

ИНЖЕКЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ p_n-ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО КРЕМНИЯ, ПОЛУЧЕННОГО В УСЛОВИЯХ СВЕРХСИЛЬНОГО РАЗБАВЛЕНИЯ СИЛАНА ВОДОРОДОМ

© А.А.Андреев, А.В.Андреанов, Б.Я.Авербух, Р.Мавлянов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 3 марта 1995 г.)

Методом плазмохимического разложения силана (SiH_4) в условиях сильного (1:100) разбавления реактивного газа водородом получены тонкие слои гидрогенизированного кремния с шириной оптического зазора $E_g \geq 2.0 \text{ eV}$. Измерения фотолюминесценции (ФЛ) показали межзонный характер излучательных переходов и дали время затухания импульса ФЛ порядка $5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Эти результаты в совокупности с данными по комбинационному рассеянию света интерпретируются в рамках неоднородной микроструктуры пленок, а именно двухфазной, состоящей из нанокристаллитов кремния, разделенных тонкими прослойками аморфного материала. Исследуемая p_n-структура на основе нанокристаллических слоев имеет вольт-амперную характеристику туннельного типа, подчиняющуюся закону Фаулера–Нордгейма. Обнаружена инжекционная электролюминесценция в видимом диапазоне, которая видна невооруженным глазом. Изучены спектральные, кинетические и температурные характеристики электролюминесценции. Обсуждается механизм инжекционной излучательной рекомбинации.

Многoletний опыт развития технологии получения тонких пленок гидрогенизированного кремния $\alpha\text{-Si:H}$ методом разложения реактивного газа — силана в плазме тлеющего разряда показал, что в рамках этой технологии в зависимости от режимов и других дополнительных условий ростового процесса может быть получен широкий спектр микроструктурных модификаций кремния, крайними точками которого являются сугубо аморфная фаза, с одной стороны, и кристаллическая фаза в форме поликристаллических пленок — с другой. Между этими состояниями располагается непрерывный ряд структур микрокристаллической модификации с переменным размером кристаллического кластера от $\sim 10 \div 20$ до $50 \div 100 \text{ \AA}$. Эти модификации являются достаточно устойчивыми и обладают новыми необычными свойствами по отношению как к аморфной, так и к кристаллической фазе. В частности, наиболее удивительным является оптическая прозрачность таких пленок, обусловленная энергетическим зазором $E_g \geq 2.0 \text{ eV}$, в сочетании с транспортными электронными свойствами, близкими к тем, которые в некоторых аспектах характерны для кристалла [1–3].

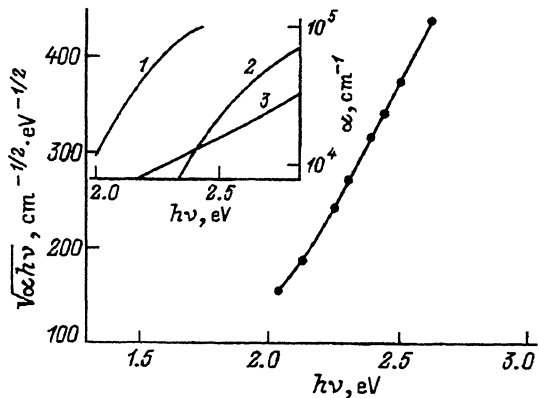
Для объяснения особых свойств микрокристаллического кремния привлекались различные гипотезы, из которых наиболее принципиальное значение имеют две. Первая модель базируется на учете роли водорода как пассиватора границ микрозерен, при этом вследствие значительного вклада Si-H-связей в энергетiku решетки кремния имеет место сдвиг края валентной зоны кремниевого кластера, приводящий к уширению запрещенной зоны [4,5]. Вторая идея предполагает увеличение E_g вследствие квантово-размерных эффектов, проявление которых вполне естественно ожидать для малых размеров структурных кластеров [6]. В связи с этим для микрокристаллических (μc -) форм с размером кластеров 10–50 Å часто используется термин «нанокристаллический кремний» $\mu\text{c-Si:H}$. Можно ожидать аналогии в люминесцентных свойствах данной системы и пористого кремния, поскольку в последнем, по-видимому, также имеют место квантово-размерные эффекты, обуславливающие его фото- и электролюминесценцию [7,8]. В свете сказанного сверхмелкодисперсные фазы гидрогенизированного кремния представляются чрезвычайно интересным объектом как с чисто физической, так и с прикладной точки зрения. В настоящей работе исследуются свойства таких пленок кремния, полученных в технологических условиях, при которых следует ожидать роста μc -фазы, а именно в условиях сверхсильного разбавления силана водородом (1:100) [9], что обеспечивает проведение ростового процесса в режиме «рост–травление», т.е. в условиях, близких к равновесным. Главный упор в работе сделан на изучение оптоэлектронных свойств μc -структур: токов инжекции и оптической эмиссии из структур при токовой накачке. Помимо инжекционной электролюминесценции (ЭЛ) исследовались фотолюминесценция (ФЛ) μc -слоев, край фундаментального поглощения и комбинационное рассеяние света.

