

ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 538.958

ИК-ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КРЕМНИЯ, ОБЛУЧЁННОГО ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ ИОНАМИ Хе, ПОСЛЕ ОТЖИГОВ

© С. Г. Черкова¹, В. А. Володин^{1,2}, В. А. Скуратов^{3,4,5}, М. Stoffel⁶,
Н. Rinnert⁶, М. Vergnat⁶

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

²Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³Объединённый институт ядерных исследований,
141980, г. Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

⁴Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
115409, Москва, Каширское шоссе, 31

⁵Государственный университет «Дубна»,
141982, г. Дубна Московской обл., ул. Университетская, 19

⁶Université de Lorraine, CNRS, IJL,

F-54000, Nancy, France

E-mail: cherkova@isp.nsc.ru

Исследована фотолюминесценция высокоомного кремния, облучённого тяжёлыми высокоэнергетичными ионами ксенона (167 МэВ). В спектрах фотолюминесценции при низких температурах, помимо известных линий X, W, W' и C, проявляется широкая полоса в области 1,3–1,5 мкм. С увеличением дозы облучения в диапазоне $5 \cdot 10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$ наблюдается снижение интенсивности и сужение полосы фотолюминесценции с одновременным смещением максимума в длинноволновую область. При последующих отжигах при температурах 400, 500, и 600 °С наблюдается изменение спектров фотолюминесценции, связанное с трансформацией структуры дефектов в кремнии. Исследована температурная зависимость фотолюминесценции в диапазоне от 10 до 170 К для образцов после облучения различными дозами и отжигов.

Ключевые слова: фотолюминесценция, быстрые тяжёлые ионы, дефекты в кремнии.

DOI: 10.15372/AUT20220612

Введение. Кремний является основным материалом электроники, но в силу своей непрямозонной структуры он неэффективен для использования в светоизлучающих устройствах. Тем не менее актуальной задачей остаётся создание кремниевых излучателей на длине волны $\sim 1,5$ мкм, что соответствует окну прозрачности волоконной оптики. В 2015 г. был создан микропроцессор с оптоэлектронной связью. Необходимые для этого волноводы, коммутаторы и приёмники света были изготовлены с использованием планарной кремниевой технологии, и только источник инфракрасного света был внешним, не интегрированным в кремниевую подложку [1]. Попытки соединить кремниевую электронику и оптоэлектронику продолжаются [2]. Одним из способов создания инфракрасных излучателей на основе кремния является использование светоизлучающих дефектов и дислокаций [3–11]. Известно, что дислокации в кристаллическом Si создают глубокие энергетические уровни в запрещённой зоне. В [8] показано, что при изгибных деформациях в пластины

Si вводятся дислокации, дающие при криогенных температурах четыре линии фотолюминесценции (ФЛ) в диапазоне энергий 0,812–1,000 эВ (так называемые линии D1–D4). Ведутся не только фундаментальные исследования, но и прикладные работы по созданию излучателей (light emission diode — LED) [7, 8, 11]. Высокой эффективности можно добиться путём пассивации центров безызлучательной рекомбинации и введения большей концентрации светоизлучающих центров. Светоизлучающие дефекты и дислокации формируются не только с применением изгибных деформаций, но и при облучении кремния электронами и ионами средних энергий и последующих отжигов [12–19]. Природа светоизлучающих центров и механизмы излучения обсуждаются до сих пор.

В представленной работе исследована ФЛ высокоомного кремния при облучении ионами ксенона высоких энергий. Облучение тяжёлыми высокоэнергетичными ионами (swift heavy ions — SHI) широко применяется для модификации свойств материалов. Обычно это ионы энергий МэВ порядка с массой > 50 а.е.м. Интенсивность торможения SHI в мишени превышает 1 кэВ/нм. Для таких ионов характерны высокие потери на ионизацию в приповерхностных областях, они достигают десятков кэВ/нм. Это приводит к образованию по ходу движения ионов нанобластей с высоким уровнем ионизации и высокой температурой электронов, так называемых треков. Наличие треков после облучения является дискуссионным вопросом. Так, в [20–22] утверждается, что при облучении кристаллических Si и Ge тяжёлыми ионами в них не наблюдались треки и протяжённые дефекты независимо от уровня электронного торможения. В [23] кремний облучали ионами ^{36}Ar с энергией 6,7 МэВ/нуклон до дозы 10^{14} см $^{-2}$ и наблюдали интенсивный узкий пик ФЛ при температуре 10 К (1,018 эВ), который связывали с появлением вакансионных кластеров, эту линию ФЛ называют W-полосой [15, 16]. Кремниевые LED, излучающие на этой линии, уже созданы, и ведутся работы по оптимизации их свойств [7, 8]. Отметим, что люминесцентные свойства кристаллического кремния, облучённого тяжёлыми высокоэнергетичными ионами, практически не исследованы [24]. Известны работы по облучению более лёгкими высокоэнергетичными частицами [25, 26], однако создаваемые при таком облучении уровни ионизации на несколько порядков ниже, и вызывает сомнения образование областей плавления, а следовательно, и создание специфических дефектов при таких воздействиях.

Целью представленной работы являлось исследование люминесцентных свойств высокоомного кремния, облучённого тяжёлыми ионами высоких энергий (ксенон) в широком диапазоне доз как непосредственно после облучения так и после низкотемпературных отжигов при 400–600 °С.

