

К ВОПРОСУ О КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ КОЛЛЕКТОРНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ПРИ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ФОКУСИРОВКЕ

В.С.Цой¹⁾

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 11 ноября 1998 г.

После переработки 19 ноября 1998 г.

В висмутовых образцах со сверхрешеткой на поверхности наблюдаются гигантские короткопериодные осцилляции при поперечной электронной фокусировке при больших эмиттерных напряжениях. Предложена модель, объясняющая возникновение и положение осцилляций на шкале магнитного поля, их усиление и зависящее от направления тока смещение на шкале магнитного поля при увеличении тока, а также отсутствие осцилляций в кратных полях. Согласно модели, осцилляции обусловлены возникновением резонансных поверхностных (краевых) состояний и их вкладом в электронный транспорт.

PACS: 73.20.At, 73.90.+f

Квантовая когерентная баллистика электронов проводимости определяет электрические свойства проводящей мезоскопической системы. Детальную информацию о свойствах электронной системы можно получить с помощью зонда Шарвина – микроконтакта, характерный размер которого много меньше электронной длины свободного пробега l [1]. Изучение квантовой баллистики с помощью зонда Шарвина в геометрии поперечной электронной фокусировки (ЭФ) [2] позволяет одновременно контролировать ряд параметров системы, в частности, l , фермиевский импульс p_F , характер отражения электронов от поверхности образца и структуру поверхности [3]. Эффекты квантовой баллистики в ЭФ проявляются, в частности, в возникновении тонкой структуры в спектре ЭФ – короткопериодных в сравнении с периодом фокусировки осцилляциях коллекторного напряжения как функции магнитного поля H . Такие осцилляции были наблюдаемы в висмуте [4], позднее – в двумерном электронном газе (2МЭГ) [5]. Исследованию осцилляций в висмуте посвящены работы [6–9], в 2МЭГ – [10–17]. По-видимому, существует несколько типов осцилляций, имеющих отличную физическую природу. Условно их можно разбить на две группы: 1) осцилляции при малых энергиях возбуждений, малых эмиттерных ускоряющих напряжениях U_e , для которых $eU_e \sim k_B T$ (e – заряд электрона, T – температура образца) и которые подавляются при увеличении как U_e , так и T ; 2) осцилляции при больших ускоряющих напряжениях, когда $eU_e \gg k_B T$. К первому типу можно отнести осцилляции, наблюдаемые в [4, 5], ко второму – наблюдаемые в [6]. Выяснению физической природы осцилляций второго типа посвящена данная работа.

В большинстве работ исследовались осцилляции второго типа. Опуская детали, отметим общее в этих работах в интерпретации физической природы осцилляций и возникающие при этом проблемы. 1) В работах допускается баллистический пролет электронных возбуждений с энергией ~ 10 мэВ на расстояния ≥ 100 мк.

¹⁾ e-mail: tsoi@issp.ac.ru

Однако измерения ЭФ при межконтактном расстоянии ~ 5 мк показали, что вероятность такого пролета пренебрежимо мала [18] и амплитуда соответствующих осцилляций должна быть пренебрежимо малой, что находится в противоречии с измерениями. 2) Принципиально существует возможность объяснения осцилляций с помощью дифракционных эффектов. Однако ширина линий ЭФ в цитированных работах свидетельствует о том, что эффективные размеры контактов > 10 мк, что при де-Бройлевской электронной длине волны $\lambda_{дБ}$ в висмуте ~ 0.1 мк практически исключает дифракционные эффекты на "отверстиях". 3) Если по каким-то причинам возникли бы сингулярности в угловом распределении инжектированных в образец неравновесных электронов, то вследствие зеркального отражения электронов от поверхности обусловленные ими "линии" должны были бы наблюдаться и в кратных полях. Что также находится в противоречии с экспериментом.

