

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ИНТЕРФЕРЕНЦИЮ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН В КВАЗИБАЛЛИСТИЧЕСКОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

*А.А.Быков, З.Д.Квон, Л.В.Литвин, С.П.Мощенко, Ю.В.Настаушев*

*Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН*

*630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 8 ноября 1994 г.

При помощи микроволновой мезоскопической ЭДС исследовано влияние электростатического поля на когерентные процессы в субмикронных GaAs/AlGaAs-кольцах. Установлено, что в отличие от магнитопольевых флуктуаций, где наблюдается аperiodическая составляющая и  $h/e$ -осцилляции, зависимость ЭДС от затворного напряжения содержит лишь случайную компоненту. Такое поведение обусловлено доминирующей ролью случайного рассеивающего потенциала в когерентных процессах в квазيبаллистическом интерферометре и сравнимыми корреляционными энергиями аperiodических мезоскопических флуктуаций и осцилляций Ааронова–Бома.

Влияние электростатического поля на когерентные процессы в мезоскопических проводниках обусловлено по крайней мере тремя механизмами. Первый из них связан с воздействием электростатического поля на реализацию случайного рассеивающего потенциала. Второй вызван изменением концентрации носителей заряда и соответственно энергии Ферми интерферирующих электронов. Оба эти механизма экспериментально достаточно подробно изучены в субмикронных кремниевых полевых транзисторах [1,2]. Менее изученный третий механизм обусловлен квантовомеханическим сдвигом фазы  $\phi$  волновой функции электрона под действием электромагнитного потенциала. Такое влияние электромагнитного поля на интерференцию электронных волн известно в квантовой механике как эффект Ааронова–Бома [3].

В зависимости от того, какая компонента электромагнитного потенциала приводит к сдвигу  $\phi$ , различают магнитный и электростатический эффекты Ааронова–Бома. Оба эффекта к настоящему времени изучены в вакууме, где электроны движутся баллистически [4,5]. В диффузионном и квазибаллистическом режимах, реализующихся в субмикронных кольцах с металлической проводимостью, подробно изучен лишь магнитный эффект Ааронова–Бома. Эффект проявляется в периодическом изменении магнитосопротивления субмикронных цилиндров [6] и колец [7].

Электростатический эффект Ааронова–Бома так же, как и магнитный должен приводить к периодическому изменению условий интерференции и соответственно к периодической зависимости проводимости кольца от величины электростатического потенциала. Однако в металлических субмикронных кольцах подобной зависимости от напряжения  $V_g$  на специальных затворах, расположенных вдоль проводящих каналов, не наблюдалось [8, 9]. Не наблюдалось периодической зависимости сопротивления от затворного напряжения и в субмикронных GaAs/AlGaAs-кольцах с планарным затвором [10]. Экспериментально влияние затворного напряжения проявлялось в обратимом сдвиге  $h/e$ -осцилляций в магнитопольевых зависимостях от величины  $V_g$  [8, 10], что может быть обусловлено не только электростатическим эффектом Ааронова–Бома, но и влиянием затворного напряжения на реализацию рассеивающего потенциала и на энергию Ферми электронов.

В настоящей работе влияние электростатического поля на электронную интерференцию в субмикронных GaAs/AlGaAs-кольцах изучено при помощи микроволновой мезоскопической ЭДС. В отличие от проводимости микроволновая ЭДС обладает более высокой чувствительностью, так как у нее отсутствует усредненная составляющая и она может с успехом использоваться для исследования когерентных процессов в субмикронных проводниках [2, 11, 12].

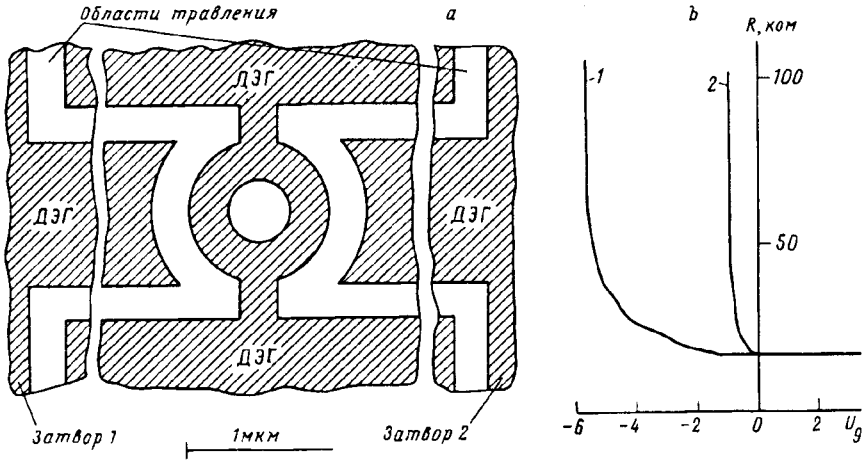


Рис.1. а – Схематическое изображение электронного интерферометра; б – зависимости сопротивления интерферометра от затворного напряжения при  $T = 4,2\text{К}$ : 1 – зависимость  $R$  от напряжения на затворе 1, 2 – зависимость  $R$  от напряжения на затворе 2

