

Туннельная эмиссия электронов в фотополевых детекторах и в оже-транзисторе в сверхсильных электрических полях

© В.Д. Калганов*, Н.В. Милешкина*, Е.В. Остроумова[†]

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный университет, Научно-исследовательский институт физики,
198904 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 8 июля 2002 г. Принята к печати 22 июля 2002 г.)

Исследовалось влияние сильного электрического поля, $(5-7) \cdot 10^7$ В/см, на эмиссию электронов из полупроводника в вакуум в полевых фотодетекторах и в структурах металл-диэлектрик-полупроводник с туннельно-прозрачным слоем диэлектрика в оже-транзисторе Al-SiO₂-n-Si. Впервые показано, что существование глубоких самосогласованных квантовых колодцев на поверхности полупроводника в сильном электрическом поле позволяет управлять энергией быстрых электронов, участвующих в ударной ионизации вблизи базы оже-транзистора и изменяет фоточувствительность узкозонных полевых фотокатодов в инфракрасной области спектра за счет образования транзисторной структуры на границе полупроводник-вакуум. Показано также, что и в полевых фотодетекторах, и в туннельных транзисторных структурах Al-SiO₂-n-Si нужно учитывать только туннельный ток электронов и не учитывать ток дырок, поскольку в вакууме существует только ток электронов, а в структуре Al-SiO₂-n-Si туннелирование дырок из полупроводника в металл маловероятно из-за большой эффективной массы дырок в валентной зоне SiO₂.

1. Введение

Исследование туннельной эмиссии электронов в сильных электрических полях в полевых полупроводниковых игольчатых (needle-type) фотодетекторах и в структурах металл-диэлектрик-полупроводник с туннельно-прозрачным слоем диэлектрика в оже-транзисторе Al-SiO₂-n-Si представляет особый интерес, так как эти структуры дают уникальную возможность экспериментально и теоретически исследовать процессы протекания тока в полупроводниках при электрических полях до $(5-7) \cdot 10^7$ В/см [1,2]. Нами впервые показано, что существование глубоких самосогласованных квантовых колодцев для дырок на поверхности в кремнии *n*-типа проводимости позволяет управлять энергией быстрых электронов, участвующих в ударной ионизации вблизи базы оже-транзистора. Впервые учтены квантовые эффекты на поверхности полупроводника при построении модели полевой эмиссии электронов из полупроводникового острья в вакуум. Показано, что в обоих случаях плотность носителей тока в самосогласованных квантовых колодцах управляет величиной туннельного тока электронов из валентной зоны полупроводника в случае острий или величиной туннельного тока электронов из металла в зону проводимости полупроводника в случае оже-транзистора. Величина туннельного тока (коллекторного тока) в оже-транзисторах определяется током базы, которая в оже-транзисторе представляет собой самосогласованный квантовый колодец для дырок (рис. 1). В случае полупроводниковых острий (GaAs, InSb, *p*-Ge) величина тока эмиссии определяется интенсивностью освещения полупроводникового острья (рис. 2). Кроме

того, обнаружено, что появление самосогласованных квантовых колодцев на поверхности полупроводников изменяет фоточувствительность узкозонных полевых фотокатодов в инфракрасной области спектра за счет образования транзисторной структуры в остриях на границе полупроводник-вакуум.

