УДК 537.533
© 1990

ЗАХВАТ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ НА ДЕФЕКТЫ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ФОТОЭМИССИИ ИЗ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ В ВАКУУМ

В. И. Белиничер, А. Г. Паулиш, И. В. Рыженкова, А. С. Терехов, С. В. Шевелев

Изучаются причины ограничения вероятности выхода электрона в вакуум из полупроводника с отрицательным электронным сродством. С этой целью проведены численное моделирование и экспериментальное исследование спектров квантового выхода арсенида галлия с небольшим, но положительным электронным сродством. Форма этих спектров с явно выраженными вкладами в фототок термализованных и горячих электронов Г-долины оказалась чувствительной к характеру взаимодействия фотоэлектронов с поверхностью. Сравнение рассчитанных и измеренных спектров показало, что основным процессом, лимитирующим вероятность эмиссии, является не отражение, а захват электронов поверхностью.

При нанесении на атомарно-чистую поверхность некоторых широкозонных полупроводников p-типа цезия и кислорода достигается состояние эффективного отрицательного электронного сродства (ОЭС), при котором уровень энергии покоящегося электрона в вакууме оказывается ниже дна зоны проводимости в квазинейтральном объеме полупроводника. Расчеты вероятности выхода электронов в вакуум для простейших моделей поверхности с ОЭС показывают, что в материалах с большой длиной диффузии электронов квантовый выход внешнего фотоэффекта Y может достигать единицы для фотонов с энергией $\hbar\omega \geqslant \hbar\omega_g$, где $\hbar\omega_g$ — ширина запрещенной зоны полупроводника. В большинстве экспериментов, за исключением [1], величина Y существенно меньше единицы. Причинами снижения вероятности выхода, указанными авторами работ [2-4], являются существенно большее, чем в простейших моделях, отражение электронов от поверхности, потери энергии электронов в приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) и последующая рекомбинация, а также рассеяние и захват фотоэлектронов в слое цезия, кислорода. До сих пор окончательно не ясно, какая из причин является определяющей, и связано это, по нашему мнению, как с трудностями экспериментальных и теоретических исследований в данной области, так и с не всегда удачными методическими подходами к решению проблемы.

В данной работе причина снижения вероятности выхода фотоэмиссии из полупроводника с ОЭС выявлялась путем анализа формы $Y(\hbar\omega)$ полупроводника с небольшим, но положительным электронным сродством (ПЭС), при котором, как и в случае с ОЭС, основной вклад в фотоэмиссию дают электроны из низшей Г-долины зоны проводимости арсенида галлия. Спектр $Y(\hbar\omega)$ поверхности с ПЭС существенно информативнее, чем поверхности с ОЭС, поскольку содержит значительный вклад как термализованных, так и нетермализованных, горячих, фотоэлектронов. Расчет методом Монте-Карло (МК) спектра $Y(\hbar\omega)$, соответствующий ПЭС, выявил его чувствительность к характеру взаимодействия фотоэлектронов с поверхностью, а сопоставление расчета с результатами эксперимента позволило установить, что определяющее влияние на поверхность выхода элек-

тронов в вакуум имеет не их повышенное отражение от поверхности, а захват на поверхностные дефекты с последующими термализацией и рекомбинацией. Численное моделирование процесса фотоэмиссии производилось на основе решения кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов $f(\mathbf{k}, z)$ в объеме арсенида галлия методом МК [5]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial E_k}{\partial \mathbf{k}} \frac{\partial f}{\partial z} = W_{\mathbf{k}} e^{-\alpha z} + \int (W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} f_{\mathbf{k}'} - W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}})\, d\mathbf{k} - \gamma_R f_{\mathbf{k}}, \qquad (1)$$