Описание эксперимента. Были использованы пластины высокоомного монокристаллического кремния (удельное сопротивление составляло 2000 Ом·см), которые были изготовлены из слитка кремния, выращенного методом безтигельной зонной плавки. Ориентация пластин составляла (111), их поверхность была покрыта тонким слоем диоксида кремния [24]. Пластины были облучены ионами $^{132}\text{Xe}^{26+}$ с энергией 167 МэВ с дозами (fluences) от $5 \cdot 10^{10}$ до 10^{13} см $^{-2}$ при комнатной температуре на циклотроне ИЦ-100 ЛЯР ОИЯИ (г. Дубна). Согласно расчётам [27] пробег ионов Хе составлял около 20 мкм, расчёты выполнялись с использованием программы SRIM [28]. По расчётам, ионизационные потери энергии ионов Хе в приповерхностной области составили ~ 14 кэВ/нм ($\sim 99,8$ % от полных потерь энергии). Ядерные (упругие) потери рассчитаны как $\sim 0,4$ смещения/нм. После облучения проводились стационарные изохронные отжиги в атмосфере аргона 1 ч при температурах 400, 500 и 600 °С. Образцы непосредственно после облучения, а также после отжигов были исследованы с помощью метода спектроскопии ФЛ. Спектры ФЛ регистрировались при возбуждении газовым He—Cd-лазером на длине волны 325 нм. Для исследования температурной зависимости ФЛ использовался криостат с точностью

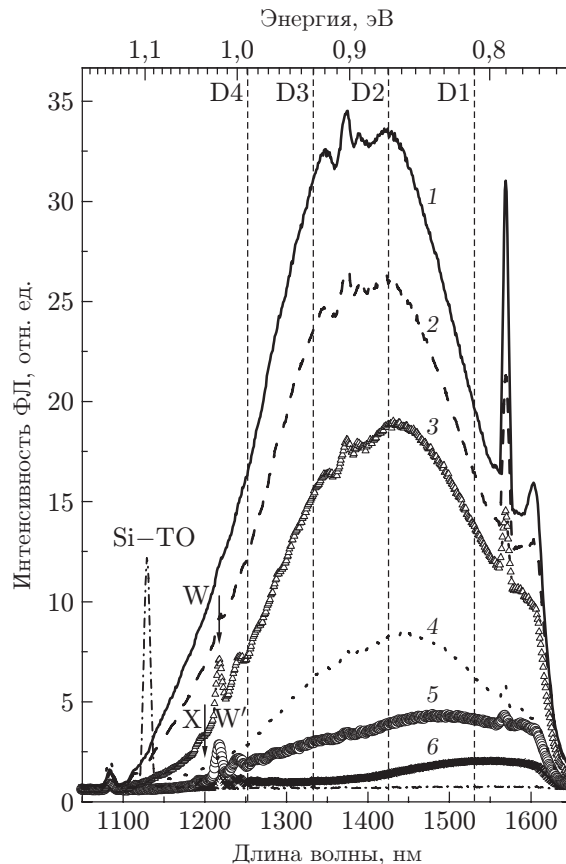


Рис. 1. Спектры ФЛ кремния (10 К, $\lambda_{\text{ex}} = 325$ нм) после облучения ионами Хе дозами (см^{-2}): 1 — $5 \cdot 10^{10}$, 2 — 10^{11} , 3 — $3 \cdot 10^{11}$, 4 — $5 \cdot 10^{11}$, 5 — $2 \cdot 10^{12}$, 6 — 10^{13} . Штрихпунктирная кривая — спектр необлучённого образца

установки температуры $\pm 0,5$ К. Для измерения спектров применялся монохроматор с решёткой 600 линий/мм и с охлаждаемым жидким азотом InGaAs-детектором. Спектральное разрешение было не хуже 3 нм. Длинноволновый край порога чувствительности составлял 1650 нм [24].

Результаты и обсуждение. На рис. 1 представлены спектры ФЛ, зарегистрированные при температуре 10 К для пластин кремния непосредственно после облучения высокоэнергетичными ионами Хе в диапазоне флюенсов $5 \cdot 10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Для сравнения приведён спектр необлучённого образца (штрихпунктирная кривая). В спектре необлучённого образца видны лишь пики ФЛ, соответствующие электронно-дырочным переходам с участием фононов (хорошо известная линия Si—TO при 1097 мэВ и слабая линия Si—TO + O^{Γ} при 1033 мэВ) [29]. В облучённых образцах эти пики исчезают, но возникает широкая полоса ФЛ в области от 1150 до 1600 нм (1,1–0,77 эВ). Видно, что положение наблюдаемой широкой полосы совпадает с положением известных «дислокационных» линий D1 ($\sim 0,81$ эВ, 1530 нм), D2 ($\sim 0,87$ эВ, 1425 нм), D3 ($\sim 0,93$ эВ, 1333 нм) и D4 ($\sim 0,99$ эВ, 1253 нм) [3, 9] (показаны на рис. 1 вертикальными пунктирными прямыми). Разложение сигнала на гауссианы с центрами в этих точках даёт хорошее совпадение с экспериментальными спектрами. Следует отметить, что обычно эти четыре пика хорошо разрешимы [9], а в нашем случае они образуют широкую полосу. Это может быть связано с тем, что в нашем случае плотность дислокаций очень велика. Уширение пиков D1–D4 с ростом плотности дислокаций было продемонстрировано в [30]. С ростом плотности дислокаций

