

ИНДУЦИРОВАННОЕ ИНФРАКРАСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В КРЕМНИИ С СИЛЬНОЛЕГИРОВАННЫМИ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫМИ ДИФфуЗИОННЫМИ ПРОФИЛЯМИ

Н.Т.Баграев, Л.Е.Клячкин, Е.И.Чайкина

*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 11 августа 1993 г.

После переработки 3 сентября 1993 г.

В кремнии, содержащем сильнолегированные квантово-размерные диффузионные профили, обнаружено индуцированное внешним электрическим полем мощное инфракрасное излучение, природа которого объясняется в рамках модели двумерного экситонного диэлектрика.

Проблема обнаружения и изучения свойств экситонных диэлектриков на основе полупроводниковых кристаллов представляет собой достаточно сложную задачу, решение которой затрудняется многочисленными возможностями для распада зарядовых корреляций в трехмерном случае [1-3]. В двумерных и одномерных полупроводниковых системах наблюдается резкое усиление особенностей экранирования и увеличение энергии связи экситона, что позволяет реализовать различные варианты экситонной нестабильности в условиях узкозонного мотт-хаббардовского диэлектрика, обусловленного поверхностными [4] и дислокационными [5] оборванными связями. Одним из следствий формирования щели в плотности состояний двумерного вырожденного электронного (дырочного) газа является возможность наблюдения индуцированного инфракрасного (ИК) излучения в процессе разрушения зарядовых/спиновых корреляций внешним электрическим полем. С этой точки зрения кремний с квантово-размерными диффузионными профилями, содержащими вырожденный двумерный газ дырок (электронов), представляет собой наилучший объект для регистрации данного эффекта с помощью ИК электролюминесценции, обнаружение и изучение спектров которой составило основу настоящей работы.

Диффузия бора проводилась в пластины монокристаллического кремния толщиной 350 мкм ориентации (100) *n*-типа проводимости с удельным сопротивлением 1,0 Ом·см. На начальной стадии процесса рабочая и обратная стороны пластин подвергались термическому окислению, после чего на рабочей стороне пластин с помощью фотолитографии были вскрыты окна в геометрии квантового эффекта Холла (см. рис.1а), в которых формировались *p* – *n*-переходы в условиях диффузии бора из газовой фазы.

Характеристики квантово-размерных диффузионных профилей, полученных по вышеописанной схеме при малых временах диффузии, измерялись с помощью SIMS-методики. Концентрация бора внутри диффузионного профиля и его глубина зависели от толщины окисла (d_{SiO_2}) и температуры диффузии (см. рис.1б).

Примесная диффузия в полупроводниках может резко ускоряться в условиях избыточных потоков собственных междоузельных атомов (kick-out механизм) или вакансий (диссоциативный вакансионный механизм), генерируемых окисленной поверхностью [6,7]. Использование тонких слоев SiO_2 на поверхности