В данной работе для выяснения физической природы осцилляций второго типа были проведены измерения ЭФ в висмутовых образцах, на поверхности которых в процессе роста самопроизвольно возникла "дифракционная решетка". Решетка не была совершенной, однако при отражении лазерного луча от поверхности образца наблюдалась ярко выраженная дифракционная картина. Оцененный из дифракционной картины средний период решетки ~ 10 мк. Поверхность образца $\perp C_3$, штрихи дифракционной решетки $\parallel C_1$. Эмиттер и коллектор устанавливались на линии $\parallel C_2$. Магнитное поле H параллельно поверхности образца и перпендикулярно линии контактов. Электронная часть ферми-поверхности (ФП) висмута состоит из трех эллипсоидов, большие оси которых составляют небольшой угол с плоскостью $\parallel C_3$. Наблюдалась фокусировка электронов эллипсоида ФП висмута, у которого большая ось перпендикулярна линии контактов. Измерения проводились модуляционным способом [6]. Через эмиттер пропускался постоянный опорный ток I_{0e} ($U_{0e} = I_{0e} \times R_e$, где R_e – сопротивление эмиттера, не зависящее от I_{0e} и H) и модуляционный ток $I_e < 1$ мА, измерялось переменное напряжения U_c на коллекторе как функция H . Измерения проводились при гелиевых температурах и межконтактных расстояниях L от 50 до 700 мк. Во всех спектрах ЭФ наблюдались осцилляции. Характерный спектр ЭФ показан на рис.1. В качестве меры амплитуды осцилляций, определяющей масштаб эффекта, удобно использовать их амплитуду, нормированную на амплитуду первой линии ЭФ. Влияние условий наблюдения на осцилляции можно резюмировать следующим образом. 1) Число осцилляций и их амплитуда определялись неконтролируемыми причинами и зависели от положения как эмиттера, так и коллектора. Любое смещение как эмиттера, так и коллектора приводило к изменению числа осцилляций, их амплитуды и положения на шкале H . 2) В диапазоне $L = 100 \div 700$ мк амплитуда осцилляций могла быть одинаково максимальной. Конкретная величина определялась плохо контролируемыми параметрами, зависящими от положения контактов, а не от L . 3) Осцилляции наблюдались как при нулевом, так и при относительно большом I_{0e} . Увеличение I_{0e} до 10 – 20 мА всегда приводило к увеличению числа и амплитуды осцилляций. Однако эффект увеличения опорного тока также определялся плохо контролируемыми параметрами, зависящими от положения контактов. 4) При увеличении I_{0e} осцилляции смещались в сторону больших полей при полярности U_{0e} , ускоряющего впрыскиваемые электроны. Инверсия тока приводила к смещению осцилляций в меньшие поля. 5) Осцилляции наблюдались в полях $\leq H_0$ – поле наблюдения первой линии ЭФ – и практически не наблюдались в

больших полях. 6) Практически не удалось наблюдать серии осцилляций в полях, кратных полю первой осцилляции. 7) Понижение температуры от 4.2 до 1.1 К обычно приводило к увеличению относительной амплитуды осцилляций.

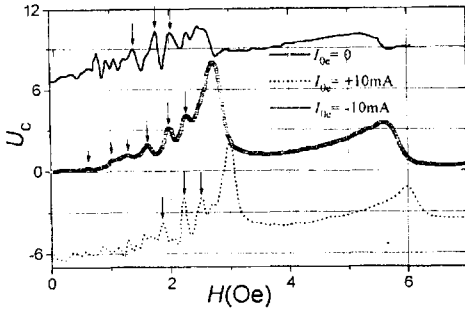


Рис.1. Спектры ЭФ, снятые при $I_{0e} = 0$, $+10$ и -10 мА. Расстояние между контактами 0.39 мм, $T = 4.2$ К. Масштаб вдоль оси U_c произволен. Для ясности деталей верхняя и нижняя кривые смещены вдоль оси U_c .

Предлагается модель, которая в рамках формализма Ландауэра – Бюттикера (см., например, [19]) позволяет объяснить всю совокупность экспериментальных данных. В рамках формализма осцилляции коллекторного напряжения являются следствием осцилляций вероятности $W_{e,c}$ прохождения электрона из эмиттера в коллектор. Наличие периодической структуры на поверхности образца приводит к возникновению резонансных по H поверхностных электронных состояний (ПЭС). Осцилляции в $W_{e,c}$ обусловлены электронным транспортом по резонансным ПЭС. Для резонансного процесса передачи тока существенны: 1) наличие резонансных ПЭС, 2) захват инжектируемых в образец электронов в ПЭС и 3) переход электрона из ПЭС в объемное в коллекторе. Выполнение третьего условия обеспечивает сильная дефектность приконтактной области образца.