здесь $\mathbf{k}$ — квазиимпульс, $E_k = \hbar^2 k^2 / 2m_e$ — закон дисперсии электронов, $W_{\mathbf{k}}$ — плотность фотогенерации электронов в зоне проводимости арсенида галлия, $W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}$ — вероятность рассеяния электрона из состояния $\mathbf{k}$ в $\mathbf{k}'$, γ_R — обратное время рекомбинации электрона. Мы считаем, что $\hbar\omega$ незначительно превосходит $\hbar\omega_g$, так что электроны рождаются в окрестности Г-минимума вместе с легкими и тяжелыми дырками, а отщепленные дырки не рождаются. Плотность фотогенерации электронов $W_{\mathbf{k}}$ определяется зонной структурой арсенида галлия, хорошо известна [6, 7] и легко численно моделируется. Тип электронных процессов рассеяния в объеме существенно зависит от концентрации дырок. При концентрациях, больших 10^{19} см$^{-3}$, дырочный газ становится вырожденным, примесные уровни уширяются и сливаются с валентной зоной, а взаимодействие между дырками становится сильным. В этой ситуации рассеяние электронов на дырках не описывается достаточно простым способом из-за сложности процессов экранирования в дырочном газе. При концентрациях, меньших $5 \cdot 10^{17}$, становятся существенными процессы испускания оптических фононов в объеме образца и в ОПЗ. Учет этих процессов заметно меняет методику МК моделирования. Из наших оценок и результатов эксперимента [7] следует, что для концентрации дырок $p = 1.5 \cdot 10^8$ см$^{-3}$ процессами рассеяния в ОПЗ можно пренебречь, и поэтому в отличие от [8] испускание фононов в приповерхностной области не учитывалось. Вероятность рассеяния электронов $W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ в арсениде галлия p-типа с концентрацией дырок $p \geqslant 5 \cdot 10^{17}$ при комнатной температуре $T = 0.025$ эВ определяется следующими процессами: а) eА $\rightarrow e$А, рассеяние на ионизованных акцепторах; б) eТ $\rightarrow e$Т, квазиупругое рассеяние на тяжелых дырках; в) eТ $\rightarrow e$Л, рассеяние на тяжелых дырках с конверсией их в легкие (процесс конверсии) [7]. Процессами рассеяния электронов на легких дырках можно пренебречь, поскольку в равновесном состоянии концентрация тяжелых дырок превышает концентрацию легких в отношении их фазовых объемов $(m_{\text{Т}}/m_{\text{Л}})^{3/2} \simeq 16$.

Процесс испускания плазмонов электронами мал по параметру ω_p/T или ω_p/E_{Φ} для вырожденного газа с энергией Ферми E_{Φ} (ω_p — плазменная частота) по сравнению с процессом электрон-дырочного рассеяния. Этот параметр не обладает заметной малостью для $p = 1.5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, но, как показывают оценки, плазмоны дают несущественный вклад в термализацию электронов с энергией $E_k \geqslant 4T$. При $E_k < 4T$ вклад плазмонов в процессы термализации может быть заметным, но в этой работе он не учитывался.

Три указанных выше процесса рассеяния электронов «а», «б», «в» последовательно рассчитывались при МК моделировании уравнения (1). Вероятности процессов «а» и «б» являются резерфордовскими (для процесса «б» вероятность содержит дополнительный множитель, связанный с волновыми функциями дырок и обращающийся в единицу при рассеянии вперед) и легко разыгрываются. Азимутальный угол рассеяния φ равномерно заполняет интервал $(0, 2\pi)$, а косинус полярного угла рассеяния $\cos\theta$ получается из случайной величины, заполняющей отрезок $(0, 1)$ с помощью дробно-линейной замены. Вероятность процесса «в» рассчитывается довольно просто, но является существенно неупругой [9]. Ее численное моделирование сложнее, осуществляется с помощью метода Неймана в несколько этапов: 1) генерируется гауссовская плотность вероят-

