

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики
и астрономии Российской академии наук

(29 октября 1997 г.)

29 октября 1997 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. Кашкаров П.К., Каменев Б.В., Константинова Е.А., Ефимова А.И., Павликов А.В., Тимошенко В.Ю. (Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва). *Динамика неравновесных носителей заряда в кремниевых квантовых нитях.*

2. Пулинец С.А., Хегай В.В. (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, Москва), Боярчук К.А., Ломоносов А.М. (Институт общей физики РАН, Москва). *Атмосферное электрическое поле как источник изменчивости ионосферы.*

PACS numbers: 73.20 Dx; 71.23.An

**Динамика неравновесных носителей
заряда в кремниевых квантовых нитях**

П.К. Кашкаров, Б.В. Каменев,
Е.А. Константинова, А.И. Ефимова,
А.В. Павликов, В.Ю. Тимошенко

1. Введение

Полупроводниковая технология развивается в направлении постоянного уменьшения размеров отдельных элементов. Уже сейчас достигнут уровень, когда указанные размеры составляют десятые доли микрометра. По мере продвижения в нанометровый диапазон физические принципы функционирования полупроводниковых приборов существенно изменяются. Изучение фундаментальных закономерностей поведения электронов и дырок в системах, размеры которых в одном, двух или трех направлениях имеют порядок единиц нанометров, являются основой для разработки устройств нового поколения.

Процесс создания твердотельных наноструктур, как правило, требует привлечения высоких технологий. Однако еще в 1956 г. [1] был предложен достаточно простой электрохимический способ формирования пористого кремния (ПК), непротравленные участки которого представляют собой нити и кластеры с поперечным

сечением d до 1–4 нм [2]. Весьма интенсивное изучение механических, структурных, электрофизических и оптических свойств ПК (см., например, обзор [3]) началось в 1990 г. после открытия в нем эффективной видимой фотолюминесценции (ФЛ) при комнатной температуре.

Исследователи стремились создать на основе ПК излучающий прибор в рамках одной кремниевой интегральной схемы. Однако физико-химические особенности ПК не позволили быстро решить эту задачу, и лучшие лабораторные образцы пока характеризуются малой эффективностью электролюминесценции и низкой долговечностью. Существенная деградация излучательных свойств ПК при оптическом, электронном и инжекционном возбуждениях обусловлена поверхностными эффектами [3, 4]. Действительно, за счет развитой поверхности (до $800 \text{ м}^2 \text{ г}^{-1}$ [2]) свойства ПК весьма чувствительны к воздействию окружающей среды. Однако этот очевидный недостаток для прикладных целей оказывается достоинством при изучении фундаментальных процессов в кремниевых наноструктурах. Наличие доступной для молекул поверхности пор дает возможность легко варьировать состав внешнего слоя квантовых нитей и кластеров, кардинально изменяя характеристики ПК, в том числе и рекомбинационные. Такие эксперименты позволяют сформулировать определенные предположения о природе люминесценции в этом материале и твердотельных наноструктур в целом [4].

Теоретические расчеты предсказывают возможность существования в кремниевых нитях сечением $d = 1,5 - 3$ нм экситонов, обладающих достаточно большими энергиями связи $E_{\text{exc}} = 140 - 60$ мэВ [5, 6]. Основываясь на этом, многие исследователи связывают видимую фотолюминесценцию при комнатной температуре в ПК именно с радиационным распадом экситонов [3, 4]. Однако прямое оптическое наблюдение экситонных состояний в ПК затруднено ввиду значительного разброса поперечных размеров наноструктур и, как следствие, вариаций E_{exc} . Вместе с тем хорошо известно, что указанные состояния весьма чувствительны к диэлектрическим свойствам среды, окружающей квантовую нить. В частности, расчеты показывают, что при помещении квантовой нити в среду с меньшей диэлектрической проницаемостью увеличивается энергия связи экситона [7].

Исходя из общих соображений, в расчете E_{exc} следует использовать величину диэлектрической проницаемости

ε_d на частоте порядка E_{exc}/h . Однако при анализе поляризации среды необходимо учесть, что эффективная масса дырки в квантовой нити существенно превышает таковую для электрона [5]. Таким образом, электрон движется в поле почти неподвижной дырки, и в потенциале взаимодействия носителей заряда будет фигурировать значение ε_d , близкое к статическому. Эти качественные соображения подтверждаются данными нашей работы [8], где степень гашения стационарной ФЛ при заполнении пор образца ПК диэлектрическими жидкостями коррелировала именно со статическим значением ε_d .

