

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ МЕЖЗОННАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Ge/Si С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ 2-ГО ТИПА

А.И.Якимов¹⁾, А.В.Двуреченский, А.И.Никифоров, О.П.Пчеляков

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 7 июля 2000 г.

Обнаружено, что при освещении массива нанокластеров Ge в n-Si светом, вызывающим межзонные переходы, возникает отрицательная фотопроводимость. Полученный результат объяснен локализацией равновесных электронов на гетерогранице Si/Ge в потенциале неравновесных дырок, захваченных на глубокие состояния в островках Ge.

PACS: 73.20.Mf, 73.50.Pz

Интерес к изучению фотоэлектрических свойств ансамблей наноразмерных атомных кластеров (квантовых точек – КТ), получаемых в процессе роста рассогласованных гетероэпитаксиальных систем по механизму Странского – Крастанова, обусловлен новыми возможностями в создании эффективных светоизлучающих приборов и фотоприемных устройств [1, 2]. Типичным примером такой системы являются массивы островков Ge, выращенных на Si(001).

Напряженные слои Ge/Si(001) представляют собой гетероструктуры 2-го типа. Характерные черты этого класса систем определяются взаимным расположением краев зон исходных полупроводников на гетерогранице. Зона проводимости одного из материалов (Si) здесь близка к валентной зоне другого (Ge), что вызывает пространственное разделение носителей. В данном случае дырки локализуются в квантовых точках Ge, тогда как для электронов в Ge имеется потенциальный барьер. Однако создаваемый дырками положительный заряд и неоднородная деформация структуры окружающего Ge островков кремния вследствие рассогласования параметров решетки Ge и Si могут приводить к появлению потенциальных ям и для электронов вблизи гетерограницы Si/Ge. Самосогласованные расчеты энергетического спектра электронов и дырок, выполненные в работе [3] для нанокластеров Ge пирамидальной формы с размерами основания 15 нм и высотой 1.5 нм в приближении эффективной массы, показали, что в основном состоянии энергия локализации дырок в КТ составляет $E_{lh} \approx 400$ мэВ, а энергия локализации электронов в Si вблизи КТ $E_{le} \approx 40 - 70$ мэВ (зависит от числа дырок в точке). Вклад в E_{le} от деформации кремниевой матрицы составляет лишь небольшую часть (7 мэВ [3]), поэтому при достаточно высоких температурах локализация электронов вблизи КТ возможна лишь, когда КТ заряжена дыркой. В структурах с электронным типом проводимости это обстоятельство, на наш взгляд, может приводить к такому редкому явлению как отрицательная фотопроводимость (ФП). В большинстве реальных случаев при освещении проводимость возрастает (положительная ФП), поскольку межзонная подсветка приводит к увеличению концентрации свободных носителей тока.

¹⁾ e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

Рассмотрим кремний *n*-типа, в который введены нанокластеры нелегированного Ge (рис.1а). В темноте проводимость системы определяется свободными электро-

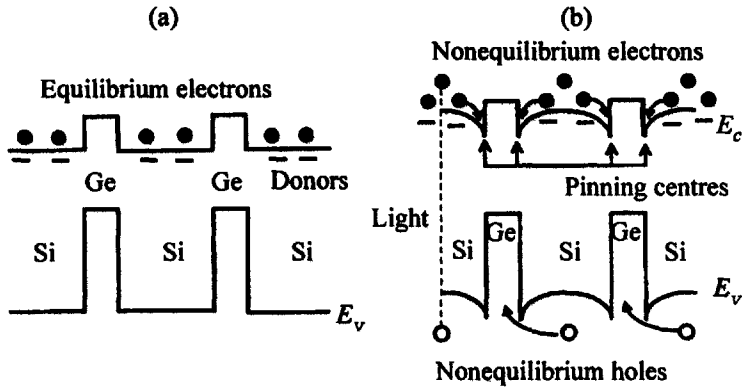


Рис.1. Зонная структура многослойной гетероструктуры Ge/Si *n*-типа с квантовыми точками Ge в отсутствие света (а) и при освещении (б). Иллюстрируется механизм появления отрицательной межзонной фотопроводимости (см. текст)

нами в зоне проводимости Si. При поглощении света, вызывающего межзонные переходы и образование пар электронов и дырок, дырки начнут накапливаться в КТ Ge, заряжая их положительно. В результате, на гетерограницах Si/Ge в кремнии возникнут потенциальные ямы для электронов. Если $E_{ie} > E_D$, где E_D – энергия ионизации донорных примесей в Si, то такие потенциальные ямы будут играть роль фотоиндуцированных центров прилипания электронов (рис.1б). Локализация на этих центрах электронов приведет к уменьшению концентрации подвижных носителей и падению проводимости системы.

