

Излучательная рекомбинация в кремниевой туннельной МОП структуре

© N. Asli*, M.I. Векслер, И.В. Грехов, P. Seegebrecht*, С.Э. Тягинов, А.Ф. Шулекин[†]

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

* Technische Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel,
D-24143 Kiel, Germany

(Получена 30 января 2004 г. Принята к печати 2 февраля 2004 г.)

Экспериментально изучены спектры рекомбинационной люминесценции туннельных МОП структур Al/SiO₂/p-Si. Проведена математическая реконструкция спектров, учитывающая потери на перепоглощение. Впервые приводятся результаты измерений в абсолютных единицах (Вт/эВ). Показана взаимосвязь формы спектра с энергией инжектируемых электронов, задаваемой прикладываемым напряжением. Проведена оценка темпа потерь энергии на излучение фотонов. Рассмотрены проявления деградации окисла на характеристиках люминесценции МОП структур.

1. Введение

Под туннельной МОП структурой понимается структура металл–окисел–полупроводник, перенос заряда через которую может осуществляться посредством прямого туннелирования [1]. Такая структура в последние годы стала одним из важнейших объектов изучения технической физики полупроводников [2], после того как стало ясно [3,4], что туннельно-тонкий (1–3 нм) SiO₂ применим в качестве подзатворного диэлектрика в полевых транзисторах.

Установлено [5,6], что при протекании тока в определенных режимах МОП диоды излучают свет, хотя и малой интенсивности. Ясно, что анализ спектров может дать весьма полезную информацию о поведении горячих носителей в интересной и технически важной структуре. Однако проведенные до настоящего времени исследования касались только электрофизических характеристик туннельных МОП структур и почти не затронули их люминесцентные свойства. Поэтому цель данной работы состояла в исследовании люминесценции туннельной МОП структуры как сравнительно мало изученной стороны ее функционирования.

Некоторые результаты измерений спектров люминесценции МОП структур уже сообщались нами в публикациях [5,7,8]. В настоящей работе приводятся новые экспериментальные данные, причем впервые появилась возможность представить спектры в абсолютных единицах, а также восстановить спектр собственно эмиссии фотонов. Отдельные разделы посвящены изменениям оптических характеристик при деградации SiO₂ и определению темпа потерь энергии на излучение. Интерес к рекомбинационной составляющей люминесценции связан с тем, что именно она ответственна за большую часть экспериментально доступного спектрального диапазона излучения МОП структуры.

2. Спектры рекомбинационной люминесценции структур Al/SiO₂/p-Si

При положительном смещении V на подложке в туннельной МОП структуре происходит инжекция моноэнергетичных горячих электронов в кремний [9]. Применительно к структурам Al/SiO₂/p-Si, которые при $V > 0$ оказываются в режиме аккумуляции, можно ввести характеристическую энергию электронов E как разность между уровнем Ферми металла E_{Fm} и краем зоны проводимости квазинейтральной части Si (рис. 1, b). Область приповерхностного изгиба зон электроны пролетают баллистически [9]. Энергию E легко связать с величиной V ; в частности, при достаточно сильном легировании подложки $E \approx qV - E_g$.

Поскольку энергия электрона определяется приложенным напряжением, а не толщиной окисла d_{ox} , последнюю можно выбирать из соображения удобства в эксперименте. Так, образцы с относительно толстым SiO₂, допуская приложение больших V (при меньших токах), более подходят для работы при высоких значениях E , а образцы с тонким окислом — при низких E .

Один из каналов релаксации энергии E — излучательные электронные переходы, которым, как правило, предшествует испускание некоторого числа фононов (с энергией $\hbar\omega_0 = 0.063$ эВ) [7]. Таким образом, непосредственно перед эмиссией фотона энергия электрона будет иметь значение между E и kT . Испускание фотонов возможно за счет как внутризонных [10], так и рекомбинационных электронных переходов, причем рекомбинация дает наиболее коротковолновое излучение. Энергия „рекомбинационных“ фотонов $\hbar\omega_{\text{RR}}$ лежит приблизительно в пределах от E_g до $E + E_g$, с учетом того что дырки в валентной зоне реально имеются только вблизи ее максимума.