В настоящей работе, являющейся развитием указанного исследования, дается количественное описание рекомбинационных процессов в ПК, измерения ФЛ дополнены регистрацией поглощения ИК излучения на свободных носителях (ПСН), причем оба явления наблюдаются с временным разрешением. Применение двух независимых оптических методов позволило одновременно следить как за излучательными (ФЛ), так и безызлучательными (ПСН) рекомбинационными процессами, что дало возможность сделать более определенные выводы об указанных процессах. Для компактного изложения материала выбрана следующая последовательность разделов: модель рекомбинационных процессов в наноструктурах, методика эксперимента, экспериментальные результаты и их обсуждение.

2. Модель рекомбинационных процессов в наноструктурах ПК

Мы считаем, что наноструктуру ПК высокой пористости можно представить в виде системы кремниевых нитей достаточно малого поперечного сечения (1–5 нм) [2, 3]. Далее предполагаем, что в таких нитях уже при комнатной температуре фотовозбужденные носители образуют динамически связанные подсистемы экситонов и свободных электронов и дырок. Излучательная рекомбинация происходит при аннигиляции экситонов с характерным временем τ_r , безызлучательная рекомбинация реализуется только для свободных носителей на поверхностных центрах со средним временем жизни τ_{nr} . Запишем кинетические уравнения для концентрации экситонов N и пар свободных носителей n , имея в виду экспериментальный факт, что амплитуды сигналов ФЛ и ПСН линейно зависят от интенсивности возбуждения:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = Cn - AN - \frac{N}{\tau_r}, \quad \frac{\partial n}{\partial t} = g - Cn + AN - \frac{n}{\tau_{nr}}, \quad (1)$$

где C — вероятность связывания свободных носителей в экситоны, A — вероятность термического распада экситонов, g — темп генерации электронно-дырочных пар.

В стационарном случае $\partial N/\partial t = 0$, $\partial n/\partial t = 0$ и из (1) следует

$$N_0 = \frac{gC}{\tau_r^{-1}\tau_{nr}^{-1} + A\tau_r^{-1} + C\tau_{nr}^{-1}},$$

$$n_0 = g\tau_{nr} \left(1 - \frac{\tau_r^{-1}N_0}{g} \right). \quad (2)$$

Предполагая, что определяющий вклад в ФЛ дают экситоны с близкими энергиями связи E_{exc} , можно

связать коэффициенты A и C :

$$\frac{A}{C} = \exp \left(- \frac{E_{exc}}{kT} \right). \quad (3)$$

Величина τ_r согласно расчетам [5] слабо зависит от температуры в достаточно широком диапазоне. Процесс безызлучательной рекомбинации является активационным [9] и его вероятность

$$\tau_{nr}^{-1} = \tau_0^{-1} \exp \left(- \frac{E_A}{kT} \right), \quad (4)$$

где τ_0 — минимальное значение τ_{nr} .

Подставляя (3) и (4) в уравнения (2), получаем

$$N_0 = gC \left\{ \tau_r^{-1} \left[C^{-1}\tau_0^{-1} \exp \left(- \frac{E_A}{kT} \right) + 1 \right] + \tau_0^{-1} \exp \left(- \frac{E_A + E_{exc}}{kT} \right) \right\}^{-1},$$

$$n_0 = g\tau_0 \exp \left(\frac{E_A}{kT} \right) \left(1 - \frac{\tau_r^{-1}N_0}{g} \right). \quad (5)$$

Приведенные формулы позволяют проанализировать зависимости сигналов ФЛ и ПСН от температуры и от величины E_{exc} , которая в свою очередь существенно зависит от диэлектрической проницаемости среды, окружающей кремниевые нити. Действительно, падение E_{exc} ведет к снижению стационарной концентрации экситонов и, как следствие, к гашению ФЛ, что и наблюдалось нами ранее в работах [4, 8].

Ход температурных зависимостей величин N_0 и n_0 , очевидно, будет различным. Повышение T всегда обуславливает уменьшение концентрации экситонов за счет увеличения эффективности альтернативного канала рекомбинации их термической диссоциации (мы не рассматриваем случай гелиевых температур, когда существенную роль начинают играть правила отбора, связанные с симметрией экситонных состояний [6]). Напротив, зависимость $n_0(T)$ при определенных условиях может быть немонотонной: при достаточно высоких E_{exc} величина n_0 будет возрастать с повышением температуры вследствие теплового распада экситонов в области высоких T и падать за счет активации безызлучательной рекомбинации при низких T . Эти качественные рассуждения полностью согласуются с результатами расчетов, выполненных в соответствии с формулами (5) при фиксированных значениях параметров τ_0 , τ_r и E_A и трех значениях E_{exc} (рис. 1).

