03,09,11,16

Влияние облучения ионами гелия средних энергий на катодолюминесцентные спектры HPHT-алмаза

© О.Ф. Вывенко[1], Д.В. Данилов[1], Н.А. Мануилова[1], Ю.В. Петров[1], В.И. Зубков[2]

[1] Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург
[2] Санкт-Петербургский электротехнический университет „ЛЭТИ“,
Санкт-Петербург

E-mail: oleg.vyvenko@spbu.ru

Поступила в Редакцию 23 июля 2026 г.
В окончательной редакции 29 сентября 2026 г.
Принята к публикации 30 сентября 2026 г.

Исследовано влияние облучения сфокусированным пучком ионов гелия с энергий 35 keV в интервале доз от 10^{11} до 10^{15} cm^{-2} на интенсивность и спектры катодолюминесценции кристаллов алмаза, выращенных при высоких давлениях и температурах. Установлено, что ионное облучение при дозах до 10^{13} cm^{-2} приводит к обратимому увеличению интенсивности люминесценции спектральных полос исходного материала и к необратимому разгоранию центров, относимых к вакансиям GR1, а также к содержащим междоузельные атомы углерода 3H и TR12.

Ключевые слова: diamond, helium ion microscope, cathodoluminescence, boron impurities, vacancies, self-interstitials, defects.

DOI: 10.61011/FTT.2026.10.64105.10418

1. Введение

Алмаз — это полупроводник со сверхширокой запрещенной зоной и с высокой теплопроводностью, который рассматривается как перспективный кандидат для создания и применения широкого круга полупроводниковых устройств нового поколения, различных сенсоров, в том числе для биологических объектов [1,2]. Как природные, так и выращенные в лабораторных условиях кристаллы алмаза всегда содержат большое количество примесных и собственных дефектов, а также их комплексов, которые обуславливают характерные спектральные полосы люминесценции (см., например, обзоры [2,3]), среди которых наибольшее внимание привлекают узкие бесфононные линии, такие как линии азотно-вакасионных комплексов (NV-центры) [4], а также собственных междоузельных дефектов (3H, TR12 центры) [5,6], которые могут быть источниками одиночных фотонов и служить сенсорами для квантовой магнетометрии [7].

Для характеризации указанных дефектов широкое распространение получил метод катодолюминесценции (КЛ, CL) в сканирующих электронных микроскопах (СЭМ, SEM), так как позволяет возбуждать излучательные переходы с энергиями вплоть до края фундаментального поглощения (около 5.5 eV). В результате многолетних и многочисленных исследований этим методом в комбинации с методами ИК-Фурье спектроскопии и электронного парамагнитного резонанса довольно надежно установлены атомные составы и строение дефектов, ответственных за многие спектральные особенности люминесценции [2,4,8,9]. Однако до сих пор происхождение и поведение некоторых спектральных полос, таких как полоса зеленого излучения (т.н. „A-полоса“) [10,11], полоса в окрестности 350 nm [2,12,13], а также многочисленных линий, относимых к междоузельным атомам углерода [7,14–18] остается предметом дискуссий.

Одним из общепринятых подходов для управления электрическими и люминесцентными свойствами алмаза и установления атомного состава люминесцентных центров является радиационное воздействие различного рода — имплантация углерода, бора, азота и других элементов, воздействие потоками нейтронов, ускоренных электронов или пассивных ионов. Для создания многих функциональных устройств требуется точный контроль создания нужных дефектов заданной плотности и локализации, как например, при сопряжении с оптическими резонаторами. Привлекательным в этом смысле является использование сфокусированных пучков легких ионов средних энергий в современных ионных микроскопах, которые обеспечивают генерацию дефектов в материале на достаточную глубину без нарушения его кристаллической структуры. Так было продемонстрировано [19,20], что облучение подходящими дозами ионов гелия с энергиями 10–40 keV с помощью гелиевого ионного микроскопа с последующим отжигом выше 600°C позволяет локально создавать области яркого свечения линий NV-центров в образцах с заведомо высокой концентрацией азота в позиции замещения. По общепринятому мнению, ионное облучение приводит к генерации вакансий, а последующий отжиг — к их миграции (с энергией активации около 2.3 eV [21]), к позициям азота с образованием искомых центров.