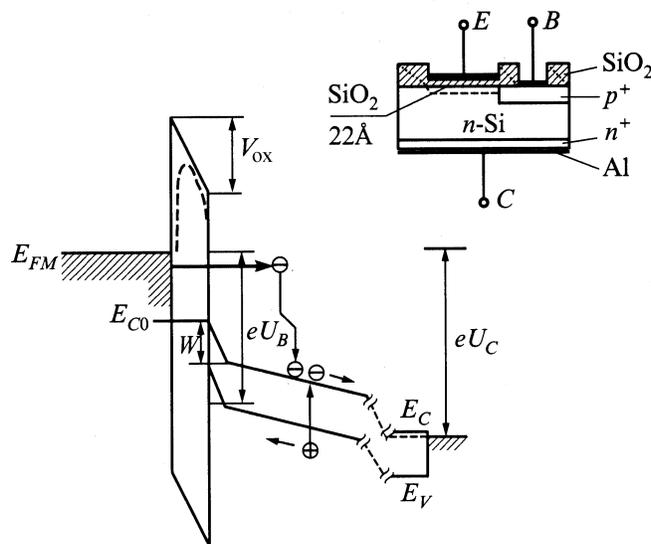


Рис. 1. Энергетическая диаграмма оже-транзистора Al-SiO₂-*n*-Si с туннельно-тонким слоем окисла. На структуру подано обратное смещение. E_{FM} — уровень Ферми в металле, E_{C0} — край зоны проводимости кремния на границе раздела, V_{ox} — падение напряжения (в эВ) на окисле, W — глубина квантового колодца, U_B , U_C — напряжение на базе и на коллекторе, E_C , E_V — края зоны проводимости и валентной зоны. На вставке — схема оже-транзистора (E — эмиттер, B — база, C — коллектор).

[†] E-mail: trirog@mail.wplus.net

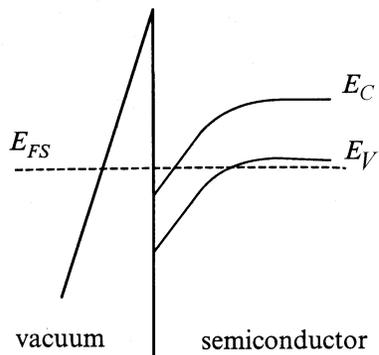


Рис. 2. Энергетическая диаграмма полупроводникового фотодетектора *p*-типа проводимости. Фотополевая эмиссия электронов происходит непосредственно из полупроводника в вакуум. E_{FS} — уровень Ферми в полупроводнике.

Полупроводниковые полевые эмиттеры, так же как и широкозонный эмиттер металл–диэлектрик в оже-транзисторе, являются эмиттерами быстрых электронов. Принципиальная возможность использования полевых эмиттеров на полупроводниках в качестве эффективных приемников излучения была показана еще в 70-х годах, когда было установлено, что спектральная характеристика тока полевой эмиссии расположена в области фундаментального поглощения полупроводника [3]. Однако практическое применение этого экспериментально установленного факта тормозилось в первую очередь трудностью изготовления полевых эмиттеров из полупроводниковых кристаллов, а также неоднозначностью их фотополевых эмиссионных свойств.

Известно, что наилучшими детекторами излучения являются фотокатоды. Однако в настоящее время даже лучшие из них не могут работать в инфракрасной области спектра, наиболее интересной для ряда отраслей промышленности, а также для экологического мониторинга атмосферы, где расположены полосы поглощения наиболее распространенных токсичных газов. Необходимость исследования полупроводниковых полевых эмиттеров определялась как фундаментальными задачами выяснения особенностей туннельного прохождения электронов сквозь потенциальный барьер (твердое тело)–вакуум, так и практическим интересом создания эффективного приемника излучения для длинноволновой области спектра, поскольку область спектральной фоточувствительности полевого фотокатода, по сравнению с обычным фотокатодом, сдвинута в длинноволновую область на величину электронного сродства исследуемого полупроводника.

Несмотря на значительное число экспериментальных исследований фотополевых эмиссионных характеристик полупроводников [4,5], корректное измерение квантового выхода до сих пор проведено не было. Существует лишь распространенное мнение [6], что квантовый выход таких катодов может превышать 100% благодаря возможному увеличению концентрации фотоэлектронов

в области пространственного заряда полупроводника. В настоящей работе проведено экспериментальное определение величины квантового выхода полевых фотокатодов острейного (игольчатого) типа, изготовленных из монокристалла арсенида галлия, в разных режимах работы катода, а также определено расположение области максимальной фоточувствительности тока полевой электронной эмиссии из полупроводника.