Экспериментальные спектры люминесценции структур Al/SiO₂/p-Si ($N_A = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³) — в единицах Вт/эВ — приведены на рис. 1, a . Как следует из

[†] E-mail: shulekin@pop.ioffe.rssi.ru
Тел.: (812) 247-93-21

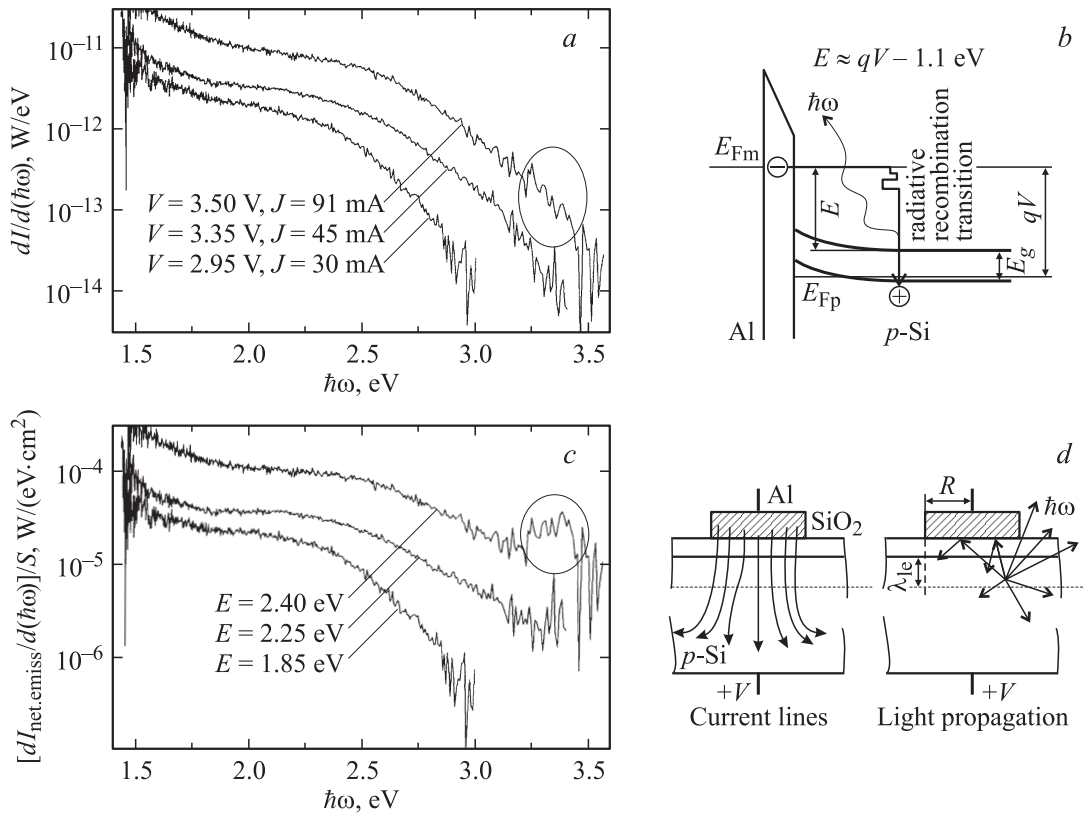


Рис. 1. *a* — экспериментальные спектры электролюминесценции структур Al/SiO₂/p-Si с туннельно-тонким диэлектриком. $N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ К}$. Результат представлен в абсолютных единицах; *b* — зонная диаграмма; *c* — реконструированные с учетом перепоглощения спектры эмиссии фотонов; *d* — топология прибора ($R = 200 \mu\text{м}$). Предполагалось, что $\lambda_{1c} = 10 \text{ нм}$ и растекания тока на такой глубине еще не происходит.