от $8 \cdot 10^6$ до $3 \cdot 10^9$ см^{-2} в этой работе наблюдали уширение дислокационных пиков D1–D4, и при максимальной плотности дислокаций они также были неразрешимы, регистрировалась широкая полоса ФЛ с максимумом ~ 1300 нм ($\sim 0,95$ эВ) примерно посередине между линиями D3 и D4. Также широкая полоса ФЛ, схожая с наблюдаемой в данной работе, проявлялась непосредственно после облучения кремния ионами V^+ с энергией 150 кэВ (без отжига) [13]. Однако в [13] не обсуждалась природа возникновения этой широкой полосы. Кроме того, взаимодействие дислокаций с точечными дефектами и кислородом может приводить к изменению спектров ФЛ. Существует мнение, что линия D1 связана с ядром дислокации, а линия D2 — с метастабильными микродефектами $\{111\}$, $\{113\}$ и $\{001\}$, образующимися вблизи ядра дислокаций [12, 18, 31, 32].

Как видно на рис. 1, при увеличении дозы облучения от $5 \cdot 10^{10}$ до 10^{13} см^{-2} положение максимума полосы ФЛ смещается в длинноволновую область, а интенсивность сигнала падает более чем на порядок. Уменьшение сигнала ФЛ с ростом дозы облучения можно объяснить введением при облучении центров безызлучательной рекомбинации (типа оборванной связи) и конкуренцией этих центров с излучающими дефектными комплексами. Также с ростом дозы облучения становится возможным перекрытие треков ионов. Если предположить, что наблюдаемая широкая полоса ФЛ обусловлена дефектами дислокационного типа, то в случае минимальной дозы доминируют линии D3 и D2, а в случае максимальной дозы доминирует линия D1. Помимо этого, наблюдается длинноволновое плечо ФЛ, которое обрезается вследствие падения чувствительности детектора в длинноволновой области. Следует отметить, что спектры ФЛ приведены без коррекции на спектральную чувствительность регистрирующей аппаратуры. Поэтому также наблюдаются провалы в спектрах в диапазоне 1330–1380 нм, связанные с поглощением на парах воды в атмосфере.

Вернёмся к возможному механизму уширения дислокационных линий. В нашем случае маловероятно, что в результате имплантации тяжёлых быстрых ионов формируются протяжённые дислокации сдвига, возникающие при введении в пластины кремния пластических деформаций [3, 9]. Вероятно, вблизи траекторий ионов формируются плотные сетки локально ограниченных дислокационных дефектов. Такие дефекты могут быть следствием релаксации импульсных термоупругих механических напряжений, возникающих вокруг траектории иона, как результат локального импульсного разогрева [20, 33]. Известно, что относительно широкие пики дислокационной люминесценции появляются после дополнительных отжигов пластин кремния выше температуры 400 °С, дислокации при этом вводились приложением пластических деформаций [3, 15].

В спектре ФЛ облучённого кремния на рис. 1 также видны узкие пики, некоторые из них известны в литературе. Можно идентифицировать линии X (1,033 эВ), W (1,018 эВ), W' (1,0048 эВ) [13, 14], которые обусловлены мелкими кластерами точечных дефектов. Присутствует также линия C (0,79 эВ), обычно приписываемая комплексам C—O [14, 18]. Отметим, что наблюдаемая некоторыми авторами R-линия (0,903 эВ), ассоциируемая с $\{311\}$ дефектами [12, 18, 19, 31], не может быть идентифицирована, так как находится в спектральном диапазоне, в котором присутствуют особенности, связанные с поглощением на парах воды.

Важно отметить, что при возбуждении на длине волны 325 нм глубина проникновения фотонов в кремний составляет около нескольких десятков нанометров. Однако диффузионная длина электронов и дырок заметно превышает глубину проникновения ультрафиолетовых фотонов. Известно, что облучение ионами высоких энергий приводит к уменьшению времени жизни неравновесных носителей заряда и к уменьшению их диффузионной длины [34]. Из расчёта концентрации вводимых ионами атомных смещений [28] можно сделать оценки, что диффузионная длина меньше 10 мкм для дозы $5 \cdot 10^{10}$ см^{-2} , а для дозы 10^{13} см^{-2} она менее 1 мкм. Таким образом, предполагаем, что сигнал ФЛ в основном исходит