С другой стороны, исследование туннельных структур металл–диэлектрик–полупроводник позволяет изучить множество существенных эффектов, таких как туннельная эмиссия горячих электронов из металла в полупроводник, разогрев электронов в поле самосогласованного квантового колодца на поверхности, и позволило создать оже-транзистор на основе гетероперехода Al–SiO₂–*n*-Si, который в настоящее время является наиболее быстрым биполярным полупроводниковым транзистором [7–9]. Совместное исследование систем полупроводниковых острий (InSb, *p*-Ge, GaAs) и структур Al–SiO₂–*n*-Si с туннельно-тонким слоем окисла представляет особый интерес, так как в обоих случаях при изучении эмиссии электронов нужно учитывать только ток туннельных электронов как через вакуум (острия), так и через туннельно-тонкий окисел (оже-транзистор), и не учитывать ток дырок. Это связано с тем, что в вакууме, конечно, существует только ток электронов, а в структуре Al–SiO₂–*n*-Si туннельный ток тоже всегда можно считать только электронным, так как туннелирование дырок через слой SiO₂ маловероятно из-за большой величины эффективной массы дырок в валентной зоне SiO₂ ($m_h > 5m_0$) и этот ток можно не учитывать [1,10].

2. Экспериментальные условия

Полевые эмиттеры острейного типа изготавливались из предварительно ориентированных в кристаллографическом направлении $\langle 001 \rangle$ монокристаллов GaAs марки АГПИ с удельным сопротивлением $\sim 10^6$ Ом·см. Заготовки подвергались химическому травлению в CP-4, а в отдельных случаях для изменения скорости травления использовались специальные добавки.

Вакуумирование прибора и его обезгаживание проводилось по стандартной методике с прогревом до 500°C. После установки полевого катода из монокристаллического GaAs вакуумирование проводилось при более низких температурах, определяемых конкретными задачами исследования.

Для определения геометрического положения и профиля области максимальной фоточувствительности эмиссионного тока с острия, а также квантового выхода Y использовалась техника лазерного зондирования полевого катода. Освещение полупроводника проводилось с помощью гелий–неонового лазера (длина волны излучения $\lambda = 0.63$ мкм) через щель и оптическую систему, которая позволяла любую область эмиттера осветить с помощью реального оптического изображения щели, используемого здесь в качестве светового зонда, при

условии, что световой луч падает на полупроводниковое острие перпендикулярно его оси.

Координаты светового зонда на острие определялись по координатной сетке на плоском экране, который располагался на расстоянии действительного оптического изображения эмиттера с коэффициентом увеличения 100. Использование лазерного излучения в данной работе позволило создать узкий световой зонд для корректного определения количества падающих фотонов при расчете величины квантового выхода и пространственной локализации области максимальной фоточувствительности.

Оже-транзистор на основе структуры Al-SiO₂-n-Si изготовлен по стандартной кремниевой технологии, туннельно-прозрачный окисел выращен в сухом кислороде при достаточно низких температурах окисления (600–700 °C). По данным эллипсометрических измерений толщина окисла была 20 Å. Измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) транзистора проводились в схеме с общим эмиттером.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Туннельные токи в оже-транзисторе Al-SiO₂-n-Si

В структурах Al-SiO₂-n-Si с туннельно-тонким слоем окисла (оже-транзистор) удастся приложить к поверхности полупроводника сильное электрическое поле, более $3 \cdot 10^7$ В/см. При этом можно наблюдать туннельную эмиссию электронов как из металла в полупроводник, так и из полупроводника в металл. В оже-транзисторе удастся получить эмиссию горячих электронов, которые инжектируются в кремний с энергией 2 эВ и более, что превышает порог ударной ионизации в кремнии, т.е. порог генерации неравновесных электронно-дырочных пар. Именно эти новые электронно-дырочные пары определяют рост усиления в оже-транзисторе. Дополнительный разогрев электронов в поле самосогласованного квантового колодца у поверхности составляет более 30% от энергии туннелирующих электронов и приводит к появлению ударной ионизации при достаточно малых падениях напряжения на окисле. Ударная ионизация лежит в основе работы оже-транзистора, и это самый быстрый известный физический процесс в транзисторах, с характерным временем не более 10^{-13} с.