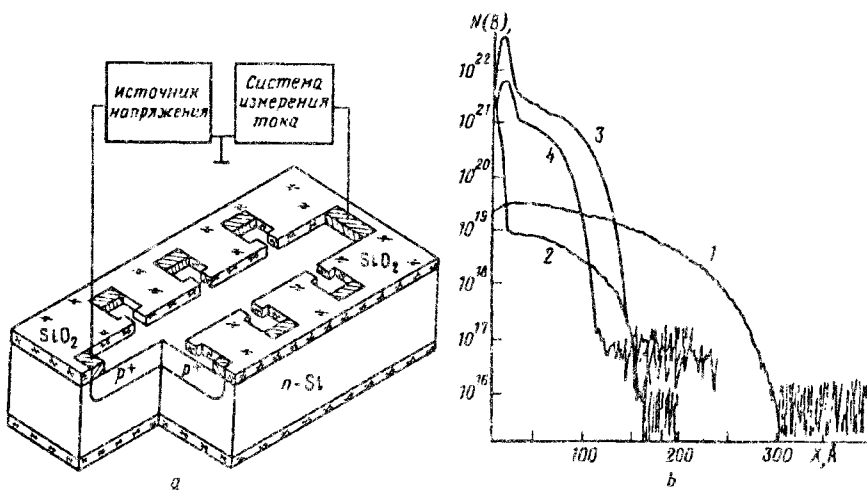


Рис.1. а) Схема включения планарной структуры на основе квантово-размерного диффузионного профиля бора в кремнии в условиях протекания тока в плоскости $p-n$ -перехода. б) Диффузионные профили бора в кремнии (данные SIMS измерений), полученные при наличии тонкого (1,3) и толстого (2,4) окислов на поверхности пластин и температурах диффузии 1100°C (1,2) и 300°C (3,4)

кремния в комбинации с высокими температурами диффузии приводит к резкому усилению kick-out механизма примесной диффузии (кривые 1, 2 рис.1б), тогда как толстые слои SiO_2 и низкая температура диффузии стимулируют диссоциативный вакансионный механизм и резкое повышение концентрации легирующей примеси (кривые 3, 4 рис.1б) [7]. Кроме того, тормозящее воздействие на диффузию легирующей примеси может оказывать встречный поток собственных междоузельных атомов или вакансий, генерируемых окисленной поверхностью обратной стороны пластины [7]. Таким образом, в условиях доминирования того или иного механизма диффузии появляется возможность получить сверхрезкие диффузионные профили, что особенно важно при малых временах диффузии, когда реализуются квантово-размерные $p-n$ -переходы (см. рис.1б).

Было обнаружено, что протекание постоянного тока вдоль квантово-размерных диффузионных профилей (в геометрии квантового холл-эффекта (см. рис.1а)) стимулирует мощное ИК излучение, спектры которого (см. рис.2) измерялись с помощью двойного монохроматора СТ-50 и системы ИК фотоприемников на основе охлаждаемого InSb . На рис.2 представлены спектры ИК излучения при $T = 300\text{ K}$ (а, с, d) и $T = 77\text{ K}$ (б) в зависимости от величины продольного тока (а, б) в квантово-размерных диффузионных профилях различной глубины (с, d). Видно, что мощность излучения увеличивается как при возрастании тока, так и при уменьшении глубины диффузионного профиля. При этом излучательная способность квантово-размерных структур значительно слабее при $T = 77\text{ K}$, чем при комнатной температуре. Кроме того, с уменьшением концентрации бора внутри квантово-размерного диффузионного профиля излучение ослабевает, в первую очередь, в коротковолновой части спектра (см. рис.2д).

Резкое тушение в исследованных спектрах при $\lambda = 4,27\text{ мкм}$ соответствует

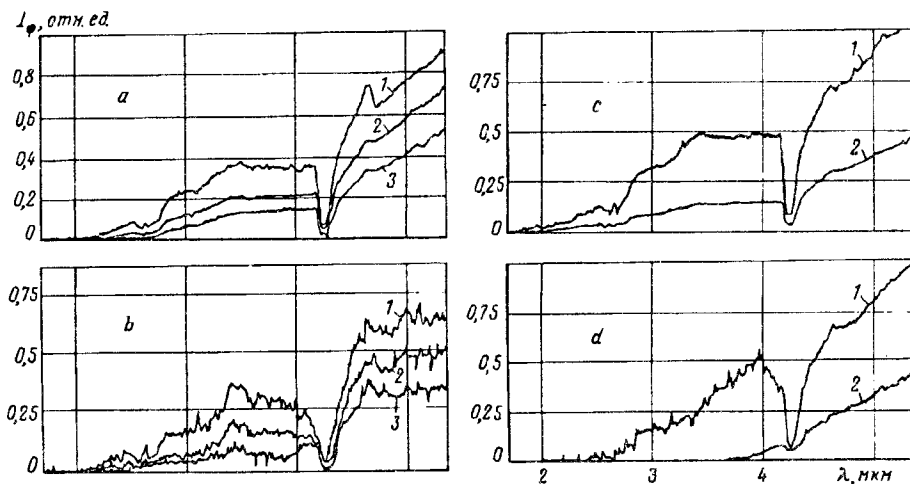
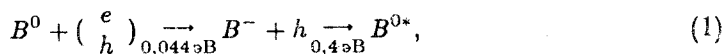