ности и разыгрывается импульс равновесной тяжелой дырки, с которой сталкивается электрон; 2) осуществляется переход в систему центра масс электрона и тяжелой дырки, в которой законы сохранения энергии и импульса выполняются существенно проще; 3) разыгрываются азимутальный угол рассеяния φ равномерно в интервале $(0, 2\pi)$ и косинус полярного угла $\cos\theta$ в интервале $(-1, 1)$; 4) разыгрывается случайное число η равномерно в интервале $(0, W_m)$, где W_m — максимум вероятности рассеяния по φ и $\cos\theta$ при фиксированном импульсе электрона; 5) если η лежит в интервале $(W(\varphi, \cos\theta), W_m)$, где $W(\varphi, \cos\theta)$ — вероятность рассеяния при данных углах φ, θ, то розыгрыш возвращается к п. «1»; 6) если лежит в интервале $(0, W(\varphi, \cos\theta))$, то углы φ, θ считаются разыгранными, осуществляется переход из системы центра масс в лабораторную и находятся энергия и импульс электрона после рассеяния.

Наиболее важными для расчета фотоэмиссии характеристиками рассеяния являются частоты соударений $\gamma_k^{\text{А}}$, $\gamma_k^{\text{Т}}$, $\gamma_k^{\text{Л}}$. Частоты $\gamma_k^{\text{А}}$, $\gamma_k^{\text{Т}}$ легко рассчитываются по явным формулам. Величина $\gamma_k^{\text{Л}}$ задается в виде интеграла по соответствующим импульсам от вероятности процесса «в». Этот интеграл не удается вычислить в явном виде, и мы рассчитывали его методом МК. Процедура очень похожа на расчет вероятности перехода процесса «в», описанной выше, но вместо выбора по Нейману осуществлялось суммирование всех вкладов $W(\varphi, \cos\theta)$, которое и дает $\gamma_k^{\text{Л}}$. Другой важной характеристикой рассеяния являются характерные величины изменения энергии в процессе рассеяния $\Delta E_k^{\text{А}}$, $\Delta E_k^{\text{Т}}$, $\Delta E_k^{\text{Л}}$. Величины ΔE_k равны: $\Delta E_k^{\text{А}} = 0$, $\Delta E_k^{\text{Т}} \simeq (m_e/m_{\text{Т}}) E_k \simeq 0.1 E_k$, $\Delta E_k^{\text{Л}} \simeq 0.5 E_k$. Если бы все γ_k были одного порядка величины, то процесс конверсии $e\text{Т} \to e\text{Л}$ был бы главным в потере электронами энергии. Это и реализуется при $E \gtrsim (m_{\text{Т}}\text{Т}/m_e) \simeq 0.2$ эВ. В случае $E < m_{\text{Т}}\text{Т}/m_e$ частота конверсии $\gamma_k^{\text{Л}}$ падает по отношению к $\gamma_k^{\text{Т}}$ как $(Em_e/m_{\text{Т}}\text{Т})^2$ из-за того, что по кинематическим ограничениям (сохранение энергии и импульса в процессе соударений) электрон, сталкиваясь с тяжелой дыркой, не может превратить ее в легкую, если импульс электрона меньше импульса тяжелой дырки. Следовательно, для количественного описания термализации электронов и спектра фотоэмиссии надо учитывать неупругость двух процессов $e\text{Т} \to e\text{Т}$ и $e\text{Т} \to e\text{Л}$. Расчет по методу МК процесса «в» автоматически выдает нужное конечное значение энергии и импульса электрона, а неупругость процесса «б» требует специального моделирования. Для этого энергия после рассеяния в процессе «б» разыгрывалась как случайная величина с прямоугольным распределением. Среднее смещение этого распределения и дисперсия определились по значениям, рассчитанным из соответствующего интеграла столкновений.

Кинетическое уравнение (1) необходимо дополнить граничным условием для функции распределения $f(\mathbf{k}, z)$ на границе кристалл—вакуум. Это граничное условие определяется вероятностями отражения электрона, захвата и выхода в вакуум при столкновении электрона с поверхностью. Для нахождения вероятности выхода электрона в вакуум численно решалась квантовомеханическая задача прохождения электроном поверхностной области с идеальными граничными условиями на поверхности. Такие граничные условия обеспечивают непрерывность огибающей волновой функции и непрерывность потока электронов на поверхности. Форма потенциала в приповерхностной области и его параметры приведены на рис. 1, для $p = 1.5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ толщина барьера Шоттки $w = 210$ Å. В результате такого расчета находились вероятности выхода электрона в вакуум при столкновении электрона с поверхностью $T(E, \cos\theta)$ как функция энергии и угла падения θ. При этом вероятность отражения $R(E, \cos\theta)$ определялась как $R(E, \cos\theta) = 1 - T(E, \cos\theta)$, т. е. вероятность захвата электрона на поверхности не учитывалась.