Сильные электрические поля на поверхности полупроводников индуцируют самосогласованные квантовые колодцы на поверхности, которые имеют глубину тем большую, чем больше напряженность электрического поля, приложенного к поверхности. Это — база оже-транзистора (рис. 1). Типичная глубина для самосогласованного колодца в полях, больших 10^7 В/см, достигает 0.5–0.7 эВ при ширине колодца 10–15 Å. Такая малая толщина базы позволяет электронам пролетать ее баллистически. Плотность электронов или дырок в самосогласованных квантовых колодцах больше, чем 10^{13} см⁻².

Использование гетероструктуры Al-SiO₂-n-Si с туннельно-тонким слоем окисла [7,8] для создания оже-транзистора до сих пор является единственной реализацией идеи Крёмера (Н. Кроетер) создать транзистор с широкозонным гетероэмиттером [11], несмотря на то что теоретически делались неоднократные попытки подбора гетеропар. В оже-транзисторе усиление тока должно происходить за счет ударной ионизации, производимой горячими электронами, инжектированными из широкозонного эмиттера в узкозонную базу [11]. В транзисторной структуре Al-SiO₂-n-Si вместо полупроводникового широкозонного эмиттера используется гетеропереход металл-(окисел кремния) (рис. 1), причем окисел должен быть туннельно-прозрачным для электронов (несколько нм) [7,8]. В этом случае кинетическая энергия электронов, туннелирующих из металла в полупроводник, столь велика, что становится возможной генерация электронно-дырочных пар в кремнии в процессе ударной ионизации (оже-генерация). В биполярных транзисторах усиление тока связано с диффузией или дрейфом носителей через базу транзистора. В оже-транзисторе области генерации и дрейфа носителей пространственно разделены практически полностью. Ударная ионизация происходит вблизи базы транзистора, а дрейф — в области перехода база-коллектор. Темп генерации электронно-дырочных пар определяется напряжением, поданным на базу транзистора [9,10]. Самосогласованный квантовый колодец имеет глубину до 0.7 эВ и по существу управляет величиной энергии быстрых электронов, участвующих в ударной ионизации [12]. Дополнительный разогрев инжектированных электронов в электрическом поле базы транзистора и последующее охлаждение происходят на длине пробега 10^{-6} см. В то же время область дрейфа, т.е. ширина области объемного заряда перехода база-коллектор, обычно имеет величину не менее 10^{-5} см.

Генерация пар электрон-дырка при ударной ионизации приводит к усилению тока в оже-транзисторе, так как вместо одного инжектированного электрона возникают сразу три носителя тока. Появляются дополнительные токи — электронный и дырочный токи Оже, и если электронный ток Оже течет в коллектор, увеличивая величину коллекторного тока, то дырочный ток Оже течет из области генерации (переход база-коллектор) в базу транзистора, в то время как ток в базовой цепи (дырочный ток) течет из базы в эмиттер (рис. 3). Для описания туннельных токов электронов и дырок сквозь потенциальный барьер обычно используется квазиклассическое приближение. Пользуясь этим приближением, туннельный ток можно записать в виде

$$I = \frac{eN}{\tau} \exp \left[-(2/\hbar) \int p dx \right], \quad (1)$$

где интеграл $(2/\hbar) \int p dx$, определяющий вероятность туннелирования, берется по классически недоступной области, N — двумерная плотность электронов, которые