этих данных, измеряемая световая интенсивность для использованных в эксперименте структур (рис. 1, *b*) примерно на 11 порядков меньше, чем вводимая в образец мощность VJ , т.е. излучение весьма слабое. Однако надо иметь в виду, что представленные спектры записаны для конкретной, хотя и часто применяемой, геометрии прибора, при которой детектируется только свет, излучаемый областями, находящимися у границы круглого металлического электрода.

На рис. 1, *a* очевидно наличие синего „рекомбинационного“ края у всех спектров, положение которого отвечает величине $E + E_g$. В левой части рисунка интенсивность растет за счет вклада термализовавшихся электронов (эта область не связана с энергией инжекции). При $E > 2.3 \text{ эВ}$ наблюдалась некоторая особенность на спектре около $\hbar\omega \approx 3.4 \text{ эВ}$ (очерчена на рис. 1, *a*), проявление которой обусловлено прямым рекомбинационным переходом в точке Γ зоны Бриллюэна. Отметим, что существенно более отчетливо эта особенность наблюдалась нами ранее на структурах, использованных в работе [8].

На основе измеренных спектров были математически реконструированы — с учетом перепоглощения (см. Приложение I) — спектры эмиссии фотонов (рис. 1, *c*). Считалось, что „линии тока“ сосредоточены

в цилиндре с электродом в основании, а существенное растекание происходит на больших расстояниях в толще Si, чем глубина люминесценции. Действительно, туннелирование является очень мощным фактором, ориентирующим электроны по направлению, а область сильного поля электроны пролетают баллистически [9].

Как видно на рис. 1, *c*, спектры эмиссии имеют несколько иную форму, чем измеряемые. Деформация связана с наличием частотной зависимости коэффициента поглощения кремния [11]. Особенность на спектре, связанная с прямым рекомбинационным излучением туннельной МОП структуры, становится после реконструкции хорошо выраженной.

3. Взаимосвязь деградации и люминесценции

В отличие от ситуации с электрическими характеристиками, влияние деградации окисла на которые тщательно изучено [2,12], изменение люминесценции тонких МОП структур после перегрузки исследовано крайне слабо. Далее обсуждаются полученные нами новые результаты.

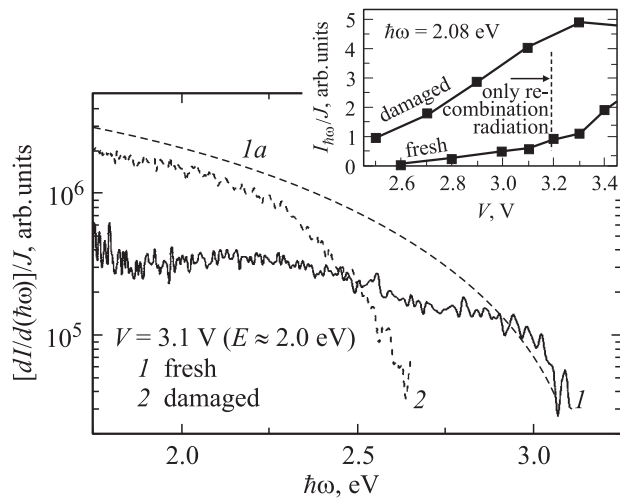


Рис. 2. Гашение коротковолнового края рекомбинационного свечения при повреждении SiO₂: I, 2 — измеренные спектры. Ia — форма спектра на начальной стадии деградации (схематически). На вставке — типичная зависимость интенсивности на заданной длине волны до (нижняя кривая) и после повреждения (верхняя).