Рис.2. Спектры инфракрасного излучения, индуцированного протеканием продольного тока в квантово-размерных p^+ - n -кремниевых структурах при $T = 300$ К (а, с, d) и $T = 77$ К (b). а, b и с (кривая 2) – форма профиля соответствует кривой 3 на рис.1б; с (кривая 1) – кривой 4 на рис.1б; d (кривые 1 и 2) – соответственно кривым 2 и 1 на рис.1б. Мощность излучения ($\text{мВт}/\text{мм}^2$): а) 1 – 900 (100 мА), 2 – 680 (50 мА), 3 – 450 (35 мА); б) 1 – 100 (250 мА), 2 – 80 (200 мА), 3 – 45 (160 мА); в) 1 – 1600 (50 мА), 2 – 680 (50 мА); д) 1 – 360 (150 мА), 2 – 90 (150 мА)

поглощению ИК излучения, которое обусловлено естественным содержанием CO_2 в атмосфере. Особенности в спектрах излучения при $\lambda = 2,66$ мкм возникают вследствие наличия остаточных паров воды между излучателем и фотоприемником.

При увеличении глубины диффузионного профиля наблюдается резкое уменьшение интенсивности ИК излучения, которое сопровождается сдвигом спектра в длинноволновую область (см. рис.2d). Следует отметить, что диффузионные профили с глубинами более 300 \AA практически не излучали в исследованном диапазоне длин волн.

Полученные результаты можно объяснить в рамках модели двумерного экситонного диэлектрика, возникающего вследствие сильных зарядовых корреляций в вырожденном дырочном газе внутри квантоворазмерного диффузионного профиля (см. рис.3). Вследствие усиления особенностей экранирования при сверхвысоких концентрациях бора (ослабление кулоновского взаимодействия) возникает щель в плотности состояний двумерного вырожденного электронно-дырочного газа (см. рис.3). При этом значение энергии связи экситона, локализованного на акцепторном центре бора в кремнии, соответствует максимальной щели в плотности состояний и может достигать $0,4 \text{ эВ}$. Данная величина взаимосвязана с энергетической позицией глубокого уровня оборванной связи в запрещенной зоне кремния ($E_b + 0,4 \text{ эВ}$) [5], поскольку из-за резкого ослабления кулоновского взаимодействия электрон и дырка захватываются на разные связи бора с кремнием:



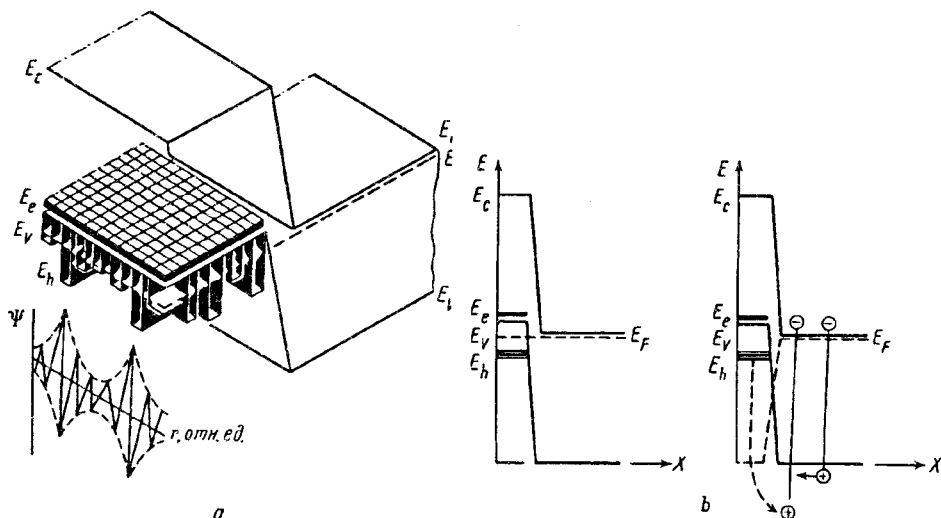


Рис.3. Одноэлектронная зонная схема квантово-размерного $p^+ - n$ -перехода в кремнии в объемном (а) и плоском (b,c) изображении; а, b - $I = 0$, c - $I \neq 0$, где I - ток вдоль плоскости $p - n$ -перехода; а - схематически показаны неупорядоченная потенциальная энергия и волновая функция локализованного зарядового состояния, предложенные Андерсоном [9]

где B^{0*} представляет собой центр типа negative-U [8].