Кинетику спада величин N и n после прекращения возбуждения проанализируем в предположении моноэкспоненциальной зависимости от времени:

$$N(t) = N_0 \exp \left(- \frac{t}{\tau} \right), \quad n(t) = n_0 \exp \left(- \frac{t}{\tau} \right). \quad (6)$$

Подстановка формул (6) в уравнения (1) при условии $g = 0$ дает выражение для τ :

$$\tau = \frac{n_0 + N_0}{n_0\tau_{nr}^{-1} + N_0\tau_r^{-1}} \approx \begin{cases} \tau_{nr} \left(1 + \frac{N_0}{n_0} \right) & \text{при } \tau_{nr} \ll \tau_r, \\ \tau_r \left(1 + \frac{n_0}{N_0} \right) & \text{при } \tau_{nr} \gg \tau_r. \end{cases} \quad (7)$$

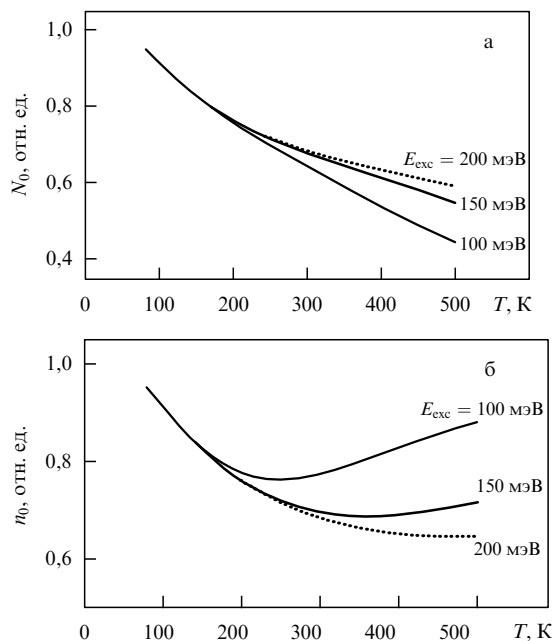


Рис. 1. Расчетные зависимости концентраций экситонов N_0 (а) и свободных носителей заряда n_0 (б) для ПК от температуры при разных значениях E_{exc} . Энергия активации безызлучательной рекомбинации $E_A = 20$ мэВ.

Из выражений (7) видно, что в зависимости от соотношения τ_r/τ_{nr} можно ожидать прямо противоположного изменения времени релаксации сигналов ФЛ и ПСН при уменьшении доли экситонов в системе фотовозбужденных носителей заряда, т.е. при падении отношения N_0/n_0 .

3. Методика эксперимента

Образцы ПК формировались в электрохимическом процессе анодирования монокристаллических пластин кремния р-типа с удельным сопротивлением $\rho = 10$ Ом см, в растворе на основе HF [4]. Для получения минимального поперечного сечения наноструктур образцы выдерживались на воздухе в течение трех месяцев и затем подвергались травлению в HF. В соответствии с данными рамановского рассеяния и электронной микроскопии величина d составляла 2–5 нм. Измерения ИК спектров поглощения свидетельствуют, что поверхность пор преимущественно покрыта водородом.

Кинетики ФЛ и ПСН измерялись при возбуждении импульсами азотного лазера ($\lambda = 337$ нм, $W = 0,1$ мДж см $^{-2}$, $\tau = 10$ нс). ФЛ регистрировалась в диапазоне 350–850 нм фотоприемником с инерционностью ~ 50 нс. ПСН наблюдалось с временным разрешением ~ 1 мкс как изменение пропускания пористым кремнием пробного луча гелий-неонового лазера ($\lambda = 3,39$ мкм). Лучи азотного и гелий-неонового лазеров были сфокусированы в одну точку на поверхности образца. Приведенные в разделе 4 спектры амплитуд ФЛ и зависимости амплитуд ФЛ и ПСН от температуры измерены при одинаковом разрешении ~ 1 мкс.