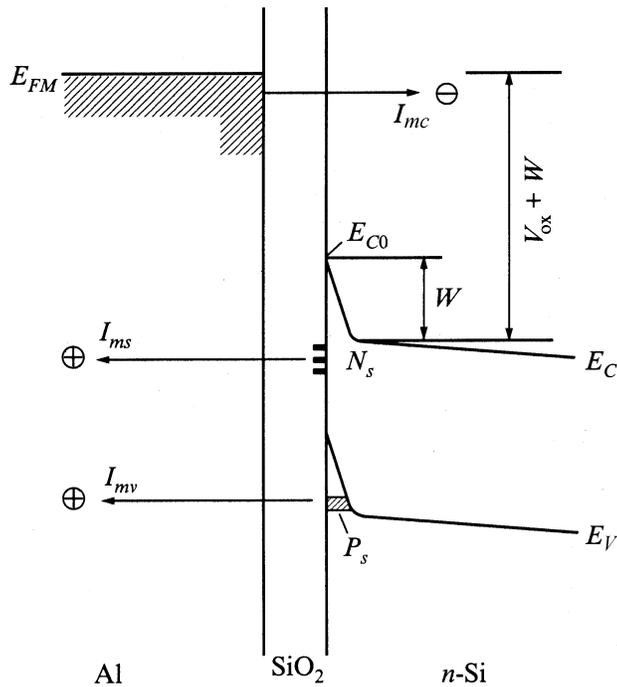


Рис. 3. Туннельные токи в оже-транзисторе. I_{mc} — туннельный эмиттерный ток электронов, I_{ms} , I_{mv} — дырочные токи утечек, P_s — плотность дырок в колодце, N_s — плотность поверхностных состояний.

могут участвовать в туннелировании, τ — характерное время столкновений электронов, находящихся в колодце, со стенками потенциальной ямы. Все туннельные токи в оже-транзисторе мы можем представить в виде, аналогичном, например, току электронов, туннелирующих из металла в полупроводник сквозь слой окисла [4]:

$$I_{mc} = \frac{eV}{16\pi^2\hbar d^2} \exp\left\{-\frac{4\sqrt{2m^*}d}{3\hbar V_{ox}} [V^{3/2} - (V - V_{ox})^{3/2}]\right\}, \quad (2)$$

где $V = \phi_m$ — работа выхода (в эВ) электронов из металла в зону проводимости окисла кремния; $m^* = 0.29m_0$ — эффективная масса туннельных электронов в окисле кремния; d — толщина слоя окисла, $V_{ox} = E_{FM} - E_{C0}$ — падение напряжения на окисле. Более подробно детали расчета опубликованы в работах [9,10,13].

Дырки, притянутые электрическим полем к поверхности кремния, играют очень малую роль в балансе токов транзистора, но управляют значительно более сильным туннельным током электронов из металла в полупроводник. Кроме того, напряжение на базе транзистора определяет и кинетическую энергию туннельных электронов, инжектированных в полупроводник. Это является ключевым моментом в возможности использовать гетеропереход металл-диэлектрик для создания оже-транзистора.

3.2. Эмиссионные токи в фотополевых детекторах

Типичные кривые распределения фотоотклика для тока полевой эмиссии, когда световой зонд передвигается от основания острия к его вершине (расстояние l), показаны на рис. 4 для различных анодных напряжений, соответствующих разным областям на вольт-амперных характеристиках эмиссионного тока, приведенных на рис. 5. Как следует из рис. 4, величина фотоотклика существенно зависит от напряженности электрического поля. При низких полях, соответствующих нача-

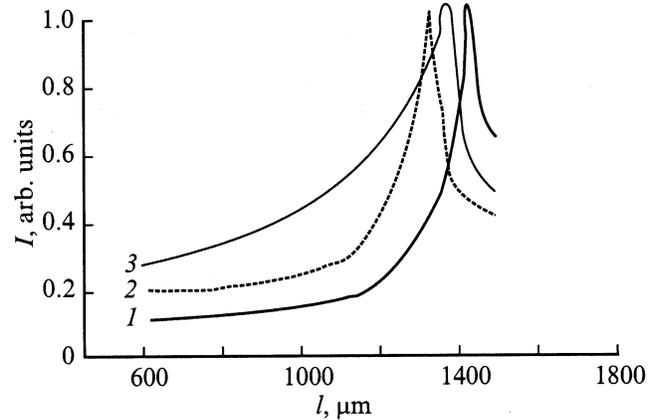


Рис. 4. Нормированное по максимуму распределение области максимальной фоточувствительности вдоль острия тока полевой эмиссии с GaAs-острий для разных анодных напряжений U при 77 К. U , кВ: 1 — 2.5, 2 — 6, 3 — 7.