Для проверки приведенных выше соображений нами исследовалась фотопроводимость эпитаксиальной структуры Ge/Si, выращенной на подложке Si(001) с концентрацией фосфора $N_p \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Толщина подложки $L_p = 300 \text{ мкм}$. Структура состояла из десяти слоев островков Ge, разделенных прослойками Si толщиной 30 нм. Общая толщина эпитаксиального слоя $L_{epi} \approx 0.3 \text{ мкм}$. Концентрация доноров (Sb) в эпитаксиальном слое Si составляла величину $N_{epi} \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Нанокластеры Ge имели форму пирамид с размерами основания 15 нм и высотой 1.5 нм [4]. Слоевая плотность нанокластеров в каждом из слоев $n_{QD} \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В качестве источника света использовался GaAs-светодиод, максимум излучения которого находился на длине волны $\sim 0.9 \text{ мкм}$. Интенсивность излучения светодиода модулировалась с частотой 2 кГц. ФП измерялась на частоте модуляции.

На рис.2 приведены зависимости относительной ФП $\Delta G/G$ от мощности освещения P структуры Ge/Si с квантовыми точками при различных температурах. Там же показана люкс-амперная характеристика при $T = 77 \text{ К}$ образца, в котором эпитаксиальный слой с островками отсутствует (штриховая линия). В образце без КТ фотопроводимость положительна и практически линейно увеличивается с ростом P . В структуре с нанокластерами Ge в области интенсивностей засветки $P = 0 - 100 \text{ мВт/см}^2$ наблюдается отрицательная ФП. Эффект уменьшения проводимости при освещении подавляется при повышении температуры, поскольку при высоких T тепловая энергия kT становится порядка энергии локализации электронов

E_{ie} , и бóльшая часть электронов уже не удерживается притягивающим потенциалом дырок.

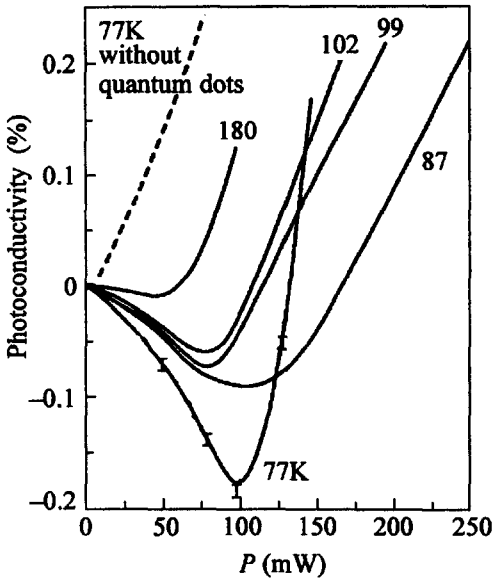


Рис.2. Зависимость относительной фотопроводимости от интенсивности межзонной подсветки в Si n-типа с квантовыми точками Ge и в образце без нанокластеров Ge при различных температурах. Источник света – GaAs светодиод, максимум излучения соответствует длине волны фотонов ~ 0.9 мкм

С увеличением интенсивности освещения (при $P > 100$ мВт/см²) имеет место переход к положительной ФП. Мы связываем смену знака ФП с насыщением числа электронов, способных локализоваться в потенциале заряженных дырками квантовых точек. Расчеты, приведенные в работе [3], показывают, что уже третий-четвертый электрон вследствие кулоновского взаимодействия с захваченными электронами выталкивается в область делокализованных состояний зоны проводимости. Оптическая генерация непосредственно в Ge не способна заметно повлиять на заполнение островков из-за малой толщины Ge. Заметим, однако, что диффузионная длина неравновесных носителей в Si (100 – 1000 мкм [5]) много больше глубины проникновения света (≈ 10 мкм). Поэтому практически все фотовозбужденные дырки и электроны в Si имеют возможность, диффундируя из объема, захватиться на связанные состояния в области КТ. Тогда, приняв во внимание, что времена межзонной рекомбинации электронов и дырок в Si и нанокластерах Ge примерно одинаковы [3], получаем среднее число неравновесных дырок и электронов на один островок $N_h = P\tau/h\nu n_{QD}N$, где τ – время межзонной рекомбинации, $h\nu$ – энергия фотона, N – число слоев КТ. Для $\tau \sim 15$ мкс, $h\nu = 1.4$ эВ, $n_{QD} \approx 3 \cdot 10^{11}$ см⁻², $N = 10$ действительно получаем степень заполнения $N_h = 2.5$. Это означает, что при интенсивности освещения ~ 100 мВт/см² потенциальные ямы в зоне проводимости кремния уже заполнены электронами и дополнительная генерация неравновесных электронов приведет к росту концентрации свободных носителей, поэтому ФП имеет положительный знак.

