Письма в ЖЭТФ, том 46, вып. 3, стр. 108 – 110 *10 августа 1987 г.*

О ПРОИСХОЖДЕНИИ "ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ" КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ПОЛУМЕТАЛЛАХ

В.М.Поляновский

Показано, что физической причиной аномально медленного температурного затухания квантовых осцилляций магнитосопротивления в полуметаллах являются изоэнергетические переходы электронов со сменой знака эффективной массы между уровнями Ландау.

В многочисленных экспериментах [1–4] наблюдались "высокотемпературные" квантовые осцилляции (ВТО) магнитосопротивления висмута и его сплавов с сурьмой, аномально медленно (по сравнению с осцилляциями Шубникова – де Гааза (ОШГ)) затухающие с ростом температуры. Однако, физическая причина ВТО до настоящего времени оставалась невыясненной. В частности, не удавалось объяснить угловые осцилляции и аномально малое значение периода ВТО.

В настоящей работе показано, что ВТО связаны с междузонными изоэнергетическими переходами электронов между уровнями Ландау в полуметаллах и дана интерпретация экспериментальных результатов [1–4]. Квантовая теория магнитосопротивления в полуметаллах была построена в [5,6]. Однако, в [5] не учитывалось квантование Ландау в валентной зоне, а в [6] изучался квантовый предел, и ВТО выпали из рассмотрения.

Как известно, ОШГ связаны с наличием электронов, движущихся по экстремальным замкнутым орбитам на поверхности Ферми. При изменении магнитного поля происходит периодическое касание цилиндров Ландау поверхности Ферми, что и приводит к периодическому изменению магнитосопротивления. ВТО возникают при наличии изоэнергетических поверхностей с несколькими экстремальными сечениями и связаны с переходами электронов в результате рассеяния с одной экстремальной замкнутой орбиты на другую. При изменении магнитного поля периодически происходит одновременное касание двумя цилиндрами Ландау изоэнергетической поверхности. Амплитуда ВТО максимальна, если эта поверхность находится вблизи поверхности Ферми. В полуметаллах сказанное относится к электронному и дырочному листам изоэнергетических поверхностей в интервале перекрытия валентной зоны и зоны проводимости.

Основные особенности ВТО можно проследить, воспользовавшись для конкретных расчетов простой параболической моделью для электронов и дырок в полуметалле [6]: $\epsilon^e(\mathbf{p}) = p^2/2m_e$ и $\epsilon^h(\mathbf{p}) = \epsilon_\text{п} - (\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2/m_h$, где $m_{e,h}$ – соответствующие эффективные массы, $\epsilon_\text{п}$ – величина перекрытия валентной зоны и зоны проводимости. В заключение статьи мы обсудим эффекты, к которым приводит выход за рамки этой модели. При $p_0^2 > 2(m_e + m_h)\,\epsilon_\text{п}$ в интересующем нас диапазоне магнитных полей магнитным пробоем можно пренебречь, и применим метод эффективного гамильтониана. Используя формулу Кубо для поперечной проводимости σ_{xx} электронного газа в сильном магнитном поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ при квазиупругом механизме рассеяния, получим $\sigma_{xx} = \sigma_{xx}^{ee} + \sigma_{xx}^{hh} + \sigma_{xx}^{eh}$. Первые два слагаемые описывают внутризонные переходы и приводят к ОШГ. Последнее слагаемое описывает междузонные переходы со сменой знака эффективной массы и, наряду с ОШГ, приводит к ВТО. При $\omega_{e,h}$; $T \ll \zeta_{e,h}$ ($\omega_{e,h} = (m_{e,h} a_H^2)^{-1}$ – циклотронные частоты, $a_H = \sqrt{c/eH}$ – магнитная длина, $\zeta_e = \zeta$ и $\zeta_h = \epsilon_\text{п} - \zeta$ – электронный и дырочный химические потенциалы, определяемые из условия нейтральности, используется система единиц, где $\hbar = 1$, T – температура в энергетических единицах) проводя суммирование по формуле Пуассона, получим $\sigma_{xx}^{eh} = \sigma_\text{мон} + \sigma_\text{ошг} + \sigma_\text{вто}$. Здесь

$$\sigma_\text{мон} = \frac{4eN_i\,|V_{\mathbf{p}_0}|^2\, m_e m_h}{3\pi^4}\left(\frac{\epsilon_\text{п}}{\omega_e + \omega_h}\right)^2, \qquad (1)$$

$$\sigma_{\text{ошг}} = \frac{5}{4}\,\sigma_{\text{мон}}\sqrt{\frac{\omega_e+\omega_h}{2\epsilon_{\text{п}}}}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{(-1)^k}{\sqrt{k}}\left[A\left(\frac{2\pi^2 kT}{\omega_e}\right)\cos\left(kS_e a_H^2-\frac{\pi}{4}\right)+\right.$$