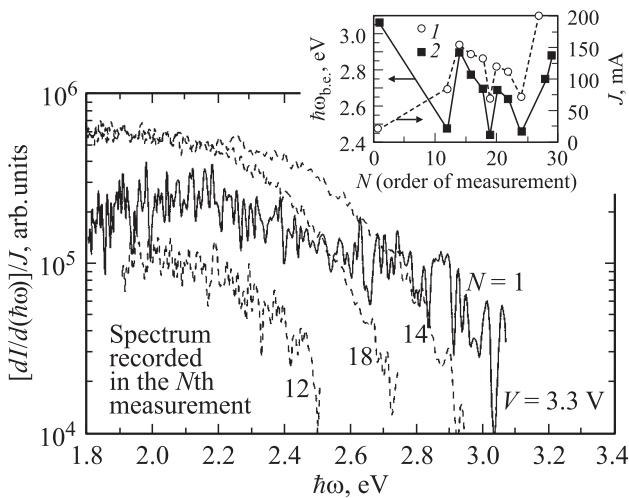


Рис. 3. Пример наблюдавшегося восстановления коротковолнового края в процессе деградации. На вставке — эволюция тока J (1) и положение края спектра $\hbar\omega_{\text{be}}$ (2) в процессе измерений. $\hbar\omega_{\text{be}} = \hbar\omega$ при $[dI/d(\hbar\omega)]/J = 3 \cdot 10^4$ отн. ед.

Спектры люминесценции туннельной МОП структуры на различных стадиях ее деградации представлены на рис. 2. Как правило, „свежие“ структуры давали практически плоский спектр — в логарифмическом масштабе — и относительно малую интенсивность (кривая 1). Если величина напряжения и длительность его приложения достаточно велики, то наблюдался рост во времени как интенсивности $dI/d(\hbar\omega)$, так и тока J , протекающего через структуру. При этом рост интенсивности свечения был опережающим (возрастание величины $[dI/d(\hbar\omega)]/J$), особенно в относительно длинноволновой области. Положение синего края спек-

тра сохранялось (схематично показано линией 1a на рис. 2), так как напряжение V , а значит, и энергия инжектируемых электронов оставались неизменными.

Дальнейшая деградация структуры в результате длительного протекания тока или приложения стрессов¹ приводила к сдвигу синего края излучательной рекомбинации в сторону меньших $\hbar\omega$ (рис. 2, кривая 2). Это сопровождалось постепенным снижением интенсивности $[dI/d(\hbar\omega)]/J$ и тока J через прибор по сравнению с величинами, достигнутыми на этапе $1 \rightarrow 1a$. Представляется, что сдвиг края связан с потерей туннелирующими электронами энергии при их взаимодействии с дефектами. Как видно, в определенной зоне спектра свечение после стресса исчезает полностью ($1a \rightarrow 2$). По-видимому, процесс сдвига края связан с постепенным накоплением дефектов в окисле и на границах раздела.

Уменьшение тока J на завершающих стадиях деградации не должно вызывать удивления: при больших напряжениях сопротивление образующихся при деградации шунтов вполне может превысить туннельное сопротивление [13].

Наблюдающееся в процессе деградации увеличение „эффективности“ люминесценции $[dI/d(\hbar\omega)]/J$ (или $I_{\hbar\omega}/J$, если измерения проводятся при фиксированной энергии фотонов, — см. вставку к рис. 2) может быть объяснено двумя причинами. Во-первых, деградация приводит к появлению мелких центров в запрещенной зоне Si, что существенно повышает вероятность переходов с испусканием фотонов относительно низкой энергии. Кроме того, плотность тока — а следовательно, и „скорость“ деградации — на краю электрода выше, чем во внутренних областях. В результате плотность тока на периферии (с которой и собирается регистрируемое нами излучение) возрастает сильнее, чем в среднем по структуре.

Эволюция характеристик люминесценции, показанная на рис. 2, типична — на качественном уровне — для любого варианта стресса. Однако короткие, но „жесткие“ (~ 5 В) перегрузки иногда приводили не только к описанному выше постепенному сдвигу синего края в красную область, но и — после очередной перегрузки — к почти полному возвращению к его исходному положению (рис. 3 и вставка к нему). Указанный сдвиг в красную область и обратно для одного и того же образца мог происходить несколько раз. На рисунке выборочно представлены спектры, снятые перед N -м приложением стресса, в том числе спектр „свежей“ структуры ($N = 1$), а также перед 12, 14 и 18 стрессами. На вставке показано положение синего края спектра для $\hbar\omega_{\text{be}}$ для большого числа записей. Указанной выше перегрузке образец подвергался перед каждой записью, но край восстанавливался только в отдельных случаях (14, 20 и 25 записи). После восстановления края наблюдалась „обычная“ деградация со сдвигом синего края и — обычно — с уменьшением тока (вставка к рис. 3).