Общая схема МК моделирования следующая. Для заданной частоты света ω по известным парциальным коэффициентам поглощения света разыгрывался канал поглощения света: возбудился электрон с легкой

или тяжелой дыркой, что определяет его энергию. Далее по известной функции генерации разыгрывалось направление импульса электрона, а по известному закону Бугера $W(z)=\exp(-\varkappa z)$, где $\varkappa$ — коэффициент поглощения света, разыгрывалась координата рождения z фотоэлектрона. Начальные условия для последующего движения электрона при этом полностью определены. Моделирование МК шага по времени осуществлялось следующим образом. По известной полной частоте соударений $\gamma_k=\gamma_k^{\text{А}}+\gamma_k^{\text{Т}}+\gamma_k^{\text{Л}}$ с плотностью вероятности $\gamma_k \exp(-\gamma_k t)$ разыгрывалось время свободного пробега t, и по формулам свободного баллистического движения определялась координата электрона после процесса рассеяния. Далее по относительным вероятностям рассеяния $w_k^{\text{А}}$, $w_k^{\text{Т}}$, $w_k^{\text{Л}}$, где $w_k^i=\gamma_k^i/\gamma_k$ и i=А, Т, Л, разыгрывался процесс рассеяния. После выбора процесса

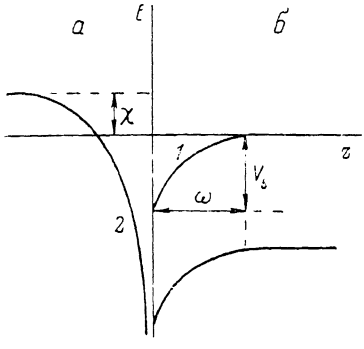

Рис. 1. Зонная диаграмма вблизи поверхности.

Кривая *а* — вакуум, *б* — кристалл. *1* — потенциал барьера Шоттки $V_1(z)=V_s(z/w-1)^2$, где $V_s=0.5$ эВ — величина изгиба зон на поверхности, $w=(V_s\varepsilon_0/2\pi e^2 p)^{1/2}$ — толщина барьера Шоттки, e — заряд электрона, $\varepsilon_0=12.5$ — диэлектрическая проницаемость GaAs; кривая *2* — потенциал сил изображения электрона в вакууме $V_2(z)=-(\varepsilon_0-1)e^2/(\varepsilon_0+1)|z|$.

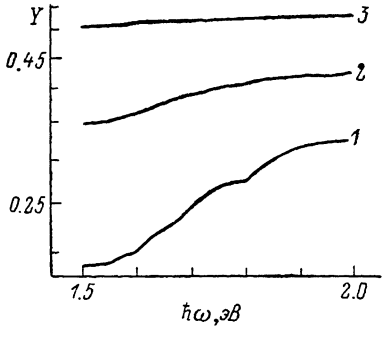

Рис. 2. Рассчитанные спектры квантового выхода (эл./фотон) в модели идеальной поверхности для электронного сродства $\chi=0.16$ (*1*), 0.14 (*2*) и 0.08 эВ (*3*).

рассеяния разыгрывались энергия и направление импульса после рассеяния. Затем осуществлялось моделирование следующего шага по времени и т. д.

Если электрон в процессе баллистического движения сталкивался с поверхностью, то разыгрывалась вероятность выхода в вакуум или отражения от поверхности. Если энергия электрона в процессе МК моделирования становилась меньше температуры T, то такой электрон считался термализованным и выбывал из МК моделирования.