Приготовление образцов осуществлялось в плазмохимическом реакторе с геометрией, типичной для системы с циклотронным возбуждением плазмы. Плазменный разряд возбуждался квадрупольной системой ВЧ-вибраторов и формировался магнитным полем аксиальной симметрии с индукцией 150 G. Подложкодержатель не являлся электродом ВЧ-системы возбуждения, и таким образом подложка находилась под плавающим потенциалом, что резко понижало уровень ионной бомбардировки и, следовательно, дефектность растущего слоя. Контроль скорости роста осуществлялся *in situ* методом лазерной интерферометрии.

Из анализа литературы известно, что для получения $\mu\text{c-Si:H}$ требуется повышенный энергетический вклад в плазму от ВЧ-источника [10]. Опыт эксплуатации нашего реактора показал, что режим циклотронного возбуждения, обеспечивающий высокий уровень возбуждения, даже в самом мягком варианте его реализации ($f_{\text{exc}} = 250 \text{ MHz}$) является избыточным с точки зрения энергетического вклада. Было установлено, что оптимальным является режим двухмодового возбуждения на частотах ВЧ 13.56 MHz и УВЧ 75 MHz. Этот режим комбинированного возбуждения позволяет получить при достаточном энергетическом вкладе устойчивое горение плазмы в широком диапазоне давлений рабочих газов в реакторе (от 30 до $7 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$). Температура подложки T_s варьировалась в пределах 180–270° C. Для основной массы экспериментальных ростовых

Рис. 1. Коэффициент поглощения гидрогенизированных пленок кремния, полученных в условиях сильного водородного разбавления.

На основном рисунке данные приведены в координатах Тауца $\sqrt{\alpha h\nu} = f(h\nu)$. На вставке — коэффициент поглощения: 1 — для аморфного кремния, 2 — для Si:H-пленок, полученных в условиях сильного водородного разбавления, 3 — для кристаллического кремния.



процессов T_s была равна 180°C . Такой температурный режим экспериментально определен как лучший. Из других параметров представляют интерес следующие. Расход газа в зависимости от давления в камере колебался от 7 до $18 \text{ cm}^3/\text{min}$ при нормальных условиях. Мощность ВЧ-разряда при заданном давлении всегда выбиралась в пределах 0.05 – 0.5 W/cm^3 . Степень разбавления реактивного газа — силана — водородом в пределах 0.5 – 3% осуществлялась методом отдельной регулируемой подачи газов из двух источников. Изменением степени разбавления, как оказалось, можно эффективно управлять ростовым процессом, переводя его из режима «рост» в режим «рост-травление», и далее с увеличением степени разбавления до величины $\ll 0.5\%$ останавливать ростовой процесс. Это обстоятельство позволило чрезвычайно аккуратно устанавливать малые скорости роста, необходимые для получения сверхмелкодисперсных структур. Типичные значения скорости роста лежали в пределах 0.1 – 0.5 \AA/s .

Основной вид исследуемых образцов представлял собой pin-структуры, которые имели следующую конфигурацию: стекло (кварц)/ITO/ $p(10 \text{ nm})/i(40$ – $80 \text{ nm})/n(20 \text{ nm})/\text{Al}$, где ITO — окисел индия-олова с сопротивлением $20 \Omega \cdot \text{cm}^2$, p , i , n — легированный бором, собственный и легированный фосфором слои гидрогенизированного кремния. Легирование бором и фосфором осуществлялось из газовой фазы путем добавления диборана или фосфина к силану в соотношении 1 и 0.5% по объему соответственно. p/i -интерфейс с целью снижения остаточного уровня бора в i -слое формировался путем перекрытия потока газовых фрагментов на подложку заслонкой и пятнадцатиминутной продувкой камеры водородом после прекращения подачи диборановой смеси. При этом плазма оставалась включенной. Весь процесс роста pin-структуры контролировался по интерференционной методике, что обеспечивало точность отсчета толщины слоев до 3 nm . ITO- и Al-контакты нанесли магнетронным распылением.