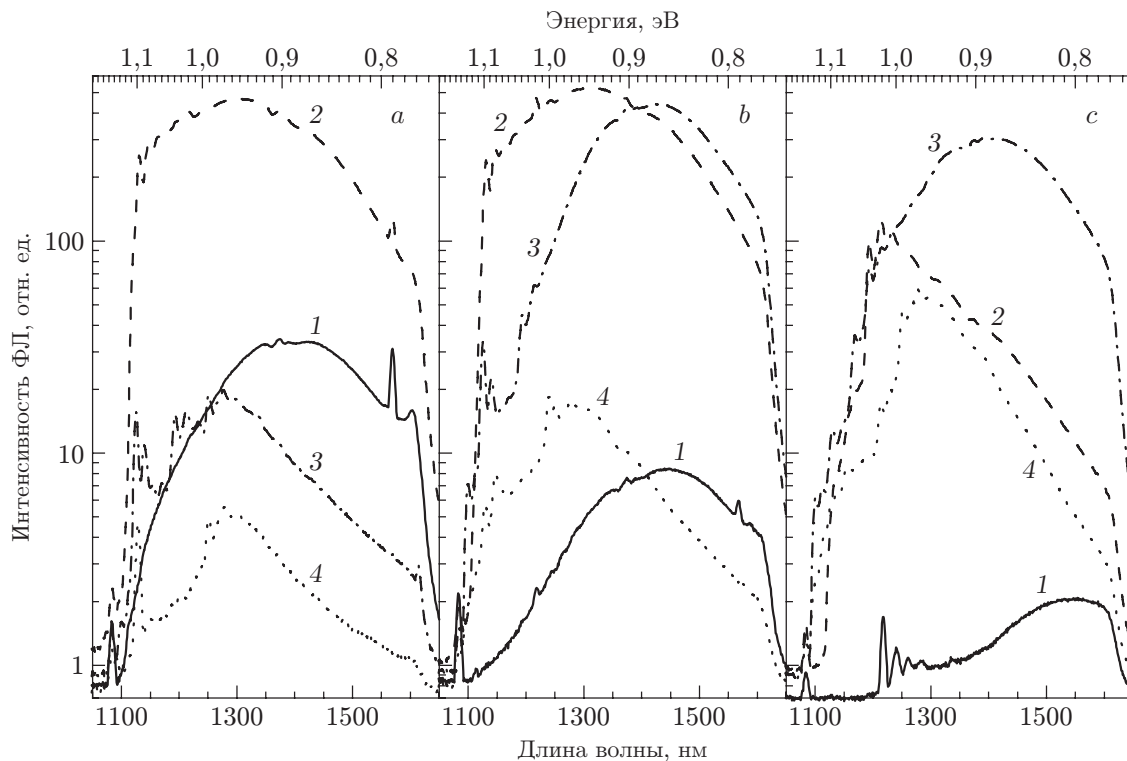


Рис. 2. Спектры ФЛ кремния (10 К, $\lambda_{\text{ex}} = 325$ нм) до (кривые 1) и после изохронных отжига в течение 1 ч в атмосфере Ar при температурах: 2 — 400 °С; 3 — 500 °С; 4 — 600 °С. Дозы облучения ионами Хе (см^{-2}): а — $5 \cdot 10^{10}$; б — $5 \cdot 10^{11}$; в — 10^{13}

из приповерхностной области пластин, где потери энергии ионами преимущественно связаны с ионизацией. В случае возбуждения ФЛ лазером с длиной волны 488 нм [24] глубина проникновения фотонов в кремний составляла уже сотни нанометров. В [24] было показано, что при увеличении длины волны возбуждения ФЛ до 488 нм интенсивность широкой полосы ФЛ возрастала в $\sim 1,7$ раза, при этом форма обоих спектров (возбуждение 325 и 488 нм) оставалась одинаковой.

На рис. 2, а—с показаны спектры ФЛ, зарегистрированные при температуре 10 К, от образцов, имплантированных низкой ($5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$), средней ($5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и высокой (10^{13} см^{-2}) дозами ионов ксенона. Видно, что отжиги привели к изменению спектров ФЛ вследствие трансформации дефектов. Отжиг при температуре 400 °С (кривые 2) привёл к значительному росту интенсивности ФЛ для всех доз облучения. При этом общей особенностью для всех доз является коротковолновый сдвиг (blue-shift) максимума ФЛ. Отжиг при 500 °С (кривые 3) привёл к заметному восстановлению линии Si—ТО при 1097 нм (1130 нм). Дозовая зависимость сдвига максимума ФЛ при этом отжиге разнонаправленная. Для низкой дозы сохраняется небольшой коротковолновый сдвиг, для средней и высокой доз линия сдвинулась в сторону длинных волн (red-shift), и форма спектров стала напоминать форму спектров ФЛ непосредственно после имплантации. Самая высокая интенсивность ФЛ после отжига 500 °С теперь у кремния после средней дозы имплантации. А после отжига при 600 °С (кривые 4) самая высокая интенсивность ФЛ у кремния после высокой дозы имплантации.

На рис. 3, а—с представлена температурная зависимость спектров ФЛ от образцов, имплантированных низкой ($5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$), средней ($5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) и высокой (10^{13} см^{-2})