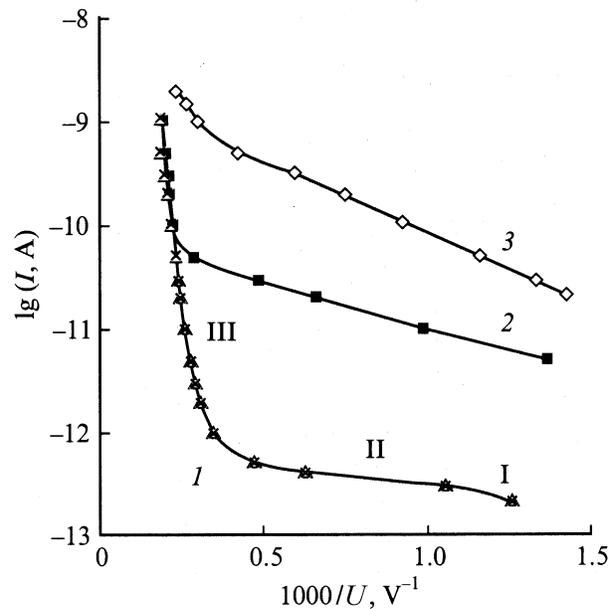


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики полного эмиссионного тока полевого фотокатода при 77 К. 1 — темновой ток, 2 — ток при зондовой подсветке, 3 — ток при полной подсветке.

лу участка II ВАХ (рис. 5), область максимальной фоточувствительности эмиссионного тока расположена на кончике острья, вблизи эмиттирующей поверхности катода. При увеличении напряженности электрического поля область максимальной фоточувствительности передвигается в глубь полупроводника, к основанию острья. При дальнейшем увеличении напряженности поля, что соответствует переходу от участка II ВАХ к участку III, область максимальной фоточувствительности начинает смещаться в обратную сторону, к кончику эмиттера.

Физическая модель, учитывающая проникновение внешнего электрического поля в объем полупроводника, позволяет непротиворечиво объяснить наблюдавшиеся закономерности. В начале участка II ВАХ, когда проникновение поля в полупроводник незначительно, область максимальной фоточувствительности расположена у эмиттирующей поверхности (рис. 4, кривая 1), она перемещается вглубь с ростом поля (рис. 4, кривая 2). На участке II ВАХ изменение эмиссионного тока с ростом анодного напряжения незначительно, т.е. концентрация электронов в полупроводнике изменяется мало. На участке III ВАХ при дальнейшем росте напряженности поля включаются механизмы полевой генерации электронов в объеме полупроводника (ударная ионизация, межзонное туннелирование и т.д.).

Как известно, глубина проникновения поля зависит от концентрации электронов в объеме и на поверхности полупроводника. На участке III ВАХ наблюдается резкий рост тока, концентрация электронов в объеме полупроводника существенно увеличивается, приводя к уменьшению глубины проникновения поля за счет экранирования. Это вызывает перемещение области максимальной фоточувствительности в обратную сторону, к вершине эмиттера (рис. 4, кривая 3).

В условиях максимальной фоточувствительности тока полевой эмиссии арсенида галлия было проведено экспериментальное измерение квантового выхода фотокатода при учете потерь мощности из-за отражения и поглощения в системе линз и в приборе (измерения с помощью фотодиода). Методика определения квантового выхода подробно описана в [14]. Результаты измерений показывают, что квантовый выход для разных участков ВАХ находится в пределах $Y = 0.8-4.0$ в зависимости от напряженности электрического поля.

Таким образом, возможность создания фотокатода на базе полевого GaAs-эмиттера с квантовым выходом более 100% была экспериментально доказана и проверена для ряда эмиттеров, изготовленных с высокой степенью воспроизводимости их геометрической формы.

4. Заключение

Как в экспериментах с эмиссией электронов из полупроводниковых острий в вакуум, так и в экспериментах с инъекцией электронов из металла в полупроводник в структурах Al-SiO₂-*n*-Si туннельный ток электронов из самосогласованного колодца оказался меньше, чем

туннельный ток электронов из валентной зоны в случае фотопольевых детекторов, и меньше, чем туннельный ток из металла в зону проводимости кремния (эмиттерный ток) в структурах Al-SiO₂-*n*-Si.