Характеризация полученных слоев и структур осуществлялась посредством измерения края оптического поглощения, спектров ФЛ, ее температурной зависимости и кинетики. Для pin-структур основными были измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ). Структурные особенности контролировались спектроскопией комбинационного рассеяния.

Оптическая ширина запрещенной зоны E_g вычислялось согласно соотношению Тауца $\sqrt{\alpha h\nu} = \beta(h\nu - E_g)$, принятому для аморфных полупроводников [11]. Поскольку для nc-материалов применимость аппроксимации Тауца может быть поставлена под сомнение, производилась также оценка E_g по значению коэффициента поглощения $\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1}$. На рис. 1 в координатах Тауца приведена зависимость коэффициента поглощения от энергии фотонов для типичного образца той технологической серии пленок Si:H, которая является основным объектом настоящей статьи. Технология этой серии оптимизирована в пределах вышеуказанных технологических параметров на получение максимальной светоизлучающей способности pin-структур. Нетрудно видеть, что имеет место удовлетворительное спрямление зависимости $\sqrt{\alpha h\nu} = f(h\nu)$, что позволяет оценить значение зазора Тауца $E_g = 2.0 \text{ eV}$. Коэффициент $\beta = \Delta\sqrt{\alpha h\nu}/\Delta(h\nu - E_g)$ при этом оказывается равным $540 \text{ cm}^{-1/2} \cdot \text{eV}^{-1/2}$.

Поскольку $\beta^2 \sim [N(E_c)]^2$, т.е. определяет скорость спада плотности состояний N_c с изменением энергии вблизи зонного края ΔE_c , представляется возможным сопоставить наш результат $\beta_{(\text{Si:H})}^2 = 3 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1}$ с характерным для кристаллического кремния $\beta_{(\text{c-Si})}^2 = 5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1}$. Близость приведенных значений свидетельствует о том, что структура плотности состояний в пленках Si:H не разрушена существенно флуктуациями потенциала, обусловленными структурной неупорядоченностью. Ширина E_g , определенная по значению $\alpha = 10^4 \text{ cm}^{-1}$, оказывается равной $E_{g(\text{Si:H})}^{04} = 2.34 \text{ eV}$, что почти соответствует значению для c-Si, определенному в этих же условиях, $E_{g(\text{c-Si})}^{04} = 2.25 \text{ eV}$. Уместно заметить, что подобная оценка для α -Si:H дает значение 1.95 eV , тогда как зазор Тауца для α -Si:H равен $E_g = 1.7 \text{ eV}$. Таким образом, главный результат измерений края поглощения для пленок кремния, полученных в условиях сильного рабавления водородом, состоит в том, что наблюдается значительное увеличение ширины запрещенной зоны, и одно это уже свидетельствует о получении нового материала со структурной организацией, отличной от той, что установлена для α -Si:H.

Измерения ФЛ выполнялись при облучении образцов импульсным N_2 -лазером при комнатной и азотной температурах. Спектр ФЛ состоит из широкой полосы с максимумом при энергии 1.9 eV (высокоэнергетичный пик с максимумом при энергии 2.9 eV обусловлен эмиссией света из стеклянной подложки образца) (рис. 2). Ширина линии на полувысоте составляет 0.6 eV . Температурная зависимость интенсивности ФЛ незначительна. При уменьшении температуры от комнатной до азотной интенсивность ФЛ возрастает не более чем в 2 раза. Кинетика ФЛ быстрая с характерным временем $< 50 \text{ ps}$. Суммируя данные по ФЛ, существенно подчеркнуть, что по всем своим характеристическим параметрам ФЛ в Si:H-пленках принципиально отличается от ФЛ в α -Si:H. Прежде всего стоковский сдвиг настолько незначителен, что можно предполагать межзонный характер процесса. Быстрая кинетика ФЛ свидетельствует о том, что излучательный механизм имеет отличную природу от той, которая установлена для α -Si:H (переходы между состояниями в хвостах зон с характерным временем 10^{-5} s).

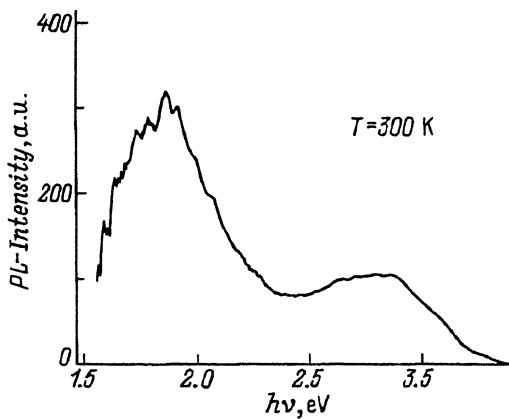


Рис. 2. ФЛ Si:H-пленок, полученных в условиях сильного водородного разбавления.