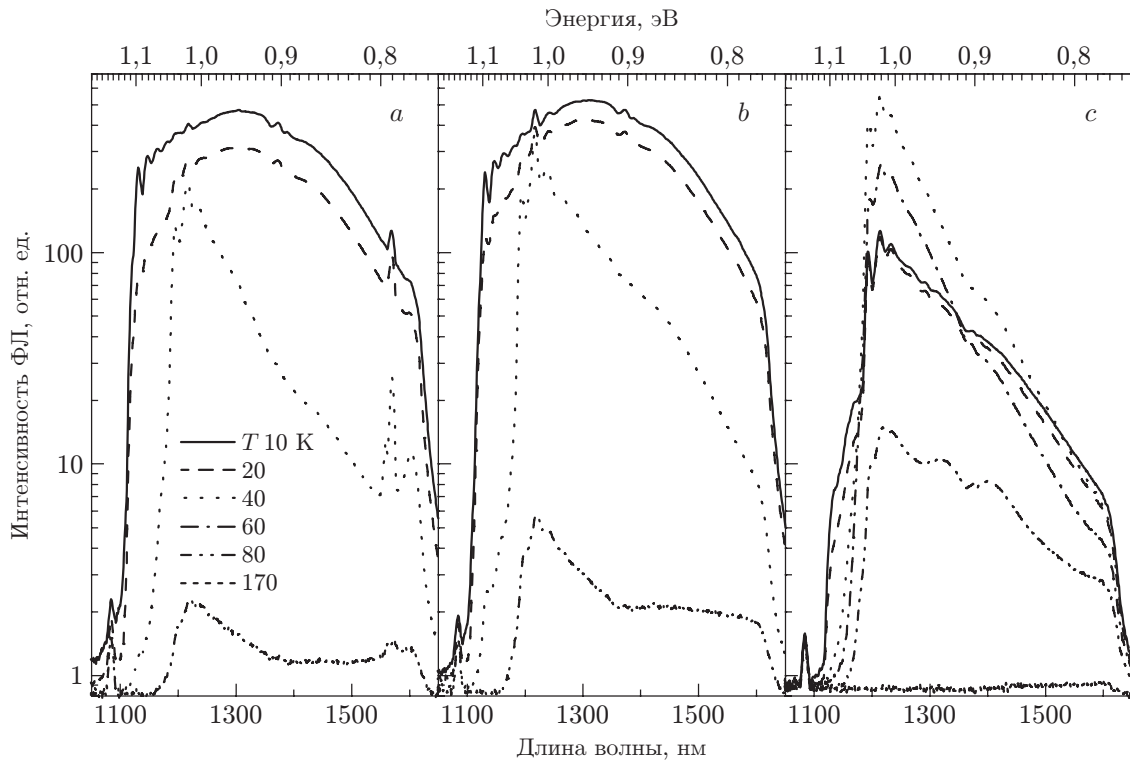


Рис. 3. Температурные зависимости спектров ФЛ кремния, облучённого ионами Хе дозами (см^{-2}): *a* — $5 \cdot 10^{10}$, *b* — $5 \cdot 10^{11}$, *c* — 10^{13} , после отжига 400°C в течение 1 ч в атмосфере Ar

дозами ионов ксенона и отожжённых при температуре 400°C . С ростом температуры наблюдается гашение ФЛ для низкой и средней доз облучения. Видно, что для высокой дозы при низких температурах наблюдается сначала температурное возгорание ФЛ (до 40 K), а уже потом температурное гашение. Отметим, что при разных температурах форма спектров ФЛ различна. Видно, что интенсивность длинноволнового вклада ФЛ сильнее спадает с ростом температуры, коротковолновая часть ФЛ более стабильна, особенно при температуре 40 K и выше. Это означает, что температурная зависимость ФЛ для разных типов дефектов отличается друг от друга.

При температуре 80 K сигнал ФЛ падает более чем на порядок, но всё же наблюдается для всех доз облучения, при температуре 170 K сигнал ФЛ становится сравним с шумом и практически не наблюдается. Температурное гашение сигнала ФЛ можно объяснить ростом вероятности безызлучательной рекомбинации с ростом температуры. С увеличением температуры повышается вероятность миграции возбуждённых электронов и дырок к центрам безызлучательной рекомбинации, что может быть связано как с активационным механизмом рекомбинации (аррениусовский тип температурной зависимости), так и с другими механизмами (типа механизма Бергло) [35].

На рис. 4, 5 представлены температурные зависимости спектров ФЛ от образцов, имплантированных низкой ($5 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-2}$), средней ($5 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$) и высокой (10^{13} см^{-2}) дозами ионов ксенона и отожжённых при температурах 500 и 600°C соответственно. После отжига при 500°C температурное возгорание ФЛ (с повышением температуры до 40 K) наблюдается для низкой дозы облучения (рис. 4, *a*). Также отметим, что при температурах 40 и 80 K для образца, облучённого высокой дозой ионов ксенона, наблюдается уменьшение ширины пиков от дислокаций. Для образца с высокой дозой облучения (рис. 4, *c*) в