Если максимальное число связанных электронных состояний вблизи каждого островка равно 2, то минимум проводимости достигается, когда каждая КТ содержит одну неравновесную дырку. В этом случае как равновесный, так и неравновесный электроны могут удерживаться возле КТ, не давая вклада в проводимость.

В рамках простой модели сделаем оценку ожидаемой величины отрицательной ФП. При появлении фотоиндуцированных центров прилипания на гетерогранице положительно заряженных КТ свободные электроны, уходя из Si, начнут выбывать из процесса проводимости. Поскольку при данных параметрах эпитаксиального слоя Si (концентрация примеси и толщина) выполняется соотношение $nN_{\text{QD}} > N_{\text{epi}}L_{\text{epi}}$, то часть электронов уйдет из подложки в слой с островками, оставив там область пространственного заряда ионизованных доноров шириной w . Величину w можно найти из условия электронейтральности

$$Nn_{\text{QD}} = N_{\text{epi}}L_{\text{epi}} + N_s w. \quad (1)$$

Слоевая проводимость в отсутствие освещения определяется выражением

$$G = e\mu_s N_s L_s \exp(-E_P/kT) + e\mu_{\text{epi}} N_{\text{epi}} L_{\text{epi}} \exp(-E_{\text{Sb}}/kT), \quad (2)$$

где μ_s – подвижность электронов в подложке, μ_{epi} – подвижность электронов в эпитаксиальном слое Si, E_P – энергия ионизации уровня фосфора в подложке, E_{Sb} – энергия ионизации уровня сурьмы в эпитаксиальном слое. Слоевая проводимость при освещении имеет вид

$$G_{\text{ph}} = e\mu_s N_s (L_s - w) \exp(-E_P/kT) + e\mu_{\text{QD}} Nn_{\text{QD}} \exp(-E_{\text{le}}/kT), \quad (3)$$

где μ_{QD} – подвижность электронов вблизи гетерограницы Si/Ge. Примем для оценок, что все подвижности μ_s , μ_{epi} и μ_{QD} равны между собой, тогда из выражений (1), (2) и (3) получаем относительную величину ФП:

$$\frac{\Delta G}{G} = - \left\{ 1 + \frac{Nn_{\text{QD}}}{N_{\text{epi}}L_{\text{epi}}} \left[\exp\left(-\frac{E_P - E_{\text{Sb}}}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{E_{\text{le}} - E_{\text{Sb}}}{kT}\right) \right] - \exp\left(-\frac{E_P - E_{\text{Sb}}}{kT}\right) \right\} \left\{ 1 + \frac{N_s L_s}{N_{\text{epi}}L_{\text{epi}}} \exp\left(-\frac{E_P - E_{\text{Sb}}}{kT}\right) \right\}^{-1}. \quad (4)$$

На рис.3 точками показана экспериментальная температурная зависимость минимума относительной фотопроводимости. Там же сплошной линией приведена расчетная

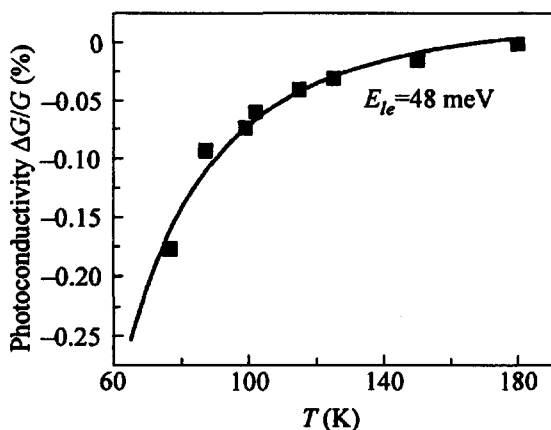


Рис.3. Температурная зависимость минимума фотопроводимости. Сплошной линией показан результат аппроксимации экспериментальных данных (точки) выражением (4) для энергии локализации электронов на фотоиндуцированных центрах прилипания $E_{\text{le}} = 48$ мэВ

кривая, полученная с помощью выражения (4), единственным подгоночным параметром служила энергия электрона на центрах прилипания E_{le} . Для $E_P = 45.2$ мэВ,