Экспериментальные образцы изготавливались на базе гетеропереходов GaAs/AlGaAs со следующими параметрами двумерного электронного газа при  $T = 4,2\text{К}$ : концентрация электронов  $N_s = (7 - 9) \cdot 10^{11}\text{см}^{-2}$ , подвижность  $\mu = 10^5\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Для изготовления колец использовалась электронная литография и технология реактивного ионного травления. Литографические размеры интерферометра представлены на рис.1а. Эффективный диаметр колец и эффективная ширина проводящих каналов, определенные экспериментально [12, 13], были следующими:  $d_{eff} = 600 - 700\text{нм}$ ,  $W_{eff} = 15 - 60\text{нм}$ . Электрофизические свойства подобных интерферометров описаны ранее в работе [13]. Образцы имели два омических контакта к кольцу и два затвора, расположенных вдоль проводящих каналов интерферометра. Затворы формировались на основе двумерного электронного газа (ДЭГ) в гетеропереходе и изготавливались в едином технологическом цикле с кольцом.

Зависимости сопротивления  $R$  одного из образцов от напряжения на затворах относительно заземленного омического контакта представлены на рис.1б. Измерения проводились по двухточечной схеме. Сопротивление  $R$  включало в себя суммарное сопротивление двух омических контактов, подводящих линий и самого кольца. Суммарное сопротивление двух омических контактов составляло около 10 кОм. При напряжениях на затворах  $V_{g1} < -1\text{В}$  и  $V_{g2} < -6\text{В}$  интерферометр переходил в непроводящее состояние,  $R > 100\text{кОм}$ . Различия в зависимостях  $R(V_{g1})$  и  $R(V_{g2})$  обусловлено, по всей видимости, индивидуальными особенностями затворов. Качественно подобное поведение наблюдалось

и на другом интерферометре. В циклах – отогрев до  $T = 300\text{ К}$  – охлаждение до  $T = 4,2\text{ К}$  – сопротивление интерферометров изменялось на несколько кОм. При этом изменялась и реализация случайного рассеивающего потенциала.

Магнитопольные зависимости  $R(B)$  в диапазоне температур  $T = 1,6 - 4,2\text{ К}$  были подобны приведенным ранее в [12]. Интерференционная компонента сопротивления была мала и составляла порядка  $5 \cdot 10^{-3}$  от сопротивления при  $B = 0\text{ Т}$ . Воспроизводимых флуктуаций  $R$  от  $V_g$  зарегистрировать не удалось из-за малого соотношения сигнал/шум.

Измерения микроволновой ЭДС проводились при температурах  $1,6 - 4,2\text{ К}$  в магнитных полях  $B$  до  $1\text{ Т}$  на частотах СВЧ-излучения от  $8$  до  $80\text{ ГГц}$ . СВЧ-излучение в диапазоне частот  $8 - 12\text{ ГГц}$  подавалось на образец коаксиальным кабелем, в диапазоне  $37 - 80\text{ ГГц}$  – волноводом. Сигнал ЭДС снимался с омических контактов и регистрировался с помощью фазочувствительного нановольтметра.

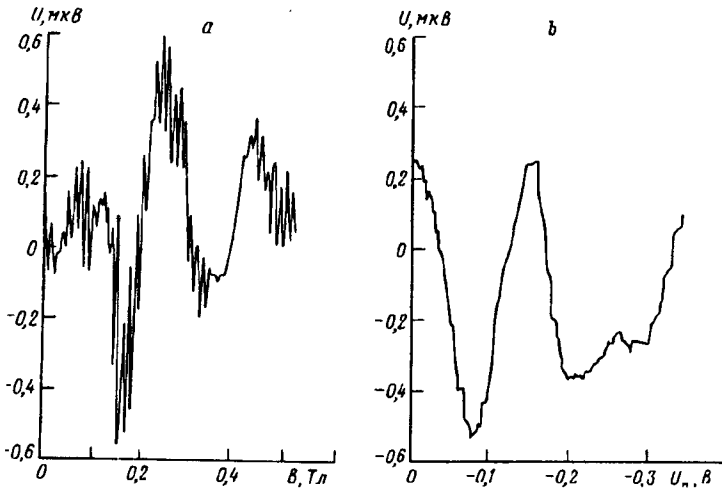


Рис.2. *a* – Зависимость микроволновой ЭДС от магнитного поля:  $f = 9\text{ ГГц}$ ,  $T = 1,6\text{ К}$ . *b* – Зависимость микроволновой ЭДС от напряжения на затворе 2:  $f = 9\text{ ГГц}$ ,  $T = 1,6\text{ К}$