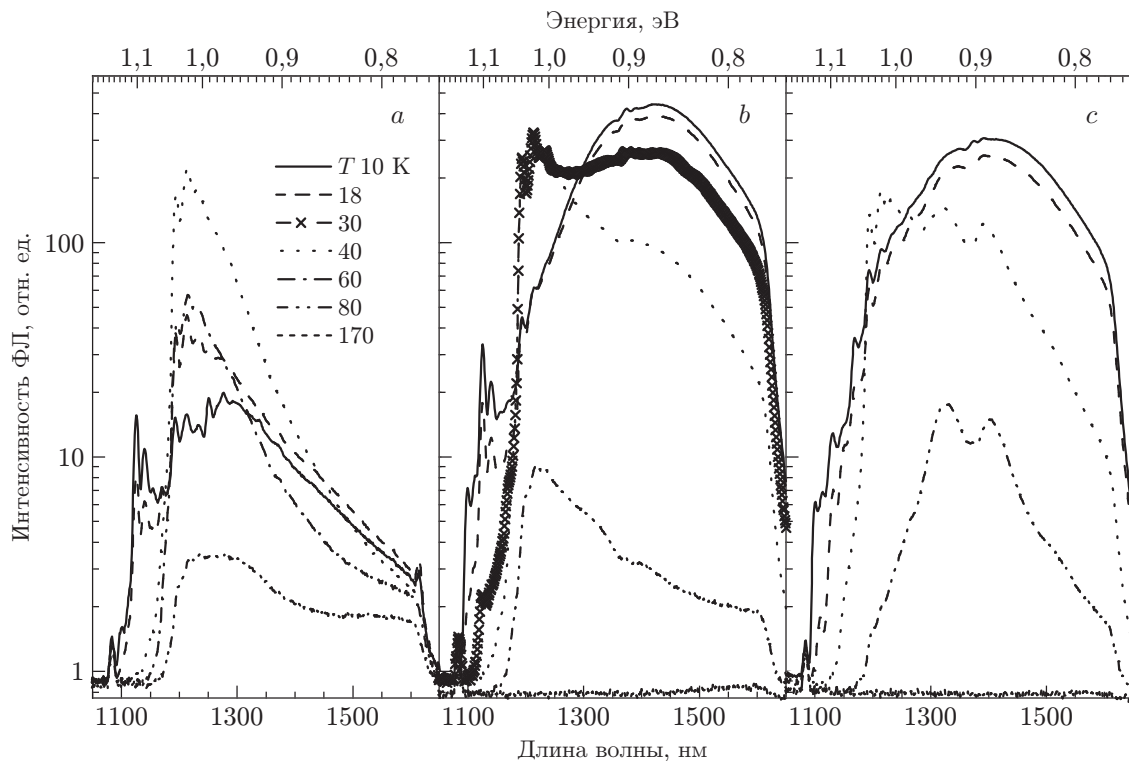


Рис. 4. Температурные зависимости спектров ФЛ кремния, облучённого ионами Хе дозами (см^{-2}): *a* — $5 \cdot 10^{10}$, *b* — $5 \cdot 10^{11}$, *c* — 10^{13} , после отжига 500°C в течение 1 ч в атмосфере Ar

спектре ФЛ при температуре 40 К разрешаются пики D2, D3 и D4, при этом самый длинноволновый пик D1 остаётся широким. Сигнал ФЛ также сохраняется до температуры 80 К, но при температуре 170 К практически исчезает. При температуре отжига 600°C (см. рис. 5, *a*—*c*) небольшое температурное возгорание ФЛ наблюдается для образцов после средней и высокой доз облучения. В остальном температурная зависимость ФЛ для образцов после отжига схожая.

Наблюдаемое в пределах температур 10–40 К температурное возгорание интенсивности ФЛ для некоторых центров рекомбинации может свидетельствовать о том, что и для излучательной рекомбинации существует активационный механизм, т. е. существует энергетический барьер для излучательной рекомбинации на некоторых центрах. Подобную температурную зависимость ФЛ наблюдали от самолокализованных экситонов в нанокристаллах кремния в диэлектрическом окружении [36]. В случае экситонов это был барьер между синглетным и триплетным состояниями экситона в нанокристаллах. Природа возникновения барьера в нашем случае не ясна и требует дальнейших исследований.

Следует отметить, что анализ температурной зависимости ФЛ для узких пиков (вышеупомянутые центры X, W и W') затруднён. Широкая полоса ФЛ (скорее всего, обусловленная вкладом плотной сетки локально ограниченных вблизи траекторий ионов дислокационных дефектов) затрудняет анализ интенсивности узких пиков. Но можно наблюдать возникновение новых узких пиков ФЛ в спектрах образцов после отжигов. Анализ природы этих пиков, а также решение проблемы повышения интенсивности ФЛ и её температурной стабильности будут являться предметом дальнейших исследований.

Для практического использования желательно достичь высокой вероятности излучательной рекомбинации при комнатной температуре. Для этого необходимо оптимизировать