Сигналы ФЛ и ПСН измерялись *in situ* для образцов, находящихся в вакууме ($\sim 10^{-4}$ Па) или в атмосфере насыщенных паров органических веществ. Были использованы бензол, ацетон, этанол и метанол, статические

диэлектрические проницаемости которых в жидком состоянии при 300 К равны соответственно 2,5, 21, 24 и 33. Момент конденсации паров указанных веществ фиксировался по резкому возрастанию интенсивности пробного луча Ag-лазера ($\lambda = 488$ нм), отраженного от поверхности образца [8].

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Полученные образцы ПК характеризовались достаточно слабой ФЛ (квантовая эффективность менее 1%) в диапазоне $\lambda = 500$ –800 нм с максимумом при $\lambda_{\text{max}} = 650$ нм (рис. 2). При сравнении опытных данных с выводами модели (раздел 2) мы будем считать, что сигналы ФЛ (I_{FL}) и ПСН (I_{FC}) пропорциональны концентрациям экситонов N и пар свободных неравновесных носителей заряда n соответственно. Анализ результатов начнем с экспериментов, выполненных в вакууме.

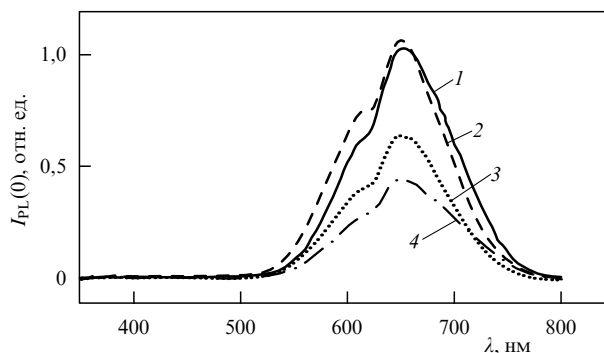


Рис. 2. Спектры амплитуды ФЛ ПК в вакууме (1), паре бензола (2), этанола (3) и метанола (4) при температуре $T = 300$ К.

4.1. Температурные зависимости амплитуд сигналов ФЛ и ПСН

Как и предполагалось в разделе 2, при достаточно низких температурах ($80 \text{ К} < T < 200 \text{ К}$) обе амплитуды $I_{\text{PL}}(0)$ и $I_{\text{FC}}(0)$ уменьшаются с ростом температуры (рис. 3). Зависимость $I_{\text{FC}}(0)$ от T в этом интервале хорошо аппроксимируется экспонентой (3) при значениях $E_A = 20$ мэВ. Именно эта величина и была использована

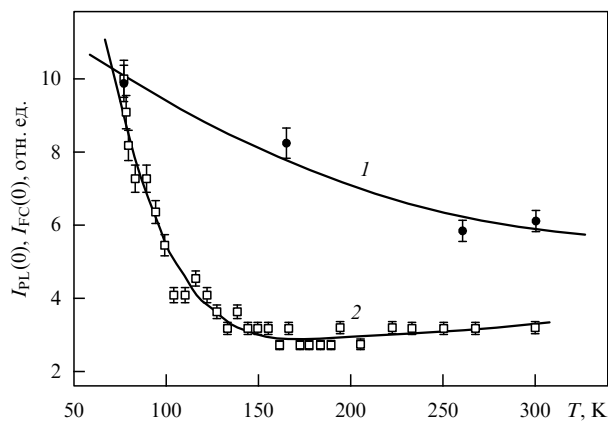


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигналов ФЛ (1) и ПСН (2) ПК от температуры в вакууме. ФЛ наблюдалась при $\lambda = 650$ нм.

в расчетах для концентрации неравновесных носителей в разделе 2 (см. рис. 1).

В рамках принятой модели (раздел 2) наблюдаемое падение сигнала обусловлено активацией процесса безизлучательной рекомбинации, а параметр E_A определяет энергетический барьер, который необходимо преодолеть для захвата второго носителя заряда на рекомбинационный центр [9]. То обстоятельство, что экспериментальная зависимость $I_{FC}(0)$ от T описывается монотонной экспоненциальной функцией, свидетельствует об однотипности центров, участвующих в безизлучательной рекомбинации. Знание численного значения E_A позволяет построить детальную конфигурационную диаграмму рассматриваемого центра [9].