¹ Структура перегружалась путем приложения напряжения 4–5 В на 1–2 с.

Природа наблюдавшегося эффекта не вполне ясна и может быть связана с особенностями пробоя изучаемых структур, в результате которого из процесса токопереноса исключаются поврежденные области с замещением их новыми. Но возможно и вполне тривиальное допущение, что при некоторых стрессах имело место „выгорание“ алюминия вдоль периметра, и при следующей записи спектра свечение уже регистрировалось из областей, которые не были периферийными во время предыдущих измерений. При этом, однако, не ясно, почему такое выгорание происходило лишь при трех из примерно тридцати одинаковых стрессов (рис. 3).

4. Оценка темпа испускания фотонов в Si на основе измерений спектров люминесценции МОП структур

Эффект люминесценции диодов Al/SiO₂/p-Si может быть использован для количественного исследования излучательных процессов в кремнии.

Процесс релаксации горячих электронов характеризуется темпом потери энергии по различным каналам. Так, можно ввести темп испускания фононов $\tau_{ph}^{-1}(E)$, ударной ионизации $\tau_{ii}^{-1}(E)$ и эмиссии фотонов $\tau_{lc}^{-1}(E)$. Они представляют собой сумму вероятностей электронных переходов в единицу времени, сопровождающихся генерацией фонона, электронно-дырочной пары или фотона соответственно, усредненную по всем возможным начальным состояниям электрона с энергией E . Поскольку при анализе оптических переходов важен не только сам факт эмиссии фотона, но и его энергия $\hbar\omega$, вводится еще величина $d\tau_{lc}^{-1}/d(\hbar\omega) = f(E, \hbar\omega)$, имеющая смысл темпа потерь энергии на эмиссию фотонов в заданном спектральном интервале от $\hbar\omega$ до $\hbar\omega + \delta\hbar\omega$.

В работе [14] (см. также Приложение II) нами была предложена методика определения темпа испускания фотонов, $d\tau_{lc}^{-1}/d(\hbar\omega) = f(E, \hbar\omega)$, основанная на математической обработке реконструированных спектров люминесценции туннельной МОП структуры в абсолютных единицах (Вт/эВ). В настоящее время стала возможной апробация методики благодаря: а) достигнутой лучшей воспроизводимости данных по образцам; б) проведенной калибровке установки; в) математическому учету перепоглощения фотонов.

Пример полученных результатов представлен на рис. 4. Приведенный диапазон сочетания энергий электронов E и фотонов $\hbar\omega$ соответствует излучательной рекомбинации. Как можно было предвидеть, эмиссия фотонов — гораздо менее вероятный процесс, чем фононное рассеяние. Значения $\tau_{ph}^{-1}(E)$ лежат в диапазоне $10^{13} - 10^{14} \text{ c}^{-1}$ [15], в то время как оценка для $\tau_{lc}^{-1}(E)$ дает $\sim 10^6 \text{ c}^{-1}$ ($\tau_{lc}^{-1} \approx [d\tau_{lc}^{-1}/d(\hbar\omega)]\Delta\hbar\omega$, где $\Delta\hbar\omega \approx 2 \text{ эВ}$ — ширина области измерения). При $E < \hbar\omega - E_g$ темп потерь $d\tau_{lc}^{-1}/d(\hbar\omega) = f(E, \hbar\omega)$ обнуляется, так как при заданном значении E энергия излучаемых фотонов практически ограничена величиной $E + E_g$.