$E_{sb} = 42.5$ мэВ [6] наименьшее отклонение расчетной кривой от экспериментальных данных достигается при $E_{ie} = 48$ мэВ. Самосогласованные расчеты [3] дают следующие значения E_{ie} для различных вариантов заполнения КТ: 38 мэВ для одного электрона в потенциале одной дырки, 70 мэВ для одного электрона в потенциале двух дырок, 50 мэВ для первого из двух электронов в поле двух дырок. Полученная в эксперименте энергия E_{ie} находится в этом же диапазоне и имеет вполне разумное значение. Из рис.3 видно, что простая модель хорошо воспроизводит и величину и температурную зависимость отрицательной фотопроводимости, хотя для получения более точных результатов необходимо корректно учитывать температурную и концентрационную зависимость подвижностей.

Как отмечалось в начале, принципиальным моментом возникновения отрицательной ФП является появление локализирующего электроны потенциала при захвате в КТ дырок. Ясно, что в структурах *p*-типа освещение не должно приводить к уменьшению концентрации равновесных носителей, поскольку наличие потенциальной ямы в валентной зоне Ge определяется, главным образом, разрывом валентных зон Ge и Si, а энергия кулоновского взаимодействия электрона и дырки в составе непрямого в пространстве экситона (≈ 28 мэВ [3]) много меньше энергии локализации дырки (~ 400 мэВ в основном состоянии).

На рис.4 приведены люкс-амперные характеристики структуры Ge/*p*-Si. Образец был выращен в условиях, аналогичным условиям синтеза образца Ge/*n*-Si, за исклю-

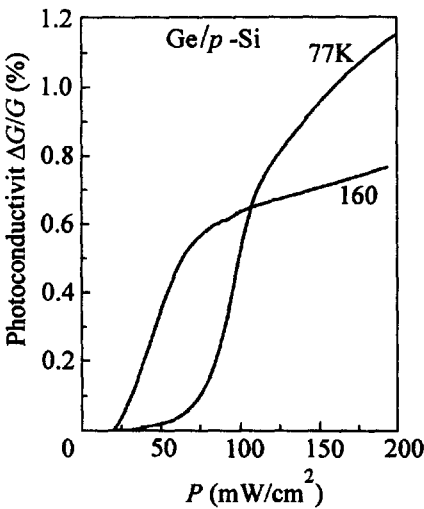


Рис.4. Зависимость относительной фотопроводимости от интенсивности межзонной подсветки в Si *p*-типа с квантовыми точками Ge

чением типа проводимости подложки и верхнего эпитаксиального слоя Si с островками Ge (концентрация акцепторной примеси бора составляла $\approx 10^{15}$ см⁻³ в подложке и $\approx 10^{16}$ см⁻³ в эпитаксиальном слое Si). Видно, что в структуре *p*-типа участок с отрицательной ФП отсутствует. Вместо него наблюдается затяжная область с малой положительной ФП, после которой происходит скачкообразное увеличение фототока. Такое поведение при малых интенсивностях засветки связано с захватом обоих типов неравновесных носителей на связанные состояния в окрестности островков Ge (дырок – на состояния в островках Ge, электронов – на состояния вблизи гетерограницы Si/Ge), а рост ФП при больших интенсивностях обусловлен заполнением электронных уровней и появлением свободных неравновесных электронов.

В заключение подчеркнем, что изложенный в работе механизм отрицательной фотопроводимости реализуется только в квантовых точках 2-го типа, поскольку в гетероструктурах 1-го типа и электроны и дырки локализуются в одном и том же полупроводнике независимо от зарядового состояния КТ.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 00-02-17885, # 00-02-17638) и научной программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант # 98-1100).

-
1. Н.Н.Леденцов, В.М.Устинов, В.А.Щукин и др., ФТП **32**, 385 (1998).
 2. А.В.Двуреченский, А.И.Якимов, Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники **4**, 4 (1999).
 3. А.И.Якимов, А.В.Двуреченский, Н.П.Степина и др., ЖЭТФ, в печати.
 4. A.I.Yakimov, A.V.Dvurechenskii, Yu.Yu.Proskuryakov et al., Appl. Phys. Lett. **75**, 1413 (1999).
 5. J.A.del Alamo, in *Properties of Silicon*, Ed. T.H.Ning, INSPEC, The Institute of Electrical Engineers, London and New York, 1988, p. 164.
 6. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников, *Физика полупроводников*, М.: Наука, 1977.