Вместе с тем, в результате воздействия ионами гелия при комнатной температуре в образце кроме вакансий генерируются также и собственные междоузельные атомы, которые по опубликованным данным [22] являются подвижными при таких условиях, но эволюция которых с момента их возникновения при ионном облучении до конца не выяснена во всех деталях, включая проявление всех протекающих процессов в люминесцентных свойствах образцов. Так в недавней работе [23] сразу после облучения ионами гелия с энергиями от 20 до 350 keV никаких проявлений линий междоузельных дефектов 3H и TR12 не было обнаружено и они появлялись только после отжига при температурах выше 400–500°C, но ограниченный спектральный интервал 500–600 nm не позволил проследить за поведением других дефектов, таких как вакансии по линии центра GR1.

В настоящей работе мы провели исследование влияния облучения ионами гелия в гелиевом ионном микроскопе на катодолюминесценцию наиболее чистых из доступных нам образцов алмаза в широком спектральном интервале. Было обнаружено, что люминесцентные свойства облученных областей испытывают значительные изменения во времени с момента облучения уже при комнатной температуре — вначале наблюдается значительный рост интенсивности спектров КЛ во всем спектральном диапазоне, включая появление хорошо известной линии одиночных вакансий (GR1), а затем интегральная интенсивность спектра КЛ уменьшается с появлением серии узких линий 3H и TR12, отождествляемых с содержащими междоузельные атомы дефектами.

2. Материалы и методы

Исследовался образец с плоской поверхностью (001) размерами $0.5 \times 5 \times 5$ mm, предоставленный АО „Диатек“, который был вырезан из массивного монокристалла алмаза с поперечным размером 25 mm, толщиной несколько mm и весом 167 ct (carat), выращенный на затравке при высоких давлениях и температурах (High Pressure and High Temperature, HPHT) на установках типа шестипуансонный кубический пресс. Выращивание производилось с использованием системы Fe–Al как растворителя с добавлением примеси B с концентрацией 0.05 wet.% при давлении 5 GPa и в температурном диапазоне 1350–1400 °C. Образец оптически был бесцветным и по данным ИК Фурье спектроскопии концентрация бора в нем была $\sim 5 \cdot 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Концентрация остаточного азота в точности неизвестна, но согласно информации от производителя кристалла, примененное геттерирование обеспечивало ее величину на уровне, близкому к концентрации бора. Этот образец был выбран для исследований вследствие отсутствия в нем заметных пиков NV-центра, что служило косвенным индикатором низкой концентрации азота.

Резка пластин по направлению (100) осуществлялась с помощью лазерной установки Synova DaVinci

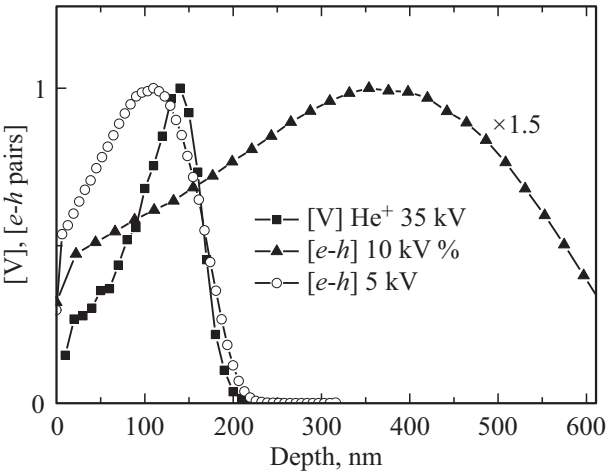


Рис. 1. Нормированное распределение по глубине относительных плотностей вакансий, генерируемых ионами гелия с энергией 35 keV (квадраты) и электронно-дырочных пар, создаваемых электронным пучком с энергиями 5 keV (пустые кружки) и 10 keV (треугольники), рассчитанных с помощью программ SRIM и CASINO. Относительные величины электронных потерь на графике для 10 keV увеличены в 1.5 раза.

Diamond Factory. Затем образцы подвергались химико-механической полировке с конечной очисткой поверхности в органических растворителях.

Люминесцентные свойства исследовались методом катодолюминесценции в установке SEM Zeiss Supra 40VP с системой регистрации Gatan Mono CL3+ в спектральном интервале 200–800 nm при ускоряющих напряжениях $U_{ac} = 5$ и 10 kV. Расчет размеров областей генерации электронно-дырочных пар был произведен с использованием программы CASINO [24].