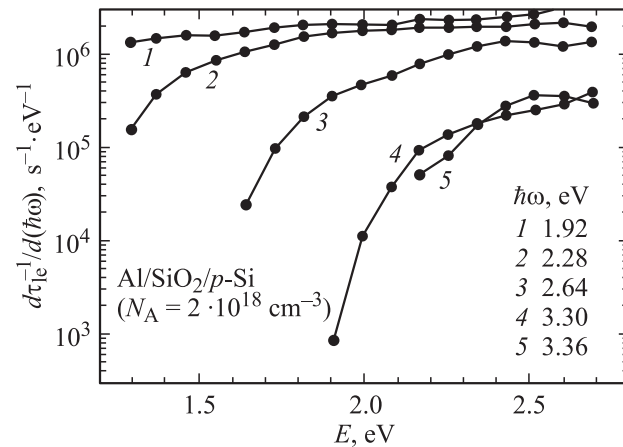


Рис. 4. Темпы потерь энергии на испускание фотонов, полученные посредством обработки (по методике [14]) измеренных спектров люминесценции туннельных МОП структур.

Применительно к эмиссии фотонов — в отличие, скажем, от ситуации с ударной ионизацией — использование понятия „квантовый выход“ (число испускаемых фотонов на один горячий электрон) P_{lc} не всегда оправданно, так как оно не отражает спектральный состав света. Тем не менее можно грубо оценить эту величину как $(\tau_{lc}^{-1}/\tau_{ph}^{-1})(E/\hbar\omega_0)$, где 1-й множитель описывает вероятность оптического перехода, а 2-й — число актов рассеяния в процессе релаксации. Положив $\tau_{lc}^{-1} = 10^6 \text{ c}^{-1}$, а $\tau_{ph}^{-1} = 10^{13} - 10^{14} \text{ c}^{-1}$, имеем $P_{lc} \approx 10^{-6}$. Это соизмеримо с величинами, приводимыми в литературе для Si (например, $\sim 10^{-5}$ для предпробойной люминесценции [16]), хотя следует подчеркнуть, что величина P_{lc} радикальным образом зависит от параметров конкретного прибора.

5. Заключение

В работе впервые представлены экспериментальные спектры свечения кремниевых туннельных МОП структур в абсолютных единицах, а также после реконструкции, учитывающей потери на перепоглощение. Все спектры имеют выраженный коротковолновый рекомбинационный край, положение которого определяется энергией инжектируемых электронов. Надежно зафиксирован прямой рекомбинационный излучательный переход с $\hbar\omega = 3.4 \text{ эВ}$. С использованием реконструированных спектров проведена оценка темпа потерь энергии на излучение, давшая $\sim 10^6 \text{ c}^{-1}$, что на 7–8 порядков меньше темпа испускания фононов. Рассмотрена взаимосвязь деградации структур с изменением характеристик люминесценции. Показано, что после приложения к структуре стресса происходит гашение коротковолновой части спектра (сдвиг края), объясняемое потерями энергии при переносе электронов через поврежденный окисел. В отдельных случаях имело место восстановление формы спектра, близкой к первоначальной, с последующим повторным гашением края.

Авторы благодарны программе ФТНС, Программе президента РФ поддержки научных школ (грант НШ-758.2003.2), Фонду содействия отечественной науке, а также Фонду Дж. Сороса за финансовую поддержку.

Приложение I

Реконструкция спектра эмиссии

В изучаемой геометрии прибора (рис. 1, *d*) каждая точка кремния внутри круглого полубесконечного цилиндра с электродом в основании рассматривается как изотропный источник световых квантов. Для плотности распределения интенсивности по глубине z принимается формула

$$f(z) = \frac{1}{\lambda_{\text{le}}} \exp\left(-\frac{z}{\lambda_{\text{le}}}\right), \quad (\text{П.1.1})$$

где параметр λ_{le} выбран порядка длины свободного пробега электронов (10 нм) [17].