Пик с энергией 2.9 eV обусловлен свечением подложки.

Ослабление температурной зависимости ФЛ по сравнению с α -Si:H на полтора порядка также указывает на смену излучательного механизма. По совокупности данных можно предполагать, что в исследуемых материалах, скорее, имеет место экситоноподобный характер излучения, подобный тому, что был предложен Моттом для неупорядоченных структур [12]. Для экситоноподобной рекомбинации, согласно Мотту,

$\bar{\tau} = \tau_0 \left(\frac{R_e}{R_h} \right)^3$, где τ_0 — минимальное время излучательных переходов,

определяемое силой осциллятора, равное 10^{-9} – 10^{-8} s. Данная оценка соответствует экспериментальным наблюдениям, если допустить, что $R_e \approx R_h$, что можно ожидать для электронно-дырочной пары, локализованной в пределах микрокластера.

Исследования ФЛ и поглощения света показывают, что пленки Si:H, полученные в условиях сильного водородного разбавления, принципиально отличаются от аморфного кремния. Это наводит на мысль о том, что и структура этих пленок существенно отлична от структуры α -Si:H. И поскольку пленки были изготовлены в условиях, которые обеспечивают рост микрокристаллов, остается предположить, что микрокристалличность является определяющим фактором микроструктуры пленок. Главный вопрос, который встает далее: каков характер этой микрокристалличности. Два крайних случая должны быть рассмотрены в первую очередь. Первый — гомогенная система малых микрокристаллитов, взаимосвязанных тонкой прослойкой аморфной фазы; размеры микрокристаллических кластеров менее 50 Å. Такого рода модели для родственных материалов развивались в ряде работ, например [13,14]. Альтернативная модель — сравнительно крупные кристаллы 50–100 Å с флуктуирующим размером, хаотически внедренные в аморфную фазу [15]. Можно представить и все промежуточные комбинации этих двух структурных схем, которые в дальнейшем не рассматриваются. Заметим сразу, что вторая модель не несет нового качества, для нее следует ожидать смешения свойств как аморфной, так и кристаллической фазы, что в нашем случае не наблюдается.

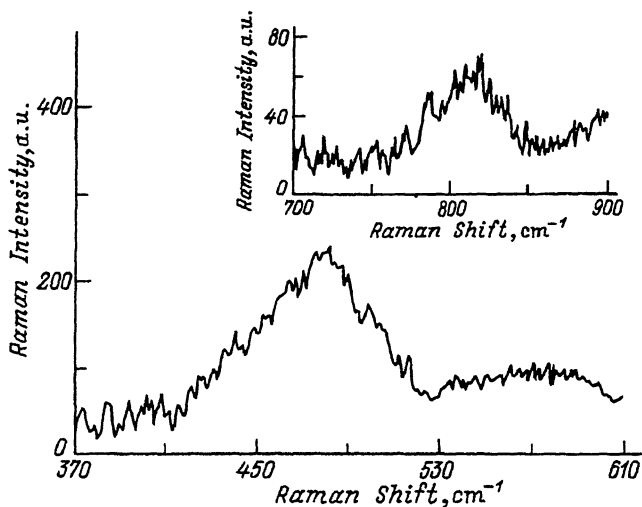


Рис. 3. Комбинационное рассеяние света в пленках гидрогенизированного кремния, полученных в условиях сильного водородного разбавления.

Все дальнейшее рассмотрение базируется на первой структурной модели: однородной системе малых кристаллитов, связанных тонкой прослойкой аморфной фазы. При этом роль кристаллитов в силу их преобладающего суммарного объема, очевидно, будет доминирующей в оптических и в других свойствах, где роль токового канала не принципиальна. Однако в транспортных свойствах при определенных условиях аморфные прослойки могут дать решающий вклад.