Облучение областей размером $10 \times 10\,\mu$m проводилось в ионном гелиевом микроскопе Orion с энергией ионов 35 keV и током около 0.5 pA с суммарными флюэнсами от 10^{11} 5×10^{15} ions/cm^2 дискретно по пикселам с размером пятна ионного пучка на поверхности около 2–3 nm с шагом 10 nm, что по результатам моделирования с помощью программы SRIM [25] обеспечивало однородное распределение генерируемых ионами вакансий на глубине большей шага сканирования [26].

Результаты расчетов с помощью программ SRIM и CASINO для использованных в экспериментах параметров приведены на рис. 1. Следует отметить, что обе программы проводят вычисление в модели аморфного материала с учетом его средней табличной плотности, но без учета возможных эффектов каналирования электронов или ионов. Хотя, тем самым, эти программы и не дают точных значений глубин и профилей распределений, они позволяют сопоставить область генерации дефектов под воздействием ионов и область получаемой информации о люминесцентных свойствах в измерениях КЛ.

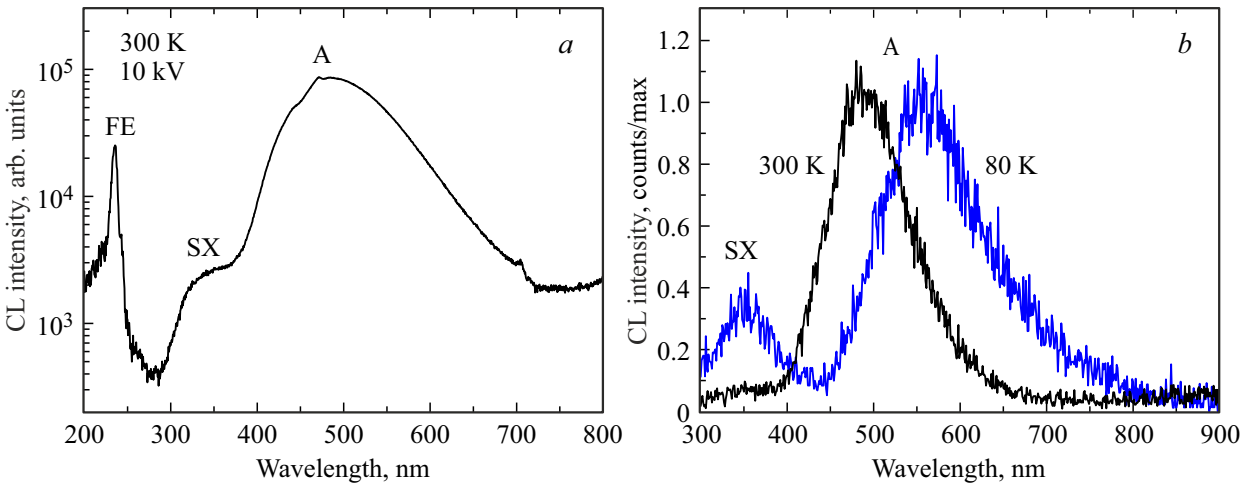


Рис. 2. Спектры КЛ исследованного образца алмаза: *a* — обзорный спектр при комнатной температуре; *b* — спектры нормированные на максимальный сигнал при комнатной и низкой температуре и снятые через фильтр, обрезающий область длин волн короче 300 nm для подавления сигнала отражения второго порядка.

Как видно из графиков на рис. 1 КЛ измерения при ускоряющем напряжении SEM $U_{ac} = 5\,\text{kV}$ хорошо передают люминесцентные свойства приповерхностного слоя, в котором сосредоточены вакансии, созданные облучением ионами гелия с энергией 35 keV, а при $U_{ac} = 10\,\text{kV}$ — значительная доля сигнала собирается с больших глубин, на которые согласно данным предыдущих исследований [27] могут мигрировать собственные междоузельные атомы от места их образования.