Сравнение экспериментальных значений $I_{FC}(0)$ и расчетных зависимостей концентраций свободных носителей заряда n_0 для $T > 200$ К (см. рис. 1 и 3) дает наилучшее совпадение при значении $E_{exc} = 150$ мэВ. Ввиду слабой зависимости $n_0(T)$ в этом интервале температур полученная величина может рассматриваться только как оценочная, но тем не менее она находится в разумном согласии с результатами расчета E_{exc} для кремниевых нитей (см. раздел 1 и [5]).

4.2. Временные зависимости сигналов ФЛ и ПСН

Измерения, выполненные при 300К, свидетельствуют, что в соответствии с литературными данными [3, 10] кинетика спада ФЛ может быть описана растянутой экспонентой:

$$I_{PL}(t) = I_{PL}(0) \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_{PL}} \right)^\beta \right], \quad (8)$$

причем параметры τ_{PL} и β зависели от длины волны рекомбинационного излучения λ . На рисунке 4 приведены кривые $\tau_{PL}(\lambda)$ и $\beta(\lambda)$ для исследованных образцов. Как известно, исследователи связывают зависимости типа (8) с распределением наноструктур по сечению [3, 10]. Из рисунка 4 видно, что величины τ_{PL} лежат в микросекундном диапазоне и что кривые (8) приближаются к экспоненте для $\lambda \geq \lambda_{max} = 650$ нм (именно такое приближение использовалось в разделе 2).

Кинетика релаксации ПСН также описывалась функциями (8) с параметрами $\tau_{FC} \approx 9$ мкс и $\beta = 0,6$ (рис. 5). Эти величины хорошо соответствуют τ_{PL} и β для сигнала ФЛ в максимуме спектра, что представляется вполне естественным, ибо согласно нашей модели [4] именно экситоны, ответственные за излучение с $\lambda = \lambda_{max}$, дают

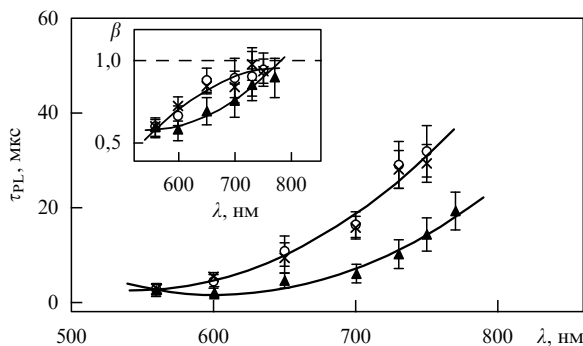


Рис. 4. Зависимости времени релаксации ФЛ τ_{PL} и параметра неэкспоненциальности β от длины волны рекомбинационного излучения для ПК в вакууме (\times), бензоле (\circ), этаноле (\blacktriangle) при $T = 300$ К.

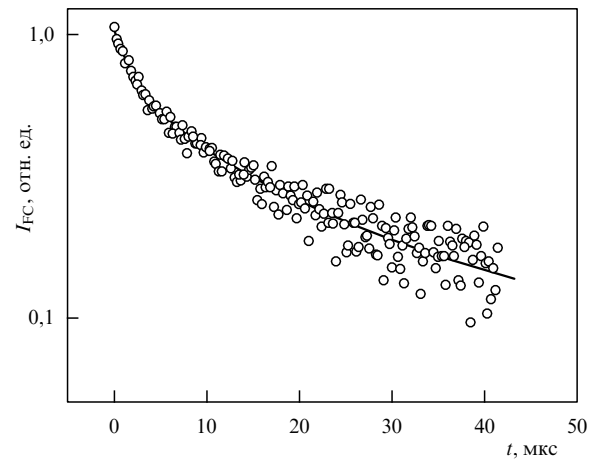


Рис. 5. Кинетика релаксации сигнала ПСН в вакууме при $T = 300$ К.

основной вклад в общий процесс рекомбинации неравновесных носителей заряда.

Перейдем к анализу данных о влиянии диэлектрических сред на динамику носителей заряда в кремниевых наноструктурах. В полном соответствии с результатами работы [8] изменения характеристик ФЛ и ПСН регистрировались при давлениях паров адсорбатов P_D , соответствующих резкому возрастанию коэффициента отражения от исследуемой поверхности ПК. Последнее свидетельствует, что определяющим в эффекте диэлектрических сред является конденсация их паров в порах и формирование жидкой фазы. Величины P_D были несколько ниже соответствующих значений давлений насыщенных паров используемых веществ, что, очевидно, связано с капиллярными эффектами при конденсации молекул. Так же как и в случае непрерывного возбуждения [8], влияние диэлектрических сред на ФЛ и ПСН было практически полностью обратимым в циклах напуск – откачка. Поэтому с учетом данных работы [4] считаем, что указанное влияние в первом приближении обусловлено лишь изменением диэлектрической проницаемости ϵ_d среды, окружающей кремниевые наноструктуры.