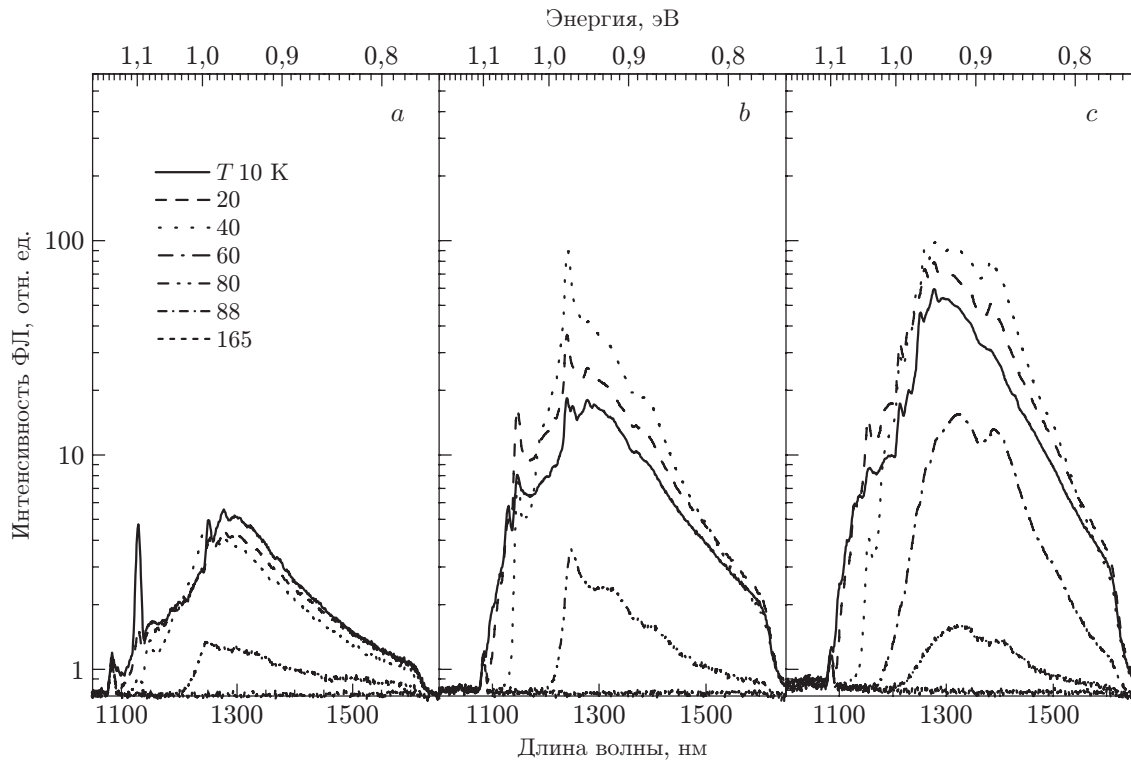


Рис. 5. Температурные зависимости спектров ФЛ кремния, облучённого ионами Хе дозами (см^{-2}): *a* — $5 \cdot 10^{10}$, *b* — $5 \cdot 10^{11}$, *c* — 10^{13} , после отжига $600 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение 1 ч в атмосфере Ar

дозы облучения и режимы последующих отжигов, а также уменьшать вклад безызлучательных переходов. Как уже отмечалось, такими безызлучательными переходами могут являться оборванные связи в облучённом кремнии. Пассивирующие обработки в водородной плазме могли бы насытить оборванные связи и повлиять на интенсивность ФЛ.

Заключение. При облучении кремния высокоэнергетичными тяжёлыми ионами ксенона (167 МэВ) видна широкая полоса ФЛ с максимумом 1,3–1,5 мкм и узкие пики ФЛ от X (1,033 эВ), W (1,018 эВ) и W' (1,0048 эВ) центров при криогенных температурах. Широкая полоса ФЛ предположительно обусловлена излучательной рекомбинацией на дислокационных дефектах. Возможно, при облучении вдоль траектории частиц формируются сетки дислокаций за счёт вводимых дефектов и нагрева, вызванного сильной ионизацией. В облучённых образцах (без отжига) с ростом дозы от $5 \cdot 10^{10}$ до 10^{13} см^{-2} происходит уменьшение интенсивности ФЛ.

Отжиг при температурах 400, 500 и $600 \text{ }^\circ\text{C}$ приводит к трансформации структуры дефектов и, следовательно, к трансформации спектров ФЛ. Была исследована температурная зависимость ФЛ для образцов после облучения и отжига. Для некоторых доз облучения обнаружено температурное возгорание ФЛ при росте температуры от 10 до 40 К. При дальнейшем росте температуры происходило температурное гашение ФЛ, сигнал сохранялся при температуре до 80 К.

Благодарность. Авторы выражают благодарность ЦКП «ВТАН» НГУ за предоставленное оборудование.

Финансирование работы. Работа выполнена по государственному заданию — Программа фундаментальных исследований Института физики полупроводников СО РАН № FWGW-2022-0011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sun C., Wade M. T., Lee Y. et al. Single-chip microprocessor that communicates directly using light // *Nature*. 2015. **528**. P. 534.
2. Margalit N., Xiang C., Bowers S. M. et al. Perspective on the future of silicon photonics and electronics // *Appl. Phys. Lett.* 2021. **118**, Iss. 22. 220501.
3. Соболев Н. А. Инженерия дефектов в имплантационной технологии кремниевых светоизлучающих структур с дислокационной люминесценцией // *ФТП*. 2010. **44**, № 1. С. 3–25.
4. Соболев Н. А., Калядин А. Е., Штельмах К. Ф., Шек Е. И. Влияние дополнительной имплантации ионов кислорода на дислокационную люминесценцию кремния, содержащего кислородные преципитаты // *ФТП*. 2021. **55**, № 10. С. 928–931.
5. Соболев Н. А., Калядин А. Е., Феклисова О. В., Якимов Е. Б. Влияние деформации сжатия и растяжения на спектр дислокационной люминесценции в кремнии // *ФТП*. 2021. **55**, № 7. С. 550–553.
6. Шкляев А. А., Латышев А. В., Ичикава М. Фотолюминесценция в области длин волн 1.5–1.6 мкм слоёв кремния с высокой концентрацией кристаллических дефектов // *ФТП*. 2010. **44**, № 4. С. 452–457.
7. Bao J., Tappa M., Kim T. et al. Point defect engineered Si sub-bandgap light-emitting diode // *Opt. Express*. 2007. **15**, N 11. P. 6727–6733.
8. Buckley S. M., Tait A. N., Moody G. et al. Optimization of photoluminescence from W centers in silicon-on-insulator // *Opt. Express*. 2020. **28**, Iss. 11. P. 16057–16072.
9. Дроздов Н. А., Патрин А. А., Ткачев В. Д. Рекомбинационное излучение на дислокациях в кремнии // *Письма в ЖЭТФ*. 1976. **23**, N 11. С. 651–653.
10. Kveder V. V., Steinman E. A., Shevchenko S. A., Grimmeiss H. G. Dislocation-related electroluminescence at room temperature in plastically deformed silicon // *Phys. Rev. B*. 1995. **51**, N 16. P. 10520–10526.
11. Kveder V., Badylevich M., Steinman E. et al. Room-temperature silicon light-emitting diodes based on dislocation luminescence // *Appl. Phys. Lett.* 2004. **84**, N 12. P. 2106–2108.
12. Fedina L. I., Gutakovskii A. K., Shamirzaev T. S. On the structure and photoluminescence of dislocations in silicon // *Journ. Appl. Phys.* 2018. **124**, Iss. 5. 053106.
13. Kirkpatrick C. G., Noonan J. R., Streetman B. G. Recombination luminescence from ion implanted silicon // *Rad. Effects*. 1976. **30**. P. 97–106.
14. Jones C. E., Johnson E. S., Compton W. D. et al. Temperature, stress, and annealing effects on the luminescence from electron-irradiated silicon // *Journ. Appl. Phys.* 1973. **44**, Iss. 12. P. 5402–5410.
15. Tkachev V. D., Schrödel C., Mudryi A. V. Annealing of lattice damage in ion implanted silicon // *Rad. Effects*. 1980. **49**. P. 133–136.
16. Yang Y., Bao J., Wang C., Aziz M. J. Sub-bandgap luminescence centers in silicon created by self-ion implantation and thermal annealing // *Appl. Phys.* 2010. **107**, N 12. 123109
17. Li C., Ouyang L., Li X. et al. Optical properties of multiple energy silicon implantation in silicon films using silicon-on-insulator targets // *Opt. Mater.* 2021. **116**. P. 111065.
18. Coffa S., Libertino S., Spinella C. Transition from small interstitial clusters to extended {311} defects in ion-implanted Si // *Appl. Phys. Lett.* 2000. **76**, N 3. P. 321–323.
19. Giri P. K. Photoluminescence signature of silicon interstitial cluster evolution from compact to extended structures in ion-implanted silicon // *Semicond. Sci. Technol.* 2005. **20**, N 6. P. 638–644.
20. Studer F., Hervieu M., Constantini J.-M., Toulemonde M. High resolution electron microscopy of tracks in solids // *Nucl. Instrum. Meth. B*. 1997. **122**, Iss. 3. P. 449–457.