3. Результаты и обсуждение

Характерный спектр КЛ исследованного образца при комнатной температуре приведен на рис. 2, *a*. Как видно из рисунка, спектр состоит из наиболее интенсивной широкой люминесцентной полосы A с максимумом $\sim 475\,\text{nm}$ (2.6 eV), перекрывающейся с почти на порядок менее интенсивной полосой SX, которые образуют вместе ступеньку в интервале 330–650 nm с центром $\sim 350\,\text{nm}$ (3.5 eV), а также узкая линия свободного экситона FE при 235 nm (5.25 eV), сопровождающаяся при низких температурах ($T = 77$–$85\,\text{K}$) особенностью, связанной с фононным повторением $\sim 243\,\text{nm}$ (5.1 eV) (не приводится для краткости). При температурах ниже $T = 130\,\text{K}$ максимум полосы A смещался с 475 nm в красную сторону до 550 nm (2.26 eV), полоса SX явно разрешалась в спектре с острым максимумом $\sim 350\,\text{nm}$ и значительно возрастала по интенсивности как это видно из спектров рис. 2, *b*.

Следует отметить, что на рис. 2, *a* на полосе A заметен небольшой перегиб в районе 450 nm, который обусловлен вторым порядком дифракционной решетки монохроматора системы регистрации Gatan Mono CL3+ и который отсутствует на спектрах (рис. 2, *b*), снятых при том же положении электронного луча на образце, но с включенным в оптическую цепь фильтром, обрезающим область длин волн короче 300 nm. Вид спектра исходного образца и его поведение при различных температурах аналогичен уже описанным в литературе. Наиболее примечательный факт — это резкое красное смещение полосы A при понижении температуры. Сама полоса хорошо известна и, начиная с работы [28], приписывалась к рекомбинации донорно-акцепторных пар (DAP), но ее подобное нашему образцу температурное смещение упоминалось не во всех работах и трактуется по разному.

Так в работе [10] оно было обнаружено для образца с частично ионизованной примесью азота с концентрацией $[\text{N}^0] = 4 \cdot 10^{16}\,\text{cm}^{-3}$ и $[\text{N}^+] = 2 \cdot 10^{16}\,\text{cm}^{-3}$ и приписывалась существованием оптических переходов с возбужденного уровня бора. В работе Zhao [11] температурное смещение полосы DAP наблюдалось только в образце, где концентрация азота превышала таковую для бора, и была сделана попытка объяснить это следствием существования барьера для захвата носителей заряда на состояния азота, который обусловлен изменением атомной конфигурации окружения при изменении его зарядового состояния, хотя не исключалась возможность и другого механизма. Кроме того, авторы работы [11] предположили, что кроме обычного перехода между нейтральными азотом и бором, возможен оптический переход между отрицательным азотом и нейтральным бором с полосой излучения 3.2–3.7 eV, которая наблюдалась как в указанной работе, так и в спектрах нашего образца — полоса SX.

Для основных экспериментов были выбраны однородные по виду спектров участки, на которых можно было разместить набор из 15 квадратов размером $10 \times 10\,\mu\text{m}$, которые облучались ионами гелия с дозами от 10^{11} до $5 \cdot 10^{15}\,\text{cm}^{-2}$. Панхроматические (то есть