Для контроля выдвинутых предположений были проведены эксперименты по комбинационному рассеянию света, с помощью которых можно получить спектры фоновых и молекулярных колебаний и оценить соответствующую этим спектрам структурную организацию пленки. Регистрация спектров производилась на двойном монохроматоре ДФС-24. Возбуждение осуществлялось линией 488 нм Ag^+ -лазера. Спектральная ширина щели составляла 2 cm^{-1} . Для выдвинутой ранее структурной модели можно ожидать следующие характерные пики в рамановском рассеянии: 1) поперечный оптический фонон при 475 cm^{-1} , наблюдаемый в аморфном кремнии; 2) фонон в пределах $500\text{--}520 \text{ cm}^{-1}$, характерной для кристаллического кремния с квантово-размерным ограничением; 3) SiH_2 -молекулярное колебание с позицией при 840 cm^{-1} (изгибная мода). Именно в виде SiH_2 водород пассивирует поверхность микрокристаллов кремния. Экспериментальные данные по комбинационному рассеянию представлены на рис. 3. Нетрудно видеть, что доминирующей чертой спектра является ГО-фонон, свойственный аморфной фазе, однако позиция пика сдвинута к 480 cm^{-1} , что соответствует предельно напряженной аморфной структуре квазикристаллического типа. Минимальная наблюдаемая ширина пика на полувысоте $\approx 60 \text{ cm}^{-1}$ подтверждает это заключение. Концентрация водорода, соответствующая таким рамановским параметрам, составляет 12% [16]. На высокоэнергетическом крыле рамановского спектра можно видеть слабое плечо, соответствующее энергии $505\text{--}510 \text{ cm}^{-1}$. Возможно, что это плечо есть проявление оптиче-

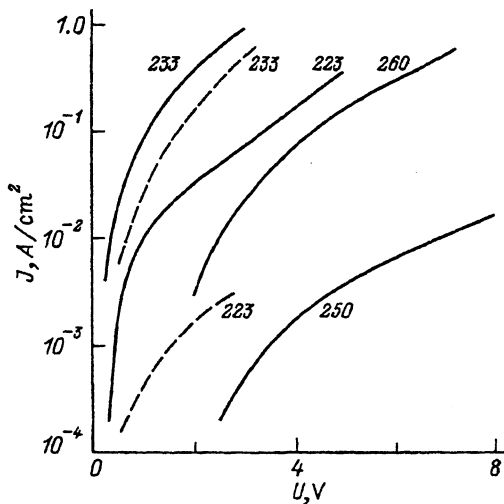


Рис. 4. Вторичные ВАХ pin-структур на основе нанокристаллического кремния для нескольких образцов.

Сплошной линией показан ход $I = f(U)$ при прямом смещении, штриховой — при обратном.

ского фона, характерного для кристаллической фазы при квантовом ограничении. Согласно [13,17], такая энергия линии комбинационного рассеяния соответствует микрокристаллитам размером $\sim 10-15 \text{ \AA}$. Наконец, на вставке к рис. 3 можно выделить слабый пик, центрированный при 820 cm^{-1} . Этот пик может быть ассоциирован с SiH_2 колебанием на поверхности кремниевого монокристалла. Таким образом, в свете сказанного представляется возможным полагать, что результаты по комбинационному рассеянию в целом не противоречат предложенной микроструктурной модели кремния и, более того, убедительно подтверждают отсутствие кристаллитов относительно крупных размеров ($\geq 50 \text{ \AA}$).

Вся совокупность вышеприведенных экспериментальных данных позволяет нам гипотетически опираться на структурную модель сверхмалых кластеров, разделенных тонкой аморфной прослойкой, в интерпретации последующих результатов физического эксперимента. Соответственно пленки Si:H будем обозначать как nc-Si:H.

Результаты измерений ВАХ pin-структур на основе nc-Si:H показали, что ВАХ под действием напряжения в его верхнем пределе на шкале напряжений испытывает трансформацию — переброс ВАХ в новое состояние с большими в среднем токами и значением фактора качества > 10 . Первичные прямые ветви ВАХ имеют экспоненциальный характер $J = J_s \exp(eV/nkT)$ со значением $J_s = 10^{-9} \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$ и фактором качества n в пределах 3–10. При этом коэффициент выпрямления $\geq 10^5$. Все это является совершенно типичным для аморфных pin-структур. Вторичные ВАХ, т.е. ВАХ после «прокола», имеют существенно отличный характер (рис. 4). Экспоненциальный характер нарастания тока более не выдерживается. Прямые и обратные ветви очень близки по форме. Выпрямление практически отсутствует. Тем не менее это состояние ВАХ далеко от омического и весьма устойчиво, если не допускать перегрузок по току.