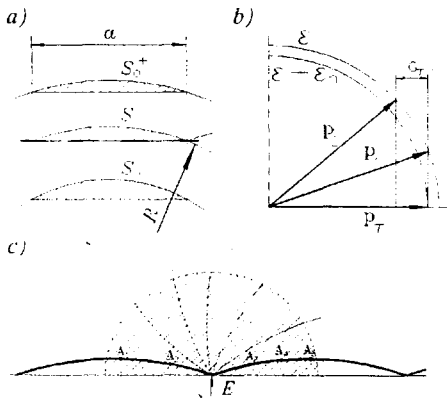


Рис.2. а) Резонансная траектория электрона, скачущего вдоль поверхности с регулярной структурой. Показано изменение площади, ограниченной хордой a и опирающейся на нее дугой при изменении радиуса окружности R . б) Кинетика захвата электрона в поверхностное состояние (p_r) в импульсном пространстве – из состояния p_2 с участием вектора обратной поверхностной решетки ($G_r \neq 0$) и из состояния p_1 с $G_r = 0$, ϵ – энергия электрона в объеме, ϵ_n – энергия уровня поверхностного состояния. в) Штриховкой условно обозначена область диффузионного движения неравновесных электронов вблизи эмиттера (E). В этой области электрон при рассеянии, например, в точках $A_1 - A_5$, может попасть на резонансную траекторию (жирная линия)

Существование ПЭС в висмуте хорошо известно [20]. В данных условиях наблюдения ЭФ разрешение отдельных ПЭС [4] практически невозможно вследствие большого размера эмиттера, так как спектр ПЭС допускает одновременный транспорт вдоль большого числа ПЭС при любом H . Другим важным следствием большого

размера контактов ($\gg \lambda_{дБ}$) является пренебрежимая роль эффектов когерентности электронов различных ПЭС [5]. Наличие резонансных ПЭС радикально изменяет ситуацию – при некоторых значениях H открываются резонансные каналы прохождения электронов из эмиттера в коллектор. В квазиклассической схеме условием резонанса является кратность периода регулярной поверхностной структуры хорде электронной траектории, удовлетворяющей условию квантования магнитного потока. Отметим, что наличие регулярной структуры подавляет электронный поток из эмиттера в коллектор вдоль нерезонансных ПЭС. Величина магнитного поля $H_{n,a}$ для возбуждения резонансного ПЭС определяется следующим условием (см., например, [20]): магнитный поток, пронизывающий сегмент S_0 , образованный дугой и стягивающей ее хордой a (см. рис.2а), равен $\Phi = (n - \gamma)\Phi_0$, где Φ – магнитный поток, пронизывающий сегмент, $n = 1, 2, 3, \dots$ – квантовое число, $\Phi_0 = hc/e$ – универсальный квант магнитного потока, $0 < \gamma < 1$. Когда $H_{n+1,a} - H_{n,a}$ превышает ширину осцилляции, резонансные уровни могут быть наблюдаемы экспериментально.

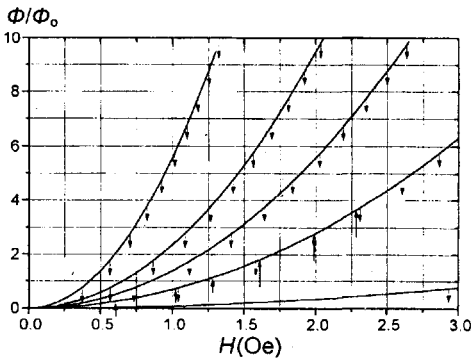


Рис.3. Зависимость потока, охватываемого дугой траектории электрона в висмуте и стягивающей ее хордой $a, 2a, 3a, 4a, 5a$ ($a = 30.6$ мк) от магнитного поля в единицах кванта магнитного потока. Стрелками вниз отмечены $H_{n,a}$ для $\gamma = 1/4$. Стрелками вверх отмечено положение основных осцилляций, наблюдаемых при нулевом постоянном токе (см. рис.1)

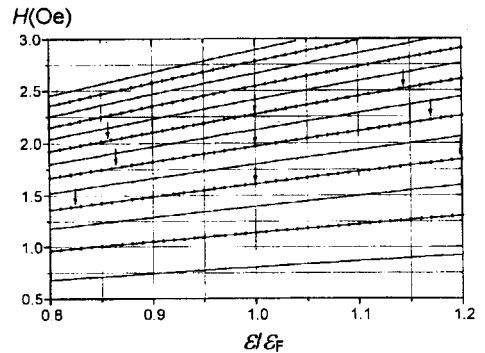


Рис.4. Зависимость положения осцилляций на шкале магнитного поля от энергии электрона, ϵ – энергия электрона, ϵ_F – энергия Ферми