Доля интенсивности света, достигающая передней поверхности образца, может быть найдена как

$$\nu = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r dr \int_0^{+\infty} f(z) dz \times \left(\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_{\min}}^{\pi/2} \sin\theta \exp\left(-\frac{\kappa(\hbar\omega)z}{\cos\theta}\right) d\theta \right), \quad (\text{П.1.2})$$

где

$$x = -r \cos\varphi + \sqrt{R^2 - r^2 \sin^2\varphi}, \quad (\text{П.1.3})$$

$$\theta_{\min} = \arccos [z(x^2 + z^2)^{-1/2}], \quad (\text{П.1.4})$$

а κ — коэффициент поглощения в Si [11]. Происхождение данного выражения легко понять, если иметь в виду, что φ это угол, отсчитываемый от прямой, соединяющей проекцию точечного источника (r, z) на плоскость электрода с центром электрода, и имеющий вершину в упомянутой проекции.

Располагая вычисленной зависимостью $\nu(\hbar\omega)$, можно реконструировать спектр собственно эмиссии:

$$\frac{dI_{\text{net.emiss}}}{d(\hbar\omega)} = \frac{dI}{d(\hbar\omega)} \nu^{-1}(\hbar\omega). \quad (\text{П.1.5})$$

Из-за сильной зависимости коэффициента поглощения κ от $\hbar\omega$ он заметно отличается от измеряемого. Если интересно значение „удельной“ интенсивности, то следует дополнительно разделить на площадь электрода πR^2 :

$$\frac{dI_{\text{net.emiss}}}{d(\hbar\omega)S} = \frac{1}{\pi R^2} \frac{dI_{\text{net.emiss}}}{d(\hbar\omega)}. \quad (\text{П.1.6})$$

Именно такие спектры в Вт/(эВ·см²) представлены на рис. 1, *c*.

Приложение II

Вычисление темпа испускания фотонов

Как следует из простой модели люминесценции туннельной МОП структуры [7], выражение для спектра собственно эмиссии фотонов должно иметь вид

$$\frac{dI_{\text{net.emiss}}(E, \hbar\omega)}{d(\hbar\omega)} = \frac{J}{q} \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega_0} \times \int_0^E \frac{1}{\tau_{\text{ph}}^{-1}(\tilde{E})} \frac{d}{d(\hbar\omega)} \tau_{\text{le}}^{-1}(\tilde{E}, \hbar\omega) d\tilde{E}, \quad (\text{П.1.1})$$

где J — ток, $\hbar\omega_0 = 0.063$ эВ. Если располагать реконструированными экспериментальными спектрами (П.1.5), измеренными с достаточно малым шагом по энергии электрона E , то формулу (П.1.1) можно применить для обработки результатов с целью нахождения $d\tau_{\text{le}}^{-1}(E, \hbar\omega)/d(\hbar\omega)$.

После переноса предынтегральных множителей в левую часть и взятия производных по энергии электрона E имеем

$$\frac{d\tau_{\text{le}}^{-1}(E, \hbar\omega)}{d(\hbar\omega)} = \tau_{\text{ph}}^{-1}(E) \left(\frac{q\hbar\omega_0}{\hbar\omega} \right) \times \frac{\partial}{\partial E} \left(J^{-1}(E) \frac{dI_{\text{net.emiss}}(E, \hbar\omega)}{d(\hbar\omega)} \right). \quad (\text{П.1.2})$$

Темп испускания фотонов $\tau_{\text{ph}}^{-1}(E)$ берется, например, в [15].

Найденные темпы $d\tau_{\text{le}}^{-1}(E, \hbar\omega)/d(\hbar\omega)$ зависят от уровня легирования, так как последний определяет концентрацию состояний в валентной зоне, доступных для электронного перехода. Поэтому следует ввести корректирующий множитель с функциями Ферми:

$$\frac{d\tau_{\text{le}}^{-1}(E, \hbar\omega)}{d(\hbar\omega)} \Big|_{\text{new}} \approx \frac{1 - f_{\text{new}}(E - \hbar\omega)}{1 - f_{\text{meas}}(E - \hbar\omega)} \cdot \frac{d\tau_{\text{le}}^{-1}(E, \hbar\omega)}{d(\hbar\omega)} \Big|_{\text{meas}}, \quad (\text{П.1.3})$$

где величины с индексом „meas“ соответствуют условиям измерения, а с индексом „new“ — тем условиям легирования, в которых предстоит применять полученные данные.