Однако в обоих случаях плотность носителей тока в самосогласованных квантовых колодцах управляет величиной туннельного тока электронов: или из валентной зоны полупроводника в случае острий (рис. 2), или величиной туннельного тока электронов из металла в зону проводимости кремния в случае оже-транзистора (рис. 1,3) [1]. Величина туннельного тока электронов в оже-транзисторе определяется напряжением на базе, которая в оже-транзисторе формируется как самосогласованный квантовый колодец для дырок на поверхности в кремнии *n*-типа проводимости [8]. В случае же фотопольевых детекторов величина тока туннельной эмиссии определяется интенсивностью освещения полупроводника, что также приводит к возникновению транзисторной структуры на границе полупроводник-вакуум в результате появления самосогласованного квантового колодца для электронов (рис. 2) [1,15].

В полупроводнике, к поверхности которого приложено сильное электрическое поле, устанавливается равновесие между неравновесными электронами и дырками в объеме полупроводника и электронами или дырками, находящимися в поверхностном самосогласованном квантовом колодце. В оже-транзисторе плотность носителей тока, притянутых к поверхности, достигает величины $(2-4) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Столь же высокие плотности наблюдаются и при исследовании эмиссионных токов фотопольевых детекторов. Аналогия между туннельными токами в оже-транзисторе и токами с полупроводниковых острий вызвана тем, что в обоих случаях это туннельный ток электронов. Туннельный ток дырок в оже-транзисторе Al-SiO₂-*n*-Si практически всегда осуществляется через зону проводимости окисла и, значит, через существенно больший потенциальный барьер (рис. 1). Туннельный ток дырок через валентную зону окисла слишком мал из-за большой величины эффективной массы дырок в окисле кремния ($m_h > 5m_0$) [9,10,13].

Другая общая проблема состоит в том, что в столь сильном электрическом поле (до $7 \cdot 10^7 \text{ В/см}$) уровни валентной зоны и зоны проводимости оказываются при одной энергии. По этой причине туннельный ток внутри полупроводника можно рассматривать как пробой Зинера (Zener). Эта ситуация в настоящее время представляет наибольший интерес при исследовании эмиссионных токов в вакуум из полупроводниковых острий *p*-типа. В относительно слабом поле полупроводниковое острие ведет себя как диэлектрическое острие, когда нет электронов, которые туннелируют в вакуум. Сильное электрическое поле смешивает состояния зоны проводимости и валентной зоны, и ток, который в вакууме и в узком слое полупроводника в остриях переносится электронами, в объеме полупроводника переносится исключительно дырками [1].

Сущность задачи состоит в следующем. Электроны в валентной зоне полупроводника не переносят то-

ка из-за того, что валентная зона в полупроводнике полностью заполнена. На границе полупроводника с вакуумом или в гетеропереходе металл–диэлектрик–полупроводник в переносе тока теоретически могут участвовать все электроны валентной зоны, но для этого необходимо приложить сильное электрическое поле, что осуществляется за счет притяжения к поверхности электронов в случае острий или дырок в случае оже-транзистора. Эти электроны и дырки сами не создают большого туннельного тока, но они направляют большую концентрацию электронов в вакуум или в диэлектрик в виде туннельного тока. В пересчете на объемную концентрацию притянутые к границе раздела электроны или дырки имеют плотность $10^{20}–10^{21}$ см⁻³, в то время как плотность электронов в валентной зоне имеет величину $10^{22}–10^{23}$ см⁻³ [1,13].

Туннельные токи дырок из базы в металл в оже-транзисторе меньше, чем туннельные токи электронов из металла в коллектор. Также и токи электронов в вакуум из зоны проводимости полупроводниковых острий *p*-типа меньше, чем токи электронов из валентной зоны. В противном случае рассматриваемой проблемы просто не было бы. Именно по этой причине оказалось возможным создать оже-транзистор на основе гетероперехода Al–SiO₂–*n*-Si с туннельно-тонким слоем окисла и объяснить высокую плотность эмиссионных токов с полупроводниковых острий.