4.3. Влияние диэлектрических сред на амплитуды ФЛ и ПСН

Как следует из рис. 2, спектры амплитуды ФЛ практически не изменялись при заполнении пор бензолом. Напуск паров веществ, обладающих высокими ϵ_d в жидком состоянии, вызывал гашение ФЛ при незначительной деформации формы спектра (см. рис. 2). В последнем случае регистрировалось заметное увеличение амплитуды ПСН. Это хорошо видно из диаграммы, представленной на рис. 6. Для сравнения на той же диаграмме приведены данные для монокристаллического кремния с теми же параметрами, что и у использованного в качестве подложки при формировании ПК. Кристалл был обработан в HF без пропускания тока. Как видно из рис. 6, какие-либо изменения в параметрах сигнала ПСН при напуске насыщенных паров этанола в этом случае отсутствовали. Это служит дополнительным подтверждением того, что адсорбция рассматриваемых органических веществ не изменяет параметров поверхностных рекомбинационных центров и что в случае ПК эффект целиком обусловлен диэлектрическими свойствами этих веществ. Наблюдаемое явление

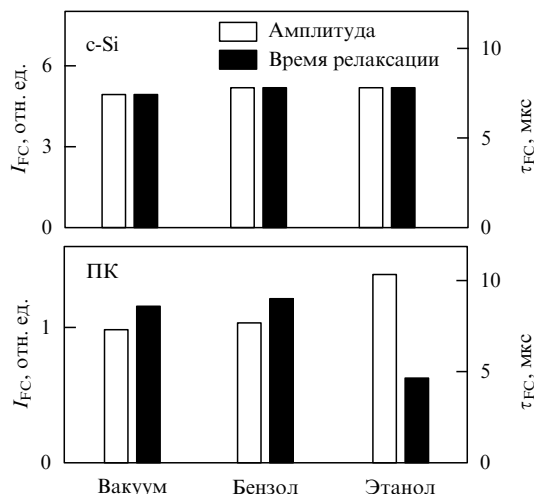


Рис. 6. Диаграммы для амплитуд $I_{FC}(0)$ и времен релаксации τ_{FC} сигнала ПСН для ПК (внизу) и c-Si (вверху) в вакууме, в парах бензола и этанола.

полностью объяснимо в рамках предложенной модели. Действительно, заполнение пор средой с высокой диэлектрической проницаемостью ведет к снижению величины E_{exc} , что в свою очередь вызывает падение концентрации экситонов N при фиксированной температуре. Хотя общее число фотовозбужденных носителей, по-видимому, изменяется незначительно, ибо подавляющее их большинство рекомбинирует безызлучательно, но тем не менее происходит перераспределение между подсистемами связанных и свободных носителей заряда и в пользу последних. Это и приводит к росту сигнала ПСН.

Несколько неожиданным представляется отсутствие изменений в положении максимума спектра амплитуды ФЛ при вариациях диэлектрического окружения кремниевых нитей (см. рис. 2). При уменьшении E_{exc} следовало бы ожидать смещение спектра ФЛ в сторону больших $h\nu$. По-видимому, наблюдаемый факт можно объяснить тем, что поляризация среды электрическим полем связанных носителей изменяет не только E_{exc} , но и ширину запрещенной зоны E_g кремниевой нити в окрестностях экситона [11], причем изменения E_{exc} и E_g сопоставимы и отрицательны по знаку при $\epsilon_d > \epsilon_{Si}$. Следовательно, положение полосы экситонной ФЛ $h\nu_{exc} = E_g - E_{exc}$ будет почти неизменным. Напомним, что при измерении спектров стационарной ФЛ [4] положение максимума неоднородно уширенной линии при заполнении пор диэлектрическими средами смещается в "голубую" область. По-видимому, это происходит не за счет падения E_{exc} , а из-за уменьшения времени релаксации неравновесных носителей преимущественно для наноструктур, дающих вклад в низкоэнергетическую часть спектра ФЛ (см. раздел 4.4).