Двумерный экситонный газ является "замороженным" в режиме перехода Андерсона [9] вследствие беспорядка в энергиях локализации экситонов на акцепторах бора (см. рис.3а), что блокирует проводимость вдоль плоскости $p - n$ -перехода и приводит к дисперсии в величине щели в плотности состояний на фоне валентной зоны (рис.3а). Подобные корреляции в двумерном экситонном газе могут быть подавлены при протекании продольного тока. При этом процесс разогрева дырок (см. рис.3b) может стимулировать излучательную аннигиляцию двумерных экситонов, которая, по-видимому, является ответственной за наблюдаемое в экспериментах ИК излучение. Наличие характерного плато при $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$ в спектрах излучения образцов со сверхвысоким содержанием бора (см. рис.2а, b) согласуется с предположением о максимальной величине энергии связи двумерных экситонов ($\approx 0,4 \text{ эВ}$) при увеличении степени беспорядка в их локализации. При меньших значениях концентрации бора внутри квантово-размерного диффузионного профиля формирование двумерного экситонного диэлектрика не сопровождается столь значительной дисперсией в величине энергии связи экситона, что приводит к уменьшению величины щели в плотности состояний и соответствующему сдвигу спектра ИК излучения в длинноволновую область (см. рис.2d). В этом случае, однако, не наблюдается сильного ИК излучения в силу ослабления режима перехода Андерсона.

Значительное снижение мощности ИК излучения при $T = 77 \text{ K}$ по сравнению с результатами, полученными при комнатной температуре, указывает на термический характер восстановления зарядовых корреляций, ответственных за формирование локализованных экситонов (см. (1) и рис.2а, b). Предложенный механизм термической регенерации двумерного экситонного диэлектрика

подтверждается также резким увеличением величины продольного тока, необходимой для возникновения индуцированного излучения при низкой температуре, которое, по-видимому, является ответственным за подавление андерсоновской локализации (см. рис.2b).

Следует отметить, что наблюдаемое ИК излучение характеризуется большой мощностью в исследованном спектральном диапазоне при $T = 300$ К, что позволяет использовать квантово-размерные сильнолегированные диффузионные профили в качестве модельных объектов для изучения переходов типа металл-диэлектрик в низкоразмерных системах, а также для целей практической оптоэлектроники.

Таким образом, обнаружено мощное ИК излучение индуцированное электрическим током в квантово-размерных сильнолегированных диффузионных профилях бора в монокристаллическом кремнии, природа которого объясняется излучательной аннигиляцией зарядовых корреляций, ответственных за формирование двумерного экситонного диэлектрика.

-
1. N.F.Mott., *Phil. Mag.* **6**, 287 (1961).
 2. B.I.Halperin and T.M.Rice, *Solid State Phys.* **21**, 115 (1968).
 3. А.Г.Аронов, Е.К.Кудинов, *ЖЭТФ* **55**, 1344 (1968).
 4. E.Tosatti and P.W.Anderson, *Solid State Commun.* **14**, 773 (1974).
 5. V.V.Kveder, *Defect and Diffusion Forum* **103-105**, 431 (1993).
 6. N.T.Bagraev, L.E.Klyachkin, and V.L.Sukhanov, *Sem. Sci. Technol.* **6**, 577 (1991).
 7. N.T.Bagraev, L.E.Klyachkin, and V.L.Sukhanov, *Defect and Diffusion Forum* **103-105**, 192 (1993).
 8. P.W.Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 953 (1975).
 9. P.W.Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 1492 (1958).