Вклад термализованных электронов в фототок рассчитывался на основе обычной диффузионной теории фотоэмиссии, в рамках которой квантовый выход $Y(\hbar\omega)$ задается в виде интеграла от вероятности выхода в вакуум $T(E, \cos\theta)$ по энергии E и углу θ [10]. Вкладом фотонного переноса мы пренебрегли [11]. Частота потери импульса термализованных электронов рассчитывалась при этом из первых принципов при учете рассеяния на тяжелых дырках и акцепторах и была равна $5\cdot10^{13}$ с$^{-1}$, коэффициент диффузии при этом равен 0.1 см^2/с. Время жизни термализованных электронов в зоне для GaAs с $p=1.5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$, согласно [12], равно $2.6\cdot10^{-9}$ с.

Результаты расчета квантового выхода фотоэмиссии, полученные в результате описанного выше МК моделирования, приведены на рис. 2 для трех значений электронного сродства χ. Видно, что квантовый выход фотоэмиссии даже для состояния ПЭС достигает 0.55, что существенно превышает экспериментальные значения. Причину расхождения теории и эксперимента естественно связать с идеализированным характером граничных условий на поверхности кристалла. Вероятность выхода в вакуум для идеальной поверхности кристалла рассчитывалась методом псевдо-

потенциала в цикле работ [13]. Вероятность выхода в вакуум по результатам этих расчетов зависит от ориентации грани и типа скола и для некоторых граней может быть заметно меньше единицы. Однако использовать результаты этих расчетов для описания конкретных экспериментов нельзя, поскольку идеальная кристаллическая структура сильно разупорядочена на расстояниях несколько атомных слоев вблизи поверхности по крайней мере из-за теплового эффекта реакции при хемосорбции цезия [14]. Кроме того, имеются флуктуации положения зарядов на поверхности, формирующих барьер Шоттки, и флуктуации потенциала ионов цезия на поверхности. Как показывают оценки, эти флуктуации не малы.

Неупорядоченность поверхности приводит к двум эффектам: 1) уменьшению вероятности выхода в вакуум из-за дополнительного отражения от неупорядоченной области, 2) захвату и поверхностной рекомбинации электрона при столкновении его с поверхностью. Каждый из этих эффектов учитывался введением феноменологических констант $0 \leqslant r,\ s \leqslant 1$. Для учета уменьшения вероятности выхода в вакуум коэффициент прохождения $T(E, \cos\theta)$ заменялся на $T_r(E, \cos\theta) = rT(E, \cos\theta)$, коэффициент отражения $R(E, \cos\theta)$ — на $R_r(E, \cos\theta) = 1 - rT(E, \cos\theta)$, так что сумма коэффициентов прохождения и отражения $T_r + R_r$ равна единице. Для учета вероятности захвата $T(E, \cos\theta)$ заменялся на $T_s(E, \cos\theta) = sT(E, \cos\theta)$, $R(E, \cos\theta)$ заменялся на $R_s(E, \cos\theta) = s(1 - T(E, \cos\theta))$, так что сумма коэффициентов отражения и прохождения $T_s + R_s = s$, а величина $1 - s$ имеет смысл вероятности захвата. Коэффициенты r, s считались не зависящими от энергии, поскольку из-за разогрева электрона в барьере Шоттки его энергия при столкновении с поверхностью вблизи края оптического поглощения слабо зависит от частоты света ω.