4.4. Кинетики сигналов ФЛ и ПСН для ПК в диэлектрической среде

Эксперименты показали, что напуск насыщенных паров бензола не оказывал заметного влияния на релаксацию сигналов ФЛ и ПСН пористого кремния (см. рис. 4 и 6). Это согласуется с развитыми в разделе 2 представле-

ниями. Действительно, диэлектрическая проницаемость бензола мала, и, по-видимому, соотношение связанных в экситоны и свободных носителей заряда существенно не меняется (см. формулу (7)). Достаточно неожиданным на первый взгляд оказался эффект изменения кинетических характеристик ФЛ и ПСН после заполнения пор средами с высоким значением ϵ_d . Снижение эффективности излучательной рекомбинации сопровождалось не увеличением, а падением времен релаксации сигналов ФЛ и ПСН (см. рис. 4 и 6). В случае ФЛ эффект становился более заметным для длинноволновых участков спектра, соответствующих вкладу наноструктур с большими поперечными сечениями (см. рис. 4). Во всех областях спектра ФЛ происходило снижение параметра β , что свидетельствует о повышении степени неоднородности системы наноструктур ПК.

Обнаруженные изменения кинетических параметров ФЛ и ПСН после заполнения пор средами с высоким значением ϵ_d можно объяснить в рамках развиваемой модели следующим образом. Из малой эффективности ФЛ в излучаемых образцах ПК, очевидно, следует соотношение для времен излучательной и безызлучательной рекомбинации: $\tau_r > \tau_{nr}$. Это соотношение усиливается при переходе к наноструктурам с большими поперечными сечениями за счет роста τ_r [5, 6]. Следовательно, именно для таких наноструктур в соответствии с формулами (7) относительное уменьшение концентрации экситонов должно вызывать падение времен релаксации сигналов ФЛ и ПСН. В измерениях ПСН разделить вклады от наноструктур различных размеров невозможно, и мы фиксируем некоторое усредненное τ_{FC} , но для случая ФЛ предсказываемый моделью эффект зависимости относительного изменения τ_{FL} от длины волны регистрируется достаточно четко (см. рис. 4).

Заключение

В заключение отметим, что в работе развита модель рекомбинационных процессов в наноструктурах кремния, предполагающая наличие при комнатной температуре динамически связанных подсистем: свободных носителей заряда и экситонов. Данные, полученные для ПК на основе измерений фотолюминесценции и поглощения на свободных носителях с временным разрешением, удается объяснить в рамках предложенной модели. В частности, в полном согласии с выводами модели находятся температурные зависимости сигналов ФЛ и ПСН, а также зависимости амплитудных и временных характеристик указанных сигналов от диэлектрических свойств среды, окружающей квантовые нити пористого кремния.

Работа финансировалась по Государственным научно-техническим программам "Физика твердотельных наноструктур" (проект 1-066/3) и "Атомные поверхностные структуры" (проект 96-1.33).

Список литературы

1. Uhlir A *Bell Syst. Techn.* **35** 333 (1956)
2. Bomchil G, Halimaoui A, Herino R *Appl. Surf. Sci.* **41/42** 604 (1989)
3. Cullis A G, Canham L T, Calcott P D J *J. Appl. Phys.* **82** 909 (1997)
4. Кашкаров П К, Константинова Е А, Тимошенко В Ю *ФТП* **30** 1479 (1996)
5. Sanders G D, Chang Y-C *Phys. Rev. B* **45** 9202 (1992)
6. John G C, Singh V A *Phys. Rep.* **263** 93 (1995)

7. Бабиченко В С, Келдыш Л В, Силин А П *ФТТ* **22** 1238 (1980)
8. Kashkarov P K et al. *Phys. Low-Dim. Struct.* (1/2) 123 (1997)
9. Yassievich I N *Semicond. Sci. Technol.* **9** 1433 (1994)
10. Maly P et al. *Phys. Rev. B* **54** 7929 (1996)
11. Андрияшин Е А, Силин А П *ФТТ* **35** 1947 (1993)

PACS number: 94.20.-y

Атмосферное электрическое поле как источник изменчивости ионосферы

С.А. Пулинец, В.В. Хегай,
К.А. Боярчук, А.М. Ломоносов

1. Введение

Земная ионосфера очень чувствительна к внешним воздействиям, поэтому ее характеристики подвержены регулярным и нерегулярным вариациям. Обычно режим ионосферы рассматривается исключительно в связи с солнечным и космическим воздействием на нее [1]. Однако существуют исследования, которые показывают, что даже при постоянстве внешних факторов в ионосфере проявляются кратковременные аномальные изменения [2]. Естественно предположить, что причина этих изменений находится внутри, т.е. ионосфера также реагирует на процессы, происходящие в тропосфере и на поверхности Земли. Вулканическая деятельность, землетрясения, циклоны, грозы, взрывы, различные загрязнения в тропосфере — все это находит отклик в ионосфере. Эта проблема активно изучается в настоящее время, поскольку существуют экспериментальные свидетельства этой связи [3, 4]. Результаты этих исследований позволяют надеяться на создание самосогласованной модели электродинамического взаимодействия тропосферы и ионосферы.