Полный темп испускания фотонов при необходимости можно получить интегрированием

$$\tau_{\text{le}}^{-1}(E) = \int \frac{d\tau_{\text{le}}^{-1}(E, \hbar\omega)}{d(\hbar\omega)} d(\hbar\omega). \quad (\text{П.1.4})$$

Более подробное изложение процедуры обработки данных и модели, приводящей к выражению (П.1.1), содержится в работе [14].

Список литературы

- [1] *Direct tunneling* на сайте <http://semiconductor glossary.com/>.
- [2] F. Monsieur. *Abstract book of INFOS'03* (Barcelona, Spain, 2003) IT-1.
- [3] H.S. Momose, M. Ono, T. Yoshitomi, T. Ohguro, S. Nakamura, M. Saito, H. Iwai. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-43** (8), 1233 (1996).
- [4] H.S. Momose, S. Nakamura, T. Ohguro, T. Yoshitomi, E. Morifuji, T. Morimoto, Y. Katsumata, H. Iwai. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-45** (4), 691 (1998).
- [5] М.И. Векслер, И.В. Грехов, С.А. Соловьев, А.Г. Ткаченко, А.Ф. Шулекин. *Письма ЖТФ*, **21** (13), 81 (1995).
- [6] E. Cartier, J.C. Tsang, M.V. Fischetti, D.A. Buchanan. *Microelectron. Eng.*, **36**, 103 (1997).
- [7] N. Asli, M.I. Vexler, A.F. Shulekin, P. Seegebrecht. *Semicond. Sci. Technol.*, **18**, 147 (2003).
- [8] N. Asli, M.I. Vexler, A.F. Shulekin, P.D. Yoder, I.V. Grekhov, P. Seegebrecht. *Microelectron. Reliability*, **41** (7), 1071 (2001).
- [9] И.В. Грехов, Е.В. Остроумова, А.А. Рогачев, А.Ф. Шулекин. *Письма ЖТФ*, **17** (13), 44 (1991).
- [10] J. Bude, N. Sano, A. Yoshii. *Phys. Rev. B*, **45** (11), 5848 (1992).
- [11] D.F. Edwards. In: *Handbook of Optical Constants of Solids*, ed. by E.D. Palik (Academic Press, N. Y., 1985) p. 547.
- [12] K.R. Farmer, M.O. Andersson, O. Engström. *Appl. Phys. Lett.*, **58** (23), 2666 (1991).
- [13] А.Ф. Шулекин, С.Э. Тягинов, R. Khilil, A. El Hdiy, М.И. Векслер. *ФТП*, **38**, 753 (2004).
- [14] N. Asli, S.V. Gastev, I.V. Grekhov, P. Seegebrecht, A.F. Shulekin, S.E. Tyaginov, M.I. Vexler, H. Zimmermann. *Mater. Sci. Semicond. Proc.*, **3**, 539 (2000).
- [15] Y. Wang, K.F. Brennan. *J. Appl. Phys.*, **75** (1), 313 (1994).
- [16] *Электролюминесцентные источники света*, под ред. И.К. Верещагина (М., Энергоатомиздат, 1990).
- [17] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1, гл. 1.

Редактор Т.А. Полянская

Radiative recombination in a silicon tunnel MOS structure

N. Asli*, M.I. Vexler, I.V. Grekhov, P. Seegebrecht*, S.E. Tyaginov, A.F. Shulekin

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

* Technische Fakultät der
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel,
D-24143 Kiel, Germany

Abstract Recombination luminescence spectra of tunnel Al/SiO₂/p-Si MOS structures have been studied experimentally. A mathematical reconstruction of these spectra that accounts the losses due to the photon re-absorption has been carried out. For the first time, the experimental results are presented in absolute units (W/eV). The interrelation ship between the shape of spectrum and the energy of injected electrons determined by the applied voltage, is shown. Photon emission rate has been estimated. The effect of the oxide degradation on the luminescence characteristics of MOS structures is also considered.