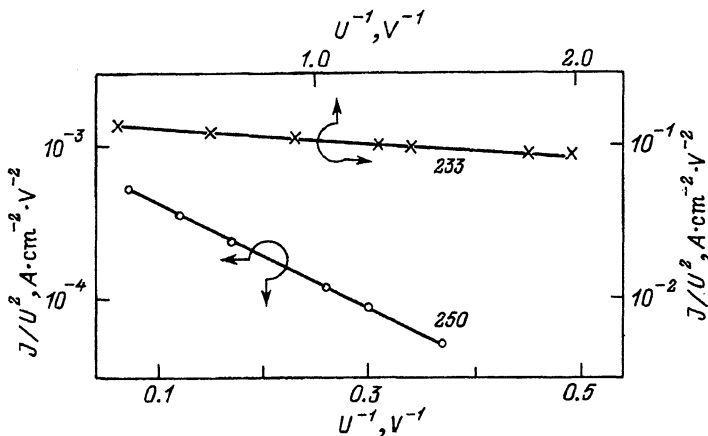


Рис. 5. Вторичные ВАХ двух образцов pin-структур на основе nc-Si:H в координатах Фаулера-Нордгейма.

Наиболее яркой особенностью структуры в режиме вторичных ВАХ является возникающее с ростом тока относительно яркое свечение, видимое невооруженным глазом. Это свечение стабильно и может продолжаться сколь угодно долго, если pin-структура не находится за верхним пределом допустимого тока. ЭЛ носит микроточечный характер. Область свечения увеличивается по площади с ростом тока. Эффект переброса ВАХ и микрогетерогенный характер свечения могут быть легко интерпретированы в рамках ранее изложенной структурной модели изучаемых материалов. Действительно, изменение ВАХ и появление свечения в свете этой модели могут быть связаны с электрическим пробоем тонких аморфных прослоек между нанокристаллическими кластерами, образованием сквозного токового канала, по которому и осуществляется проводимость после прокола [18]. Образовавшийся сквозной токовый канал включает множество нанокластеров кремния, по которым и протекает ток от контакта до контакта. Дальнейший сдвиг вторичных ВАХ в область больших токов и увеличение зоны свечения обусловлены расширением токового канала, возникновением новых параллельных путей тока.

Анализ вторичных ВАХ показывает, что они успешно описываются в рамках модели туннельных токов. Спрямление ВАХ в координатах Фаулера-Нордгейма иллюстрирует рис. 5. Таким образом, ВАХ, дающие ЭЛ, следуют соотношению $J \sim V^2 \exp(-\text{const } a\sqrt{\varphi_b})$, где φ_b — высота барьера, $a = \varphi_b/eE$ — ширина барьера, E — напряженность поля. Туннельный характер ВАХ подтверждается отсутствием сколько-нибудь заметной температурной зависимости вторичных ВАХ по крайней мере в диапазоне 100–279 К. Туннельный характер ВАХ показывает, что между микрокластерами кремния даже после пробоя аморфных прослоек все же существуют барьеры, которые, однако, туннельно прозрачны. Такие туннельные барьеры между микрокластерами кремния теоретически предсказывались в [19].

Спектр излучения при токовой накачке pin-структуры представлен на рис. 6. Первой существенной чертой этого спектра является то, что позиция пика с точностью до 0.05 eV совпадает с фотолюминесцентным ответом. Это сразу наводит на мысль о том, что ЭЛ имеет ту же природу, что и ФЛ, и, как это ранее предполагалось для ФЛ, связана с

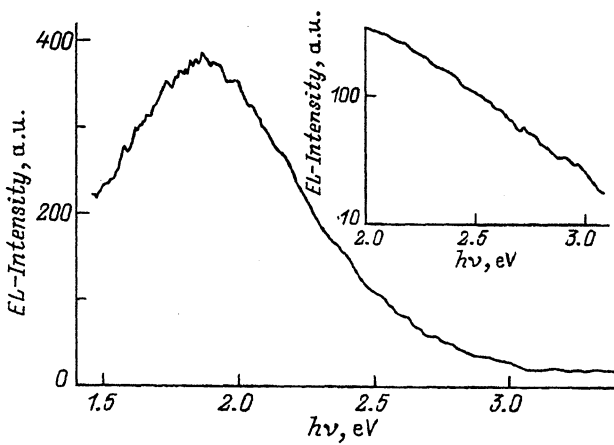


Рис. 6. ЭЛ pin-структур на основе $p\text{-Si:H}$.

На вставке — спрямление высокоэнергетического крыла спектра электролюминесценции в полулогарифмических координатах.

межзонными переходами, возможно экситоноподобного типа. Бимолекулярный характер межзонной излучательной рекомбинации подтверждается и измерениями люкс-амперной характеристики, согласно которым люминесценция с ростом тока увеличивается сверхлинейно с показателем степени $\gamma \approx 1.8$. Кинетическая характеристика ЭЛ оказалась чрезвычайно скоростной. Прямые наблюдения фотоимпульса с ФЭУ-79 на осциллографе с полосой 250 МГц показали, что времена нарастания и спада импульса ЭЛ, возбуждаемого импульсом тока длительностью 30 ns, составляют не более 10 ns. При этом крутизна фронтов ЭЛ импульса не изменяется при увеличении длительности импульса возбуждения. Времена излучения порядка 10^{-8} могут быть объяснены только на основе межзонных переходов. Это обстоятельство еще раз подтверждает тот вывод, что после прокола pin-структуры физические процессы связаны с новой микрокристаллической фазой кремния.

