут быть определены независимо от анализа комбинационных частот. Поэтому соотношение (16) может быть положено в основу метода определения времени междолинного рассеяния. Точность подобной процедуры будет существенно повышена, если удастся наблюдать несколько гармоник с комбинационными частотами, поскольку в зависимости (16) отношение τ/T является единственным неизвестным параметром.

Для дальнейшего анализа полученных результатов следует обратиться к имеющимся в данной области экспериментальным данным. В работах [12,13] были исследованы осцилляции поперечной проводимости $\partial\sigma_{\chi\chi}(1/H)/\partial H$ и магнитного момента $\partial M(1/H)/\partial H$ для легированного теллуrom висмута и сплавов $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ (рис. 1) и проведен соответствующий спектральный анализ. В полном соответствии с (11) в спектре шубниковских осцилляций (рис. 2), кроме основных частот ω_1 и ω_2 и их кратных гармоник, отчетливо наблюдались не соответствующие экстремальным сечениям пики ω_{nm} , хорошо описываемые формулой $\omega_{nm} = n\omega_1 + m\omega_2$ (см. таблицу). К сожалению, авторы [12] не указали для исследованных образцов ни ориентации магнитного поля относительно кристаллографической системы координат (частоты ω_1 , ω_2 были приведены в относительных единицах), ни температуры, ни концентрации носителей заряда. Поэтому не представляется возможным провести строгое количественное сопоставление развитой теории с экспериментом. Имеющиеся данные позволяют лишь оценить величину отношения $\tau/T \simeq 1$, что попадает в установленный в работе [6] интервал.

Следует отметить, что к появлению комбинационных частот в спектре $\partial\sigma_{\chi\chi}(1/H)/\partial H$ могут приводить также и осцилляции дебаевского радиуса экранирования R_D , как и предполагали авторы работы [12], пытаясь объяснить наблюдавшиеся ими аномалии. Для этого необходимо, чтобы одновременно выполнялось условие сильного экранирования $p_F R_D \ll 1$ и рассеяние осуществлялось только на заряженной примеси. Но в полуметаллах (особенно это касается висмута и его полуметаллических сплавов с сурьмой, где диэлектрическая проницаемость порядка 100) $p_F R_D > 1$, а при их легировании значение

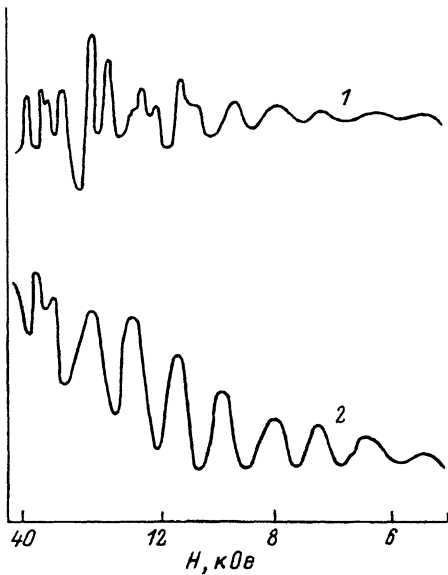


Рис. 1. Зависимость производных магнетосопротивления $d\rho/dH$ (1) и магнитного момента dM/dH (2) от обратного магнитного поля для сплава Bi-Te (рисунок взят из работы [3]).

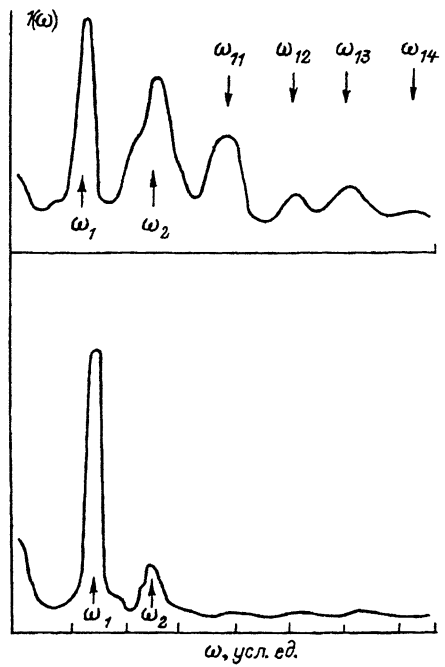


Рис. 2. Спектральный состав осцилляционных $I(\omega)$ кривых, изображенных на рис. 1. Частота ω — в относительных единицах.