Зависимости величины ЭДС  $V$  от  $B$  и напряжения на втором затворе  $V_g$  представлены на рис.2. Магнитопольная зависимость содержит периодическую ( $h/e$ -осцилляции) и аperiodическую компоненты. Средняя амплитуда аperiodических флуктуаций в 3–4 раза больше периодических. В зависимости  $V(V_g)$  проявляется лишь аperiodическая составляющая, амплитуда которой сравнима с амплитудой аperiodической компоненты в кривой  $V(B)$ .

Измерения зависимостей  $V(V_g)$  проводились в диапазоне напряжений от  $-0,3\text{ В}$  до  $0\text{ В}$ , где величина  $R$  практически не изменялась. В этом диапазоне затворных напряжений при гелиевых температурах флуктуации  $V(V_g)$  многократно воспроизводились. Расширение диапазона  $V_g$  до  $-0,8\text{ В}$  приводило к гистерезису в зависимости  $V(V_g)$ , что свидетельствовало о необратимом изменении реализации случайного рассеивающего потенциала в каналах кольца под действием электростатического поля. После уменьшения диапазона  $V_g$  до  $-0,3\text{ В}$  воспроизводимость флуктуаций восстанавливалась, но уже для другой

конфигурации рассеивающего потенциала. Это подтверждается и магнитопольными зависимостями  $V(B)$ . Кривые  $V(B)$  на рис.2а и рис.3а соответствуют различным реализациям рассеивающего потенциала. Сопротивление интерферометра для этих реализаций практически одинаково.

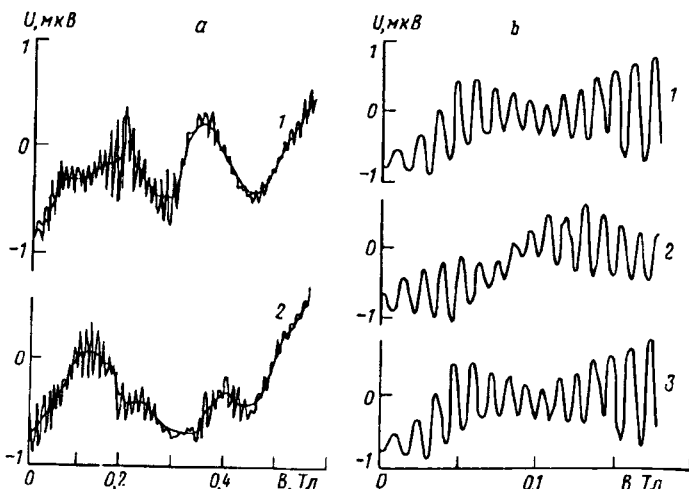


Рис.3. а - Зависимости микроволновой ЭДС от магнитного поля для различных затворных напряжений: 1 -  $V_g = 0\text{В}$ , 2 -  $V_g = -0,1\text{В}$ ,  $f = 9\text{ГГц}$ ,  $T = 1,6\text{К}$ . б - Обратимый сдвиг  $h/e$ -осцилляций в магнитном поле от затворного напряжения: 1 -  $V_g = 0\text{В}$ , 2 -  $V_g = -0,1\text{В}$ , 3 -  $V_g = 0\text{В}$ ,  $f = 9\text{ГГц}$ ,  $T = 1,6\text{К}$

Рис.3 демонстрирует влияние затворного напряжения на аperiодическую и периодическую компоненты магнитопольных флуктуаций. Аperiодическая составляющая выделялась численно с помощью биномиального фильтра. Как видно из рис.3а подача  $V_g$  приводит к трансформации аperiодических флуктуаций. После снятия затворного напряжения кривая  $V(B)$  возвращалась к первоначальному виду. Для периодической составляющей наблюдался обратимый сдвиг  $h/e$ -осцилляций в магнитном поле от величины  $V_g$ , что показывает рис.3б. Подобное поведение  $h/e$ -осцилляций от  $V_g$  наблюдалось и ранее для металлических субмикронных колец с диффузионным режимом переноса носителей заряда, где роль флуктуационного потенциала в когерентных процессах является определяющей [8].