Температурная зависимость интегральной ЭЛ, т.е. без спектрального разрешения, представлена на рис. 7. Нетрудно видеть незначительный рост интегральной эмиссии с понижением температуры ниже 200 К. Энергия активации этого процесса $E_a = 0.028 \text{ eV}$, что примерно соответствует энергии связи экситонов Мотта в структурно-неупорядоченных системах. Подстановка значения диэлектрической постоянной $\epsilon = 14/1.6$ и R_0 , ограниченного радиусом нанокластера $\approx 10 \text{ \AA}$, в соотношение $E = e^2 / (4\pi\epsilon\epsilon_0 R_0)$ дает удовлетворительное для грубой оценки соответствие. Уменьшение ϵ в 1.6 раза для кластеров малого размера предсказывалось теоретически [20].

Принципиальный интерес представляет анализ механизма токовой накачки ЭЛ. Если предположить, что излучательная рекомбинация осуществляется парами свободных электронов и дырок, инжектируемых из n - и p -контактов, то простейший расчет плотности таких пар из соотношения $n = \sigma / e\mu$, где σ — электропроводность i -слоя диода в точке разгорания ЭЛ, показывает, что даже в случае предельных значений параметров по току 0.5 A/cm^2 , напряжению 10 V и дрейфовой подвижности $10^{-5} \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ дистанция между парами $\approx 150 \text{ \AA}$, что существенно превышает ожидаемый радиус экситона.

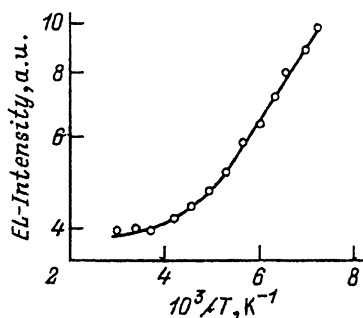


Рис. 7. Температурная зависимость интегрального излучения ЭЛ pin-структур на основе pc-Si:H . $E_a = 0.028 \text{ eV}$.

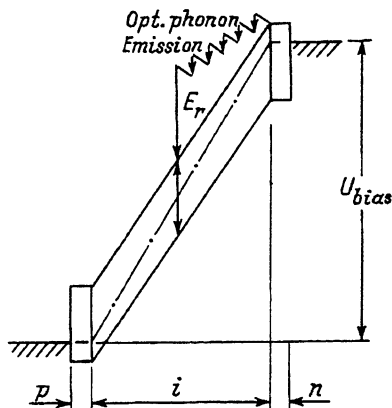


Рис. 8. Схематическая модель разогрева инжектируемых из контактов носителей в pin-структурах на основе pc-Si:H в полях $2 \cdot 10^6 \text{ V/cm}$ при прямом смещении $4E_g/e$.

Этот результат наталкивает на поиск иного механизма возбуждения. Таким механизмом может являться ударная ионизация электронно-дырочной пары в пределах микрокластера электронами, инжектируемыми из контактов и получающими нагрев в поле смещения в pin-структуре. Возможная схема такого механизма представлена на рис. 8. Инжектируемый электрон ускоряется в поле смещения, и, несмотря на то что он эмитирует оптические фононы с $\hbar\omega = 0.06 \text{ eV}$ с вероятностью 1 фонон на 20 \AA пробега [21], его дрейфовый сдвиг на дистанции, равной половине толщины i -слоя pin-структуры, уже достаточен для того, чтобы приобрести кинетическую энергию $E \geq 2E_g$. Таким образом, механизм ударной ионизации представляется вполне вероятным, если допустить, что электронный транспорт горячих носителей в pc-Si осуществляется по той же схеме, что и в c-Si . Такое предположение может быть оправдано тем обстоятельством, что для горячих носителей межкластерные барьеры и деформационные колебания края зоны несущественны. Некоторое экспериментальное подтверждение для механизма ударной ионизации несет форма высокоэнергетического крыла спектра ЭЛ (рис. 6). Затянутое в область энергий вплоть до 3 eV крыло может быть легко объяснено как результат горячей ЭЛ, вызванной ударной ионизацией. Заметим, что зависимость интенсивности ЭЛ от энергии кванта на высокоэнергетическом крыле спрямляется в полулогарифмических координатах (вставка на рис. 6). Именно такая энергетическая зависимость наблюдалась в c-Si для горячей ЭЛ, возбуждаемой ударной ионизацией [22].