$$\left.+A\left(\frac{2\pi^2 kT}{\omega_h}\right)\cos\left(kS_h a_H^2-\frac{\pi}{4}\right)\right], \qquad (2)$$

$$\sigma_{\text{вто}} = \frac{3}{8}\,\sigma_{\text{мон}}\frac{\omega_e+\omega_h}{\epsilon_{\text{п}}}\sum_{k,k'=1}^{\infty}\frac{(-1)^{k+k'}}{\sqrt{kk'}}\left[A\left(\frac{2\pi^2 T}{\omega_{kk'}^-}\right)\sin(S_{kk'}^+ a_H^2)+\right.$$

$$\left.+A\left(\frac{2\pi^2 T}{\omega_{kk'}^+}\right)\cos(S_{kk'}^- a_H^2)\right], \qquad (3)$$

$V_{\mathbf{q}}$ – фурье-компонента рассеивающего потенциала, N_i –концентрация рассеивающих центров, $A(x)=x/\text{sh}x$, $\frac{1}{\omega_{kk'}^{\pm}}=\left|\frac{k}{\omega_e}\pm\frac{k'}{\omega_h}\right|$, $S_{e,h}=2\pi m_{e,h}\zeta_{e,h}$ – площади экстремальных сечений электронного и дырочного листов поверхности Ферми плоскостью, перпендикулярной магнитному полю, $S_{kk'}^{\pm}=kS_e\pm k'S_h$. Слагаемые (1) – (3) описывают монотонную составляющую проводимости, ОШГ и ВТО соответственно. Согласно (2) имеется две серии ОШГ с периодами $\Delta_{\text{ошг}}^{e,h}(1/H)=2\pi e/ckS_{e,h}$. При $T\gtrsim\omega_{e,h}$ k-ая гармоника ОШГ затухает с ростом температуры $\sim\exp(-2\pi^2 kT/\omega_{e,h})$. Согласно (3) ВТО также содержат осцилляции двух периодов $\Delta_{\text{вто}}^{\pm}\left(\frac{1}{H}\right)=\frac{2\pi e}{c\,|S_{kk'}^{\mp}|}$, которые с ростом температуры при $T\gtrsim\omega_{kk'}^{\pm}$ затухают $\sim\exp(-2\pi^2 T/\omega_{kk'}^{\pm})$. Поскольку $\omega_{kk'}^{+}<\omega_e/k;\,\omega_h/k'$, то длиннопериодные ВТО затухают быстрее, чем ОШГ. Для короткопериодных ВТО наиболее медленно затухают с ростом температуры и, соответственно, дают основной вклад в ВТО гармоники, для которых $\omega_{kk'}^{-}$ максимально, т.е. $km_e\approx k'm_h$. Период осцилляций этих гармоник $\Delta_{\text{вто}}^{-}(1/H)\approx e/ckm_e\epsilon_{\text{п}}\approx e/ck'm_h\epsilon_{\text{п}}$. При $\omega_{kk'}^{-}>T\gtrsim\omega_{e,h}$ амплитуда наиболее медленно затухающих гармоник ВТО экспоненциально велика по сравнению с амплитудой ОШГ, а период меньше периода ОШГ. При оценке относительной амплитуды ВТО и ОШГ нужно также учитывать, что ВТО и ОШГ, связанные с междузонными переходами, ослаблены в $\frac{|V_{p_0}|^2}{|V_{p_F}|^2}\sim\frac{\tau_{\text{вз}}}{\tau_{\text{мз}}}$ раз по сравнению с внутризонными ОШГ ($\tau_{\text{вз}}$ и $\tau_{\text{мз}}$ – внутризонное и междузонное времена релаксации соответственно, $p_F^{e,h}=\sqrt{2m_{e,h}\zeta_{e,h}}\ll p_0$).

Скорость температурного затухания гармоник ОШГ и ВТО определяется частотой осцилляций плотности состояний в магнитном поле как функции энергии, связанных с особенностями плотности состояний вблизи уровней Ландау. С ростом температуры среднее значение осциллирующей части плотности состояний на интервале температурного размытия уровня Ферми резко падает, а амплитуда ОШГ и ВТО экспоненциально убывает. При междузонных переходах ОШГ связаны с переходами электронов из (в) особенности плотности состояний, т.е. ОШГ определяются наложением монотонной и осциллирующей составляющих плотности состояний. Частота осцилляций последней велика $(\sim 1/\omega_{e,h})$, и ОШГ быстро затухают с ростом температуры. В отличие от ОШГ, ВТО связаны с переходами электронов между особенностями плотности состояний, т.е. определяются наложением осциллирующих частей электронной и дырочной плотности состояний. При этом возникают осцилляции плотности состояний на комбинационных частотах $(\sim 1/\omega^{\pm}_{kk'})$, как больших (длиннопериодные), так и меньших (короткопериодные ВТО) обратных циклотронных частот. Соответственно, скорость температурного затухания гармоник ВТО резко возрастает или падает по сравнению с гармониками ОШГ.