Целью данной работы является исследование одного из возможных механизмов влияния геологических и антропогенных факторов на тропосферные и ионосферные процессы, обусловленного электростатическими полями.

2. Тропосферные процессы

Рассмотрим подробнее некоторые процессы, влияющие на изменение градиента потенциала электрического поля Земли в тропосфере.

2.1. Пылевая и песчаная бури

Пыль влияет на электрическое поле атмосферы, так как в результате прилипания малых ионов и трения пылевые частицы приобретают электрический заряд. Установлено, что большая часть крупных ионов обычно заряжена отрицательно и что более крупные частицы аэрозолей, по-видимому, легче абсорбируют отрицательные ионы [5]. Во время пылевых бурь максимальное отклонение градиента потенциала электрического поля атмосферы от невозмущенного уровня составляло от +15 до -10 кВ м⁻¹, как отмечено в обзоре к работе [6], и атмосферный пространственный заряд был в несколько раз больше, чем при тихой погоде (~10⁵ е см⁻³). Таким образом, у поверхности образуется плотный слой с

большим нескомпенсированным зарядом, который может влиять на градиент потенциала электрического поля.

2.2. Вулканическая деятельность

При извержении вулкана в атмосферу попадает огромное количество пепла и других частиц. Результат очень похож на пылевую бурю, но располагается этот слой гораздо выше. Поэтому не удивительно, что при вулканических извержениях можно наблюдать настоящую грозу, вызванную нескомпенсированным зарядом пепельного облака. Причиной таких вулканических гроз является сильный электрический заряд пепла [7].

2.3. Радиоактивные загрязнения

Особое значение пыль приобретает в тех случаях, когда она становится радиоактивной, например в результате аварии на ядерном объекте, и оказывает сильное влияние на напряженность электрического поля атмосферы. Здесь следует различать две возможности формирования аномального электрического поля: первая — выброс на значительную высоту (~1–2 км) большого количества радиоактивных частиц в результате взрыва; вторая — осаждение радиоактивных веществ на большой площади вокруг места аварии. Во втором случае радиоактивному воздействию подвергается узкий приземный слой высотой около 1–3 м (однако под действием атмосферных процессов высота этого слоя может увеличиться до 300 м, например, вследствие ветрового подъема), и аномальное поле формируется непосредственно у поверхности Земли. Так, например, практически во всей толще приземного слоя атмосферы (50–100 м) в 30-километровой зоне отчуждения вокруг ЧАЭС интенсивность ионообразования составляла 10⁵–10⁶ см⁻³ с⁻¹. Из-за большой плотности загрязнения почвы интенсивность ионообразования не была подвержена кратковременным изменениям [8, 9].

2.4. Землетрясения

Перед землетрясениями и крупными извержениями вулканов часто наблюдаются возмущения приземного вертикального электростатического поля в диапазоне 50–150 В м⁻¹, а перед катастрофическими землетрясениями > 1000 В м⁻¹. В работах [10, 11] отмечалось также уменьшение или даже изменение знака вертикальной составляющей поля за несколько часов до крупных землетрясений. Эпицентры землетрясений располагаются обычно вблизи разломов земной коры, через которые в приземный слой атмосферы поступает значительное количество "металлических" аэрозолей, а также радон, являющийся главным образом источником α-частиц [12, 13]. Он и вносит наибольший вклад в ионизацию приземного воздуха. Каждая α-частица ²²²Rn со средней энергией E_α = 6 МэВ может производить теоретически около 2 × 10⁵ электрон-ионных пар. Выход радона перед землетрясением по экспериментальным данным может достигать 12 эман, что соответствует скорости ионообразования Q ~ 7,6 × 10³ см⁻³ с⁻¹. Продукты распада ведут себя как легкие ионы: вступают в реакции рекомбинации и образуют молекулярные комплексы с водой, по крайней мере до тех пор, пока они несут на себе электрический заряд [14].