Эксперимент

Измерения проводились на двухкамерной цельнометаллической сверхвысоковакуумной установке, откачиваемой магниторазрядными насосами и титановым сублимационным насосом с криопанелью, охлаждаемой жидким азотом. Остаточное давление в основной камере не превышало $3 \cdot 10^{-9}$ Па, а в шлюзовой 10^{-6} Па. Для экспериментов использовались слои сильнолегированного GaAs, легированного германием, выращенные на подложках из высокоомного материала с ориентацией поверхности (100) методом жидкофазной эпитаксии. Большое внимание уделялось методике полностью воспроизводимого получения атомарно-чистой поверхности полупроводника без нарушения ее стехиометрии. Это достигалось химическим удалением естественных окислов раствором HCl в изопропиловом спирте в атмосфере чистого азота с последующим переносом образцов в основную камеру без контакта с атмосферой лаборатории. Заключительный прогрев до 400 °C в сверхвысоком вакууме, осуществлявшийся прямым пропусканием тока через образец, обеспечивал получение атомарно-чистой поверхности. Детали методики и характеристики получаемых поверхностей описаны в [15, 16]. Цезий наносился из нагреваемого источника канального типа. Для измерения $Y(\hbar\omega)$ использовался автоматизированный двухканальный спектрометр, созданный на базе решеточного монохроматора МДР-12, микро-ЭВМ МС1212, соединенных между собой и с приборами с помощью КАМАК-модулей. Спектральное разрешение при измерениях $Y(\hbar\omega)$ равнялось 3 мэВ. Абсолютная ошибка измерения Y не превышала 7 %. Измерения проводились при комнатной температуре.

На рис. 3 сплошными линиями приведены спектры Y, измеренные при трех толщинах цезиевого покрытия, находящихся в интервале примерно 0.7—0.9 монослоя. В каждом из спектров видны два порога, один из которых при $\hbar\omega = 1.42$ эВ соответствует границе межзонных переходов в арсениде галлия. При больших энергиях фотона в спектрах Y наблюдается плато, обусловленное эмиссией термализованных фотоэлектронов.

Положение второго порога задается величиной ПЭС, зависящей от толщины цезиевого покрытия, и определяет границу фотоэмиссии нетермализованных электронов, а также величину тока термализованных электронов. Точками на рис. 3, *а* показаны результаты МК расчета фотоэмиссии в предположении, что снижение Y относительно приведенных на рис. 2 обусловлено дополнительным отражением от поверхности. Число разыгрываемых электронов равнялось 10^4. При подгонке теории к эксперименту варьировались величины электронного сродства и коэффициента отражения. Остальные параметры определялись независимо и приведены ранее. Наилучшее согласие теории и эксперимента достигнуто при значениях, приведенных в подписях к рис. 3, *а*. Согласие теории и эксперимента в данном случае следует признать неудовлетворительным, поскольку величина наблюдаемых различий во много раз превышает ошибку измерений. На рис. 3, *б* точками показан МК расчет спектра Y, полученный

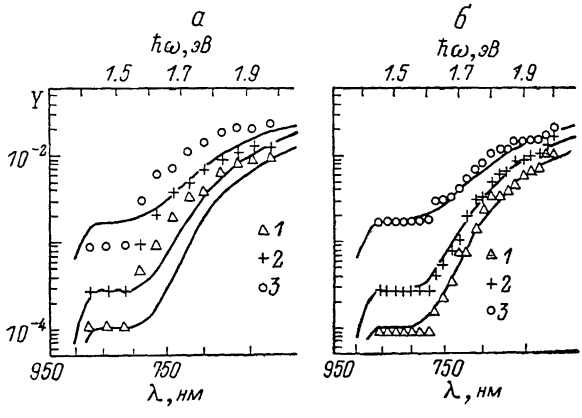

Рис. 3. Измеренные и рассчитанные спектры квантового выхода для моделей отражения (*а*) и захвата (*б*) электронов поверхностью.

а: *1* — $\chi=0.08$ эВ, $r=0.02$; *2* — 0.07, 0.02; *3* — 0.01, 0.04; *б*: *1* — $\chi=0.16$ эВ, $s=0.03$; *2* — 0.14, 0.045; *3* — 0.08, 0.055.