На рис.3 приведен расчет магнитного потока, пронизывающего сегмент, образованный дугой электронной траектории и стягивающей ее хордой $a, 2a, 3a, 4a, 5a$ ($a = 30.6$ мк) для электронов висмута. Стрелками вниз отмечены $H_{n,a}$ для $\gamma = 1/4$ при граничном условии равенства нулю электронной волновой функции на поверхности ($\gamma = 3/4$ при граничном условии равенства нулю производной электронной волновой функции на поверхности) [21]. Стрелками вверх отмечены наблюдаемые положения осцилляций при $I_{0e} = 0$. Условием, определяющим выбор величин a и γ , была минимизация отклонения экспериментально наблюдаемого положения трех наиболее интенсивных осцилляций при $I_{0e} = 0$ (см. рис.1) от расчетного. Для фиксированной хорды при увеличении поля в спектре ЭФ должно происходить подавление осцилляций по двум причинам: 1) уменьшение расстояния на шкале магнитного поля между соседними осцилляциями, 2) уменьшение зеркальности отражения, обусловленной увеличением угла падения электрона на поверхность (см. рис.2а; для

существования ПЭС необходимо периодическое движение скачущего вдоль поверхности электрона, что возможно лишь при зеркальном отражении). Отметим, что вероятность зеркального отражения при нормальном падении невелика (≤ 0.4).

Явление поверхностного резонанса для электронов проводимости было обнаружено в [22]. Эксперименты выполнены на висмутовых образцах с поверхностной сверхструктурой и резонанс был обусловлен захватом электронов в ПЭС. Условие упругого захвата электрона с кинетической энергией ϵ на уровень ϵ_n в ПЭС имеет вид (см. рис.2б): $\epsilon - \epsilon_n = E_n$; $\mathbf{p}_\tau^+ = \mathbf{p}_\tau + \mathbf{G}_\tau$, где E_n - кинетическая энергия электрона ПЭС на уровне n , ϵ_n - энергия уровня, \mathbf{p}_τ^+ и \mathbf{p}_τ - тангенциальные компоненты падающего на поверхность электрона и электрона в ПЭС, \mathbf{G}_τ - обратный вектор поверхностной решетки. На рис.3 изображены два случая захвата электрона в ПЭС: $\mathbf{p}_1^+ = \mathbf{p}_\tau (\mathbf{G}_\tau = 0)$ и $\mathbf{p}_2^+ = \mathbf{p}_\tau - \mathbf{G}_\tau (\mathbf{G}_\tau \neq 0)$. При реальных параметрах задачи ($\epsilon_n \sim$ нескольких градусов, $\epsilon_F = 27$ мэВ, период дифракционной решетки $b \sim 10$ мк) для скользящих электронов оба случая возможны.

Если при некоторой величине H возбуждается резонансное ПЭС, то при увеличении (уменьшении) энергии электрона вследствие изменения радиуса электронной траектории (см. рис.2а) выполнение условия квантования потока будет иметь место в большем (меньшем) поле, то есть при изменении энергии электрона осцилляции должны смещаться в область больших при увеличении энергии или в область меньших при уменьшении энергии полей. На рис.4 приведен расчет смещения на шкале H резонансных полей при изменении энергии электрона для ряда резонансных ПЭС. Стрелками отмечено наблюдаемое положение наиболее интенсивных осцилляций при трех величинах I_{0e} (см. рис.1). Из рис.1 видно, что в эксперименте при увеличении энергии возбуждения электронов имеется тенденция смещения осцилляций, соответствующих большому n в сторону меньших энергий. Это представляется естественным вследствие немоноэнергетичности электронного пучка и экспоненциального уменьшения вклада электронов при увеличении их энергии возбуждения, а также вследствие увеличения времени пролета электронов от эмиттера до коллектора при увеличении n . Требуемая моделью величина энергии электронов, определяющая смещение осцилляций (см. рис.4), находится в удовлетворительном согласии с энергией фокусируемых электронов при $I_{0e} = \pm 10$ мА, определенной из положения линии ЭФ на шкале H и уменьшения ее амплитуды при $L = 0.39$ мм [18].