Несмотря на всю убедительность аналогии, следует выдвинуть и другую версию для объяснения наблюдаемого факта, а именно то, что высокоэнергетический хвост ЭЛ обусловлен разбросом в распределении микрокластеров по энергии [23]. Возражение против такого предположения может, однако, строиться на том экспериментальном факте, что край оптического поглощения в рассматриваемых материалах является относительно крутым, что находится в противоречии со значительной дисперсией в распределении микрокластеров по энергии.

В качестве заключения следует подчеркнуть следующее: на базе кремниевой технологии получен новый материал с интересными оптоэлектронными свойствами в видимом диапазоне. Первое исследование ставит ряд фундаментальных физических проблем, среди которых природа инжекционной ЭЛ в микрокристаллическом кремнии и механизм формирования E_g , равной 2eV . Если в результате дальнейшего совершенствования технологии яркость свечения всей площади диода будет доведена до яркости отдельных точек, наблюдаемый эффект инжекционной ЭЛ сможет получить практическое применение.

Авторы благодарят О.М. Сресели за помощь в организации данной работы.

Работа была частично поддержана грантами INTAS (грант N 93-3325) и фонда Сороса (грант NUR000). Авторы (А.В.А. и Б.Я.А.) благодарят эти фонды за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] Spear W.E., Willeke G., Le Comber P.G., Fitzgerald A.G. *J. de Physique* **42 Suppl.**, *c4*, 257 (1981).
- [2] Matsuda A., Tanaka K. *Amorphous semiconductors, Technologies and devices* / Ed. Y. Hamakawa. Tokyo (1983). V. 6. 345 p.
- [3] Hollingsworth R.E., Bhat P.K., Madan A. *JNCS* **97-98**, 309 (1987).
- [4] Грехов А.М., Гавриленко В.И., Литовченко В.Г. *Неорган. материалы* **22**, 2, 318 (1986).
- [5] Лей Л. *Физика гидrogenизированного кремния* / Под ред. Дж. Джоунуполоса, Дж. Люковски; Пер. с англ. М. (1988). 447 с.
- [6] Brodski M.H. *Solid State Commun.* **36**, 55 (1980).
- [7] Canham T.L. *Appl. Phys. Lett.* **57**, 1046 (1990).
- [8] Lockwood D.J., *Solid State Commun.* **92**, 101 (1994).
- [9] Tsai C.C., Anderson G.B., Thomson R., Wacker B. *JNCS* **114**, 1, 151 (1989).
- [10] Shmitt J.P.M. *JNCS* **59-60**, 649 (1983).
- [11] Мотт Н, Дэвис Э. *Электронные процессы в некристаллических веществах* / Пер. с англ. М. (1982). 658 с.
- [12] Mott N.F. *Phil. Mag.* **36**, 2, 413 (1977).
- [13] Kanemitsu Y., Uto H., Masumoto Y., Matsumoto T., Fitagi T., Mimura H. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **298**, 265 (1993).
- [14] Furukawa S., Matsumoto N., Takeda K. *JNCS* **77-78**, 1, 253 (1985).
- [15] Denerville A., Bruyere J.C., Hamdi H. *J. de Physique Suppl.*, *c4*, 733 (1981).
- [16] Shimizu I. *JNCS* **114**, 1, 145 (1989).
- [17] Решина И.И., Гук Е.Г. *ФТП* **27**, 5, 728 (1993).
- [18] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. *Электронные свойства легированных полупроводников*. М. (1979). 416 с.
- [19] Сванбаев Е.А., Таурбаев Т.И. *Тез. всесоюз. сем. «Аморфные гидрированные полупроводники и их применение»*. (1991). С. 53.
- [20] Грехов А.М., Гунько В.М. *ФТП* **19**, 9, 1881 (1985).
- [21] Baraff G.A. *Phys. Rev.* **128**, 2507 (1962).
- [22] Верецагин И.К. *Электролюминесценция кристаллов*. М. (1974). 279 с.
- [23] Васильев В.А., Волков А.С., Мусабеков Е., Теруков Е.И. *Письма ЖЭТФ* **14**, 18, 1675 (1988); Vassilyev V.A., Volkov A.S., Mussabekov E., Terukov E.I., Shernyshov S.V., Shernyakov Yu.S. *J. Non-Cryst. Sol.* **114**, 507 (1989).