параметра $r_F R_D$ может только возрастать. Учитывая же, что комбинационные частоты с амплитудами порядка амплитуды основных гармоник наблюдались и в сплавах $Bi_{1-x}Sb_x$, где, как теперь установлено, существенную роль играет рассеяние на фонах [14] и на нейтральной примеси [5], предложенная авторами [12] интерпретация еще менее адекватна. Следует особо подчеркнуть, что комбинационные частоты, связанные с осцилляциями дебаевского радиуса, если и будут иметь место, должны наблюдаться и в осцилляциях $\sigma_{ZZ}(1/H)$, что всегда по-

Спектральный состав осцилляций $d\rho/dH$

Наблюдаемые частоты ω_i , отн.ед.	Относительная высота максимума $I(\omega_i)$	Комбинация частот $i\omega_{1,2}$	Наблюдаемые частоты ω_{nm} , отн.ед.	Относительная высота максимума $I(\omega_{nm})$	Комбинация частот $n\omega_1 + m\omega_2$
11	1.00	$\omega_1 = 11$	38	0.46	$\omega_1 + \omega_2 = 38$
22	0.62	$2\omega_1 = 22$	49	0.25	$2\omega_1 + \omega_2 = 49$
27	0.92	$\omega_2 = 27$	60	0.30	$3\omega_2 + \omega_2 = 60$
32	0.25	$3\omega_1 = 33$	72	0.14	$4\omega_1 + \omega_2 = 71$

зволит уверенно отделить их влияние от вклада междолинного рассеяния.

На первый взгляд полученные результаты свидетельствуют о том, что комбинационные частоты не должны наблюдаться в осцилляциях магнитного момента. Однако следует заметить, что, согласно данным [5,6], междолинное рассеяние вносит существенный вклад в величину температуры Дингла и, как следствие этого, приводит к появлению комбинационных частот в осцилляциях dM/dH . Совершенно очевидно, что проявление данного эффекта возможно лишь в сильных полях. Действительно, экспериментальные данные (рис. 1) подтверждают этот факт. Однако легко показать, что соответствующий вклад этих осцилляций в спектральную плотность обрезается множителем порядка T_D/ϵ_F . Поэтому спектральный анализ осцилляций магнитного момента не в состоянии выявить наличие комбинационных частот, что и продемонстрировано на рис. 2.

Проведенный анализ позволяет сделать еще один важный вывод. Наблюдение комбинационных частот крайне затруднительно в материалах, где мала вероятность междолинного рассеяния (например, в особо чистых монокристаллах висмута, где в области гелиевых температур длина свободного пробега относительно междолинного рассеяния имеет макроскопические размеры [15]) в силу того, что, согласно (16), их амплитуда пропорциональна τ/T .

В заключение отметим, что предложенный в настоящей работе метод может быть использован для определения как времен междолинного рассеяния, так и времен рекомбинации и с гораздо большей достоверностью, нежели в рамках методики из работ [5,6].

Авторы выражают благодарность Н.Б.Брандту и Н.Я.Мининой за полезные обсуждения и стимулирующие дискуссии.

Список литературы

- [1] Шенберг Д. Магнитные осцилляции в металлах. М.: Мир, 1986. 678 с.
- [2] Dingle R.B. // Proc. Roy. Soc. A. 1952. V. 211. N 1107. P. 517-525.
- [3] Llewellyn B., Paul D.McK., Randles D.L., Springford M. // J. Phys. F. 1977. V. 7. N 12. P. 2531-2560.
- [4] Poulsen R.G., Randles D.L., Springford M. // J. Phys. F. 1974. V. 4. N 7. P. 981-998.
- [5] Киракозова Л.А., Минина Н.Я., Савин А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 52. № 1. С. 693-696.
- [6] Минина Н.Я., Киракозова Л.А. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. № 5. С. 1663-1683.
- [7] Гантмахер В.Ф., Левинсон Л.Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984. 350 с.
- [8] Зырянов П.С., Клиnger М.И. Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках. М.: Наука, 1976. 480 с.
- [9] Kohn W., Luttinger J. // Phys. Rev. 1957. V. 108. N 3. P. 590-615.
- [10] Adams E.N., Holstein T.D. // J. Phys. Chem. Solids. 1959. V. 10. N 4. P. 254-276.
- [11] Пелетминский С.В. // ФММ. 1965. Т. 20. № 5. С. 777-780.
- [12] Мощалков В.В., Миронова Г.Л. // Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 26. № 7. С. 538-544.
- [13] Брандт Н.Б., Чудинов С.М. // УФН. 1982. Т. 137. № 3. С. 479-500.
- [14] Редько Н.А., Польшин В.И., Иванов Г.А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 1. С. 10-13.
- [15] Жилияев И.Н., Межов-Деглин Л.П. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 3. С. 1971-1982.