При увеличении эмиттерного тока происходит радикальное уширение линии ЭФ - увеличение эффективного размера эмиттера (подробнее см. [6]). Вблизи эмиттера возникает зона диффузионного движения впрыснутых электронов. На рис.2с эта зона условно обозначена штриховкой. Возникновение такой зоны приводит, в частности, к двум особенностям. 1) увеличивается вероятность попадания электрона на резонансную траекторию (например, при рассеянии в точках $A_1 - A_5$ рис.2с) по сравнению с вероятностью при баллистическом пролете из эмиттера. Увеличение вероятности должно приводить к увеличению амплитуды соответствующей осцилляции; 2) возникает возможность открытия дополнительных резонансных каналов, соединяющих диффузионную зону с коллектором, что должно приводить к возникновению дополнительных осцилляций при увеличении эмиттерного тока. Обе эти особенности, приводящие как к увеличению амплитуды осцилляции, так и к появлению дополнительных линий в спектре ЭФ, наблюдаются в эксперименте (см. рис.1).

Таким образом, предложенная модель удовлетворительно полуколичественно объясняет всю совокупность экспериментальных данных. Детальное количественное сравнение, по-видимому, преждевременно, так как использованная дифракционная решетка далеко несовершенна, о чем свидетельствует нерегулярность оптической дифракционной картины, полученной при отражении света от поверхности исследуемого образца. Для детального количественного анализа необходимо проведение экспериментов на образцах с более совершенной регулярной поверхностной структурой.

Данная работа частично поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (#98-02-16629) и Министерства науки и технологий (#020/3).

1. Ю.В.Шарвин, ЖЭТФ **48**, 984 (1965).
2. В.С.Цой, Письма в ЖЭТФ **19**, 114 (1974).
3. В.С.Цой, J.Bass, and P.Wyder, Adv. Phys. **41**, 365 (1992).
4. В.С.Цой, Письма в ЖЭТФ **25**, 289 (1977).
5. C.W.W.Beenakker, H. van Houten, and B.J. van Wees, Europhys. Lett. **7**, 359 (1988).
6. В.С.Цой, Докторская диссертация, ИФТТ РАН, Черногловка, Россия (1978).
7. В.В.Андриевский, Е.И.Асс, Ю.Ф.Комник, Письма в ЖЭТФ **47**, 103 (1988); ФНТ **16**, 326 (1990).
8. Ю.Ф.Комник, В.В.Андриевский, С.В.Рожок, ФНТ **22**, 1406 (1996); Phys. Rev. **B56**, 4023 (1997).
9. В.В.Андриевский, Ю.Ф.Комник, С.В.Рожок, ФНТ **22**, 1418 (1996).
10. C.W.J.Beenakker and H. van Houten, Phys. Rev. **B39**, 10445 (1989).
11. G.Goldoni and A.Fasolino, Phys. Rev. **B44**, 8369 (1991).
12. A.Okiji, N.Negishi, and A.Nakamura, J. Phys. Soc. Jap. **61**, 1145 (1992).
13. R.I.Hornsey, J.R.A.Cleaver, and H.Ahmed, J. Vac. Sci. Technol. **B11**, 2579 (1993).
14. T.Ueta. J. Phys. Soc. Japan **62**, 3633 (1993); **63**, 4506 (1994).
15. V.J.Goldman, B.Su, and J.K.Jain, Phys. Rev. Lett. **72**, 2065 (1994).
16. J.R.Gao, B.J. van Wees, J.J. Kuipers et al., Appl. Phys. Lett. **64**, 2529 (1994).
17. T.Ueta. J. Phys. Soc. Japan **64**, 4813 (1995).
18. М.В.Цой, В.С.Цой, П.Видер. Письма в ЖЭТФ **64**, 835 (1996).
19. C.W.J. Beenakker and H. van Houten, *Solid State Physics*, Eds. H.Ehrenreich and D.Turnbull, Acad. Press, NY, **44**, 1, (1991).
20. М.С.Хайкин, УФН **96**, 409 (1968).
21. A.O.F.Animalu. Phyl. Mag. **21**, 137 (1970).
22. V.S.Tsoi, Y.de Wilde, T.Noller et al., Europhys. Lett. **35**, 43 (1996).