21. **Комаров Ф. Ф.** Дефектообразование и трекообразовывание в твёрдых телах при облучении ионами сверхвысоких энергий // УФН. 2003. **173**, № 12. С. 1287–1318.
22. **Gupta H., Plantevin O., Vommali R. K. et al.** A study of temperature-dependent photoluminescence from as-deposited and heavy-ion-irradiated plasma-enhanced chemical vapor deposition-grown Si-rich a-SiN_x:H thin films // Phys. Status Solidi b. 2020. **257**, Iss 5. 1900378.
23. **Mangiagalli P., Levalois M., Marie P. et al.** Swift heavy ion radiation damage on high resistivity silicon // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1998. **61**, Iss. 3. P. 464–469.
24. **Черкова С. Г., Скуратов В. А., Володин В. А.** Люминесцентные свойства высокоомного кремния, облучённого тяжёлыми ионами высоких энергий // ФТП. 2019. **53**, N 11. С. 1467–1470.
25. **Davies G., Harding R., Jin T. et al.** Optical studies of ion-implantation centres in silicon // Nucl. Instrum. Meth. B. 2001. **186**. P. 1–9.
26. **Davies G., Hayama S., Murin L. et al.** Radiation damage in silicon exposed to high-energy protons // Phys. Rev. B. 2006. **73**. 165202.
27. **Черкова С. Г., Качурин Г. А., Володин В. А. и др.** Фазовое расслоение как основа формирования светоизлучающих нанокластеров кремния в пленках SiO_x при облучении быстрыми тяжёлыми ионами // Автометрия. 2014. **50**, № 3. С. 93–100.
28. **Ziegler J. F., Biersack J. P.** Stopping and range of ions in matter: SRIM, 2003. URL: <http://www.srim.org/> (дата обращения: 23.09.2022)
29. **Dean P. J., Haynes J. R., Flood W. F.** New radiative recombination processes involving neutral donors and acceptors in silicon and germanium // Phys. Rev. 1967. **161**, Iss. 3. P. 711–729.
30. **Sauer R., Weber J., Stolz J.** Dislocation-related photoluminescence in silicon // Appl. Phys. A. 1985. **36**, Iss. 1. P. 1–13.
31. **Вдовин В. И., Федина Л. И., Гутаковский А. К. и др.** Протяжённые дефекты в имплантированных кислородом слоях кремния и их люминесценция // Кристаллография. 2021. **66**, № 4. С. 586–597.
32. **Tajima M., Iwata Y., Okayama F. et al.** Deep-level photoluminescence due to dislocations and oxygen precipitates in multicrystalline Si // Journ. Appl. Phys. 2012. **111**, Iss. 11. 113523.
33. **Osmani O., Alzahr I., Peters T. et al.** Damage in crystalline silicon by swift heavy ion irradiation // Nucl. Instrum. Meth. B. 2012. **282**. P. 43–47.
34. **Chavan S. T., Dhole S. D., Bhoraskara V. N. et al.** Depth distribution of silicon-ion induced defects in crystalline silicon // Journ. Appl. Phys. 1997. **82**, Iss. 10. P. 4805–4809.
35. **Cherkova S. G., Volodin V. A., Fan Zhang et al.** Optical properties of GeO[SiO] and GeO[SiO₂] solid alloy layers grown at low temperature // Opt. Mater. 2021. **122**. 111736.
36. **Kobitski A. Yu., Zhuravlev K. S., Wagner H. P., Zahn D. R. T.** Self-trapped exciton recombination in silicon nanocrystals // Phys. Rev. B. 2001. **63**, N 11. 115423.

Поступила в редакцию 23.09.2022

После доработки 18.10.2022

Принята к публикации 08.11.2022