Выход за рамки изотропной модели может привести к немонотонной зависимости периода ВТО от направления магнитного поля. Покажем это на простом примере. Пусть при направлении магнитного поля вдоль некоторой оси C $\omega_e \approx \omega_h$ и с ростом угла $\theta = (\text{ось } \widehat{C\mathbf{H}})$ отношение циклотронных масс $m_e(\theta)/m_h(\theta)$ уменьшается. Именно такая ситуация реализуется в висмуте для тригональной оси и по крайней мере одного из электронных элипсоидов [7]. Тогда при $\mathbf{H} \| C$ основной вклад в ВТО дает гармоника $k = k' = 1$ с периодом $\Delta^{-}_{11}(0) = e/cm_h(0)\epsilon_{\text{п}}$. При увеличении θ период осцилляций растет из-за быстрого уменьшения сечения электронного элипсоида, а амплитуда гармоники падает в связи с уменьшением ω^{-}_{11}. При приближении к углу θ_2, который определяется соотношением $2m_e(\theta_2) = m_h(\theta_2)$, основной вклад в ВТО начинает давать гармоника $k=2$, $k' = 1$ с периодом $\Delta^{-}_{21}(\theta_2) = (m_h(0)/m_h(\theta_2))\,\Delta^{-}_{11}(0)$, и в результате период ВТО резко уменьшается. Затем период снова растет, а следующее его уменьшение происходит вблизи угла θ_3, который определяется соотношением $3m_e(\theta_3) = m_h(\theta_3)$, причем $\Delta^{-}_{31}(\theta_3) = (m_h(0)/m_h(\theta_3))\,\Delta^{-}_{11}(0)$, и т.д. Таким образом, при изменении угла наклона магнитного поля период ВТО осциллирует вблизи среднего значения, определяемого угловой зависимостью обратной циклотронной массы дырок, что полностью соответствует экспериментальным данным [1-4].

Для получения правильного значения периода экспериментально наблюдаемых ВТО необходимо учесть непараболичность закона дисперсии электронов в висмуте, положив $S_e = 2\pi m^0_e\,\zeta(1 + \zeta/\epsilon_g)$, где ϵ_g – ширина запрещенной зоны, m^0_e – эффективная масса у дна зоны проводимости. С ростом температуры наиболее медленно затухает гармоника ВТО, для которой $km_e(\zeta) \approx k'm_h$, с периодом $\Delta^{-}_{\text{ВТО}}(1/H) \approx e/ck'm_h\epsilon_0$, где $m_e(\zeta) = m^0_e\,(1 + 2\zeta/\epsilon_g)$ и $\epsilon_0 = \epsilon_{\text{п}} - \zeta^2/(2\zeta + \epsilon_g)$. При $\zeta_h = 11{,}7$ мэВ, $\zeta_e = 28{,}8$ мэВ, $\epsilon_g = 13{,}6$ мэВ, $m_h = 0{,}064\, m_0$ (**H** параллельно тригональной оси) [7] $k' = 1$ получим $\Delta^{-}_{\text{ВТО}}(1/H) = 0{,}63 \cdot 10^{-5}$ Э$^{-1}$ в соответствии с результатами [1-4].

Литература

1. *Богод Ю.А., Красовицкий В.Б., Герасимечко В.Г.* ЖЭТФ, 1974, **66**, 1362.
2. *Богод Ю.А., Красовицкий В.Б., Миронов С.А.* ЖЭТФ, 1980, **78**, 1099.
3. *Богод Ю.А., Красовицкий В.Б., Лемешевская Е.Т.* ФНТ, 1983, **9**, 832.
4. *Богод Ю.А., Красовицкий В.Б., Лемешевская Е.Т.* ФНТ, 1986, **12**,610.
5. *Давыдов Б.И., Померанчук И.Я.* ЖЭТФ, 1939, **9**, 1924.
6. *Абрикосов А.А.* ЖЭТФ, 1969, **56**, 1391.
7. *Эдельман В.С.* УФН, 1977, **123**, 257.

Запорожский машиностроительный институт
им. В.Я.Чубаря

Поступила в редакцию
15 июня 1987 г.