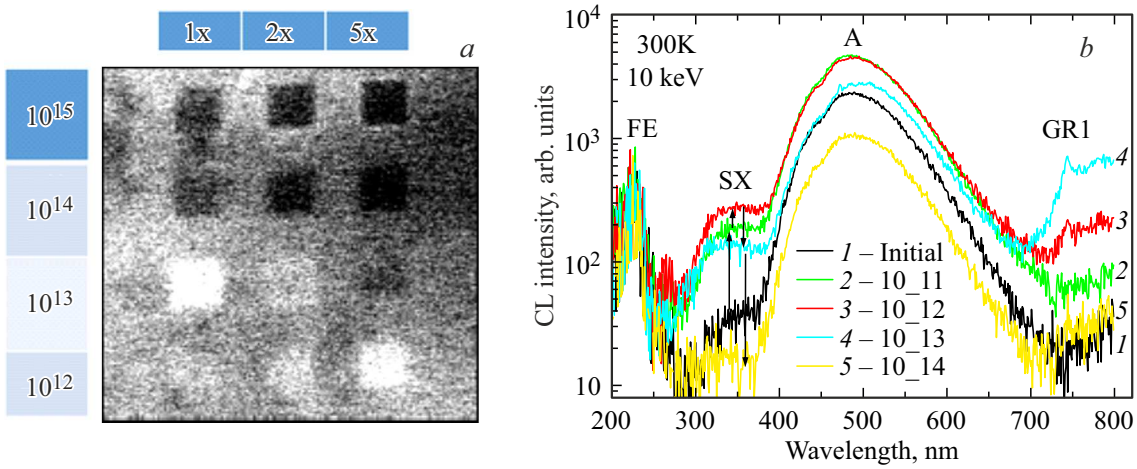


Рис. 3. *a* — панхроматическая карта КЛ квадратных областей, подвергнутых воздействию ионов гелия с энергией 35 keV с указанными дозами. Размер облучаемых квадратов 10 μm. Ряд облученных квадратов с меньшими дозами не обнаружил изменения исходной интенсивности по сравнению с фоном; *b* — спектры КЛ, полученные при $U_{ac} = 10$ keV с необлученного участка и с левого ряда квадратов после проведения облучения.

интегральные по всему измеряемому без монохроматора спектру) карты КЛ таких квадратов со схемой расположения примененных доз показаны на рис. 3, *a*. Как можно заметить из анализа карт КЛ, увеличенный по сравнению с фоном сигнал наблюдается при дозах от 10^{12} до $2 \cdot 10^{13}$ cm^{-2}. При дозах меньше 10^{12} cm^{-2} КЛ-изображения облученных квадратов были не отличимы от фона. Непосредственные измерения контрастов на самом ярком квадрате карты рис. 3, *a* показали, что интенсивность КЛ в нем была примерно в 2 раза выше среднего уровня фона.

На рис. 3, *b* приведен набор спектров КЛ, снятых при комнатной температуре с необлученного участка поверхности и с квадратов, показанных на скане рис 3, *a*, с указанными в легенде дозами. В областях, облученных дозами от 10^{11} до 10^{13} cm^{-2}, наблюдается увеличение интенсивности КЛ по сравнению с исходным в измеренном спектральном интервале для длин волн больше 300 nm. В результате ионного облучения наибольшее, семикратное усиление сигнала КЛ испытывает полоса SX, интенсивность основной полосы A в максимуме удваивается, а также появляется новая широкая полоса с длинами волн больше 700 nm, которая распространяется, по-видимому, и за пределы измеренного спектрального интервала. На фоне этой полосы отчетливо проявляется узкая линия 741 nm, соответствующая т. н. GR1-центру, или вакансии [21,29].

Следует также отметить, что заметное усиление сигнала КЛ в спектрах наблюдается при меньших дозах облучения (начиная уже с 10^{11} cm^{-2}), чем при панхроматическом сканировании образца, что может быть объяснено большими временами релаксации сигнала КЛ в сочетании с различием в длительностях получения полного скана КЛ со всех облученных квадратов, представленных на рис. 3, *a*, и снятия одного спектра, показанного на рис. 3, *b*, которые соотносятся, примерно, как 1 : 10.

При дозах 10^{14} cm^{-2} и выше интенсивности A- и SX-полос становятся несколько ниже исходных и остаются неизменными с увеличением дозы, в то время как линия вакансий GR1 гаснет, а линия свободного экситона, интенсивность которой практически сохранялась на исходном уровне при меньших дозах, сильно уменьшается. Последнее очевидно, служит свидетельством значительно возросшего темпа безызлучательной рекомбинации в области радиационного нарушения, уменьшающего время жизни и концентрацию неравновесных электронно-дырочных пар (EHP), что влияет на интенсивность всех оптических переходов через локальные уровни дефектов.

При понижении температуры измерения эффекты воздействия ионного облучения на спектры КЛ качественно не изменялись, за исключением того, что доза достижения максимального возрастания интенсивности полос SX и GR1 была несколько больше, и интенсивность SX-полосы, которая как и в исходном образце хорошо отделялась от A-полосы и становилась сопоставима с ней по интенсивности (см. рис. 4, *a*). Также, как и при комнатной температуре появление острого пика GR1 при 741 nm сопровождается длинноволновым крылом, простирающимся вплоть до 800 nm, на котором можно выделить едва различимые особенности при 760 и 785 nm, которые лучше выделялись при низких температурах (рис. 4, *b*) и которые можно отнести к колебательным модам. Как отмечалось ранее, такое крыло наблюдалось при больших уровнях возбуждения электронным лучем [30], в то время оно отсутствовало при малом оптическом уровне возбуждения [29]. Наблюдаемое при комнатной температуре усиление сигнала исходных широких полос спектральных полос оказалось имеет временный характер и по прошествии