в предположении существенного захвата неравновесных электронов при соударении с поверхностью. Вероятности захвата являлись подгоночными параметрами и приведены в подписях к рисунку, как и значения электронного сродства. В этой модели согласие теории и эксперимента следует признать хорошим. Основные различия обусловлены случайным разбросом рассчитанных значений квантового выхода. Величины коэффициента захвата для трех спектров рис. 3, *б* снижаются с уменьшением электронного сродства, но эти изменения весьма незначительны. С учетом этого замечания можно утверждать, что семейство измеренных спектров Y на рис. 3 хорошо описывается теоретически при вариации единственного параметра — электронного сродства. Судя по полученным результатам, коэффициент захвата слабо зависит от энергии фотоэлектронов. Необходимо отметить хорошее согласие теории и эксперимента и при $\hbar\omega \geqslant 1.8$ эВ, когда включается рассеяние электронов из Г- в L-долину зоны проводимости, не учитывавшееся при расчете спектра Y. По-видимому, это связано с относительно небольшим вкладом эмиссии из L-долины при $\hbar\omega \leqslant 2$ эВ, а также, возможно, с отсутствием качественных особенностей в спектре квантового выхода при включении этого канала.

Мы полагаем, что существенно разная степень соответствия эксперимента теории при двух гипотезах о влиянии поверхности вполне доказывает определяющую роль захвата как термализованных, так и горячих фотоэлектронов поверхностными дефектами в ограничении квантового выхода внешнего фотоэффекта из полупроводника со сниженной работой выхода. Вывод этот вполне соответствует существующим представлениям

о высокой плотности состояний вблизи поверхности арсенида галлия из-за значительного ее разупорядочения. Дефекты вблизи поверхности возникают на этапах ее химической и термической обработки, а также при хемосорбции цезия [14] за счет теплового эффекта реакции. Спектр поверхностных состояний непрерывен в области энергий, соответствующей «объемной» зоне проводимости, и простирается в запрещенную зону [17]. Нарушение дальнего порядка снимает запрет на сохранение квазиимпульса при электронных переходах на поверхностных состояниях, что повышает захват электронов на эти состояния, их последующую термализацию и рекомбинацию. Неупругое рассеяние фотоэлектронов на поверхностных дефектах было обнаружено недавно при изучении фотоэмиссии из ZnSe [18].

Авторы благодарят В. С. Львова за поддержку работы по численному моделированию.

Список литературы

[1] Антонова Л. И., Бирюлин Ю. Ф. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 10. С. 602—605.
[2] Мусатов А. Л., Коротких В. Л. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1982. Т. 46. № 7. С. 1357—1360.
[3] Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 11. С. 3217—3223.
[4] Нолле Э. Л., Петров А. Э., Ботнев С. А. // ФТП. 1985. Т. 27. № 9. С. 2817—2819.
[5] Методы Монте-Карло в статистической физике / Под ред. К. Биндер. М., 1982. 400 с.
[6] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
[7] Захарченя Б. П., Мирлин Д. Н., Перель В. И., Решина И. И. // УФН. 1982. Т. 136. № 3. С. 459—499.
[8] Тиснек Н. И., Чикалова О. П. // ЖТФ. 1981. Т. 51. № 8. С. 1695—1700.
[9] Дымников В. Д., Перель В. И. // ФТП. 1979. Т. 13. № 4. С. 707—711.
[10] Белл Р. Л. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. М., 1978. 490 с.
[11] Тиснек Н. И., Чикалова-Лузина О. П. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 5. С. 975—979.
[12] Nelson R. J., Sobers R. G. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 12. P. 6103—6108.
[13] Burt M. G., Inkson J. C. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 28. N 1. P. 5—6; J. Phys. D: Appl. Phys. 1977. V. 10. N 5. P. 721—727.
[14] Spiser W. E., Chye P. W., Su C. Y., Skeath P. R., Lindau I. // J. Vac. Sci. and Technol. 1979. V. 16. N 5. P. 1422—1433.
[15] Галицын Ю. Г., Пошевнев В. И., Мансуров В. Г., Терехов А. С. // ПТЭ. 1988. В. 4. С. 191—192.
[16] Галицын Ю. Г., Пошевнев В. И., Мансуров В. Г., Терехов А. С., Окорокова Л. Г. // Поверхность. 1989. № 4. С. 147—150.
[17] Guichar G. M., Balkanski M., Sebenne C. A. // Sur. Sci. 1979. V. 86. P. 874—877.
[18] Vos M., Stevan G., Anderson, Weaver J. H. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 5. P. 3274—3278.

Институт физики полупроводников СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
9 ноября 1989 г.