В заключение авторы хотят подчеркнуть, что работа была выполнена по инициативе А.А. Рогачева, а также подчеркнуть его главную роль в постановке задачи и построении физической модели процессов туннелирования в исследуемых системах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 00-02-17042) и ФЦП „Интеграция“, а также при поддержке Научного отдела НАТО в рамках программы „Наука для мира“ и программы Министерства науки и технологий РФ „Поверхностные атомные структуры“.

Список литературы

- [1] A.A. Rogachev, V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, E.V. Ostroumova. *Microelectronics J.*, **31**, 905 (2000).
- [2] T. Deck, V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, A. Moscardini, E.V. Ostroumova. *Phys. Low-Dim. Struct.*, N 11/12, 147 (2000).
- [3] D.R. Schreder, R.N. Thomas. *IEEE Trans.*, **21**, 785 (1974).
- [4] *Ненакапливаемые катоды*, под ред. М. Елинсона (М., Сов. радио, 1974).
- [5] T. Deck, V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, A. Moscardini. *Phys. Low-Dim. Struct.*, N 5/6, 9 (2001).
- [6] Р. Фишер, Х. Нойман. *Автоэлектронная эмиссия полупроводников* (М., Наука, 1971) гл. 4.
- [7] И.В. Грехов, Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев, А.Ф. Шулешкин. Письма ЖТФ, **17** (7), 44 (1991) [*Sov. Tech. Phys. Lett.*, **17** (7), 476 (1991)].
- [8] Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев. ФТП, **28** (8), 1411 (1994) [*Semiconductors*, **28** (8), 793 (1994)].
- [9] E.V. Ostroumova, A.A. Rogachev. *Microelectronics J.*, **29**, 701 (1998).
- [10] E.V. Ostroumova, A.A. Rogachev. In: *Fundamental Aspects of Ultrathin Dielectrics on Si-Based Devices: Towards an Atomic-Scale Understanding* [NATO Sci. Ser. 3. High Technology (Kluwer Academic Publishers in cooperation with NATO Scientific Affairs Division, Dordrecht–Boston–London, 1998) v. 47, p. 383].
- [11] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл–полупроводник* (М., Мир 1975) с. 45 [A.G. Milns, J.J. Feucht. *Heterojunctions and Metal–Semiconductor Junctions* (N. Y., Academic Press, 1972)].
- [12] Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев. ФТП **33** (9), 1126 (1999) [*Semiconductors*, **33** (9), 1027 (1999)].
- [13] E.V. Ostroumova, A.A. Rogachev. *Appl. Surf. Sci.*, **166**, 480 (2000).
- [14] S.N. Goncharov, V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, A.I. Pri-loutsky, P.G. Shlyahenko. *Phys. Low-Dim. Struct.*, N 9/10, 143 (2001).
- [15] V.D. Kalganov, N.V. Mileshkina, E.V. Ostroumova. *Proc. 10th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, 2002) p. 357.

Редактор Л.В. Шаронова

Tunnel emission currents of electrons in the photo-field detectors and the Auger transistor under very strong electric field

V.D. Kalganov*, N.V. Mileshkina*, E.V. Ostroumova

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Institute of Physics,
St. Petersburg State University,
198904 Petrodvoretz, Russia

Abstract Tunnel currents in metal–insulator–semiconductor structures with a tunnel-transparent layer of insulator (Auger-transistor) as well as photo-field emission current from semiconductor tips under a very strong electric field ($5–7 \cdot 10^7$ V/cm) were studied. The formation of self-consistent quantum wells changes the spectral characteristics of photo-field detectors, and increases their photosensitivity in infrared region as a result of the transistor structure formation at the semiconductor–vacuum interface. In addition, the self-consistent quantum well in the Auger-transistor controls tunnel currents through the oxide and the transistor gain coefficient. In both cases, we consider only the electron tunnel currents through the vacuum and through the oxide layer but not the hole ones, because it is only the electron current that exists in the vacuum, and then in the Al–SiO₂–*n*-Si transistor the hole tunnel currents should be neglected because of the large effective mass of holes in the oxide.