Обсудим полученные экспериментальные данные. Из магнитопольных зависимостей видно, что аperiодическая компонента в 3–4 раза больше периодической. Это указывает на то, что и в квазибаллистическом режиме влияние случайного рассеивающего потенциала на электронную интерференцию является доминирующим. Несмотря на то, что аperiодическая компонента по амплитуде значительно больше периодической,  $h/e$ -осцилляции в магнитном поле хорошо регистрируются, свидетельствуя о проявлении магнитного эффекта Ааронова–Бома в квазибаллистическом интерферометре. Наблюдается он благодаря тому, что корреляционные магнитные поля  $B_c$  для периодической и аperiодической компонент микроволновой ЭДС отличаются почти на порядок в соответствии с величинами площадей круга диаметром 600–700 нм и кольца шириной 15–60 нм и тем же диаметром. Такое соотношение корреляционно-

го магнитного поля аperiодической составляющей с периодом  $h/e$ -осцилляций позволяет корректно разделять компоненты в кривых ЭДС от  $B$ .

Аperiодический характер зависимости ЭДС от величины затворного напряжения и тот факт, что средняя амплитуда флуктуаций  $V(V_g)$  имеет приблизительно ту же величину, что и амплитуда аperiодических магнитопольевых флуктуаций, говорит о том, что мы наблюдаем только случайную зависимость ЭДС от  $V_g$ . Pериодическая компонента должна быть при этом, как следует из соотношения амплитуд компонент в зависимостях  $V(B)$ , в 3–4 раза меньше. Не проявляется она в кривых  $V(V_g)$  видимо потому, что в отличие от магнитопольевых зависимостей, где корреляционные магнитные поля компонент существенно отличаются по величине, корреляционные затворные напряжения для различных механизмов воздействия на электронную интерференцию, пропорциональные корреляционным энергиям  $E_c$ , приблизительно одинаковы. Для квазиодномерных мезоскопических систем  $E_c \sim 1/L_\phi$ , если  $L_\phi < L$  и  $E_c \sim 1/L$ , если  $L_\phi > L$ , где  $L$  – длина проводника,  $L_\phi$  – длина когерентности [14]. Проводящие каналы интерферометра являются квазиодномерными. В этом случае корреляционная энергия электронов для различных механизмов влияния  $V_g$  на когерентные процессы будет определяться величиной  $L_\phi$ ,  $E_c \sim 1/L_\phi$ , так как в исследуемом диапазоне температур выполняется условие  $L_\phi < d_{eff}$ .

Вышеизложенное подтверждается следующими экспериментальными данными. Величина  $\Delta V_g \sim E_c$ , определенная по полуспаду автокорреляционной функции  $F(\Delta V_g)$  зависимости  $V(V_g)$ , приблизительно равна 0,1 В. Такое же затворное напряжение необходимо и для сдвига  $h/e$ -осцилляций на  $\pi$  (рис.3б) и для уменьшения в два раза корреляционной функции  $F(B, \Delta V_g)$  аperiодических компонент магнитопольевых зависимостей  $V(B)$ .

Таким образом, в данной работе показано, что влияние электростатического поля на электронную интерференцию в квазибаллистическом интерферометре обусловлено доминирующей ролью флуктуационного потенциала вследствие сравнимых корреляционных энергий для различных механизмов воздействия затворного напряжения на когерентные процессы.

Проведение исследований, результаты которых изложены в этой публикации, было возможно благодаря гранту U84000, International Science Foundation.

- 
1. J.Licini, D.Bishop, M.A.Kastner, and J.Melngailis, *Phys.Rev.Lett.* **55**, 2987 (1985).
  2. А.А.Быков, Г.М.Гусев, З.Д.Квон и др., *ЖЭТФ* **97**, 251 (1990).
  3. Y.Aharonov and D.Bohm, *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959).
  4. A.Tonomura, N.Osakabe, T.Matsuda et al., *Phys.Rev.Lett.* **56**, 792 (1986).
  5. G.Matteucci and G.Pozzi, *Phys.Rev.Lett.* **54**, 2469 (1985).
  6. Д.Ю.Шарвин, Ю.В.Шарвин, Письма в *ЖЭТФ* **34**, 285 (1981).
  7. R.Webb, S.Washburn, C.P.Umbach et al., *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2696 (1985).
  8. S.Washburn, H.Schmid, D.Kern and R.A.Webb, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1791 (1987).
  9. V.T.Petrashov et al., *J.Phys.:Condens.Matter.* **3**, 9705 (1991).
  10. C.Ford, A.Fowler et al., *Surface Science* **229**, 307, (1990).
  11. А.А.Быков, Г.М.Гусев, З.Д.Квон и др., Письма в *ЖЭТФ* **49**, 13 (1989).
  12. А.А.Быков, З.Д.Квон, Л.В.Литвин и др., Письма в *ЖЭТФ* **58**, 538 (1993).
  13. А.А.Быков, З.Д.Квон, Е.Б.Ольшанский и др., Письма в *ЖЭТФ* **57**, 596 (1993).
  14. P.Lee, A.Stone, and H.Fukuyama, *Phys.Rev.* **B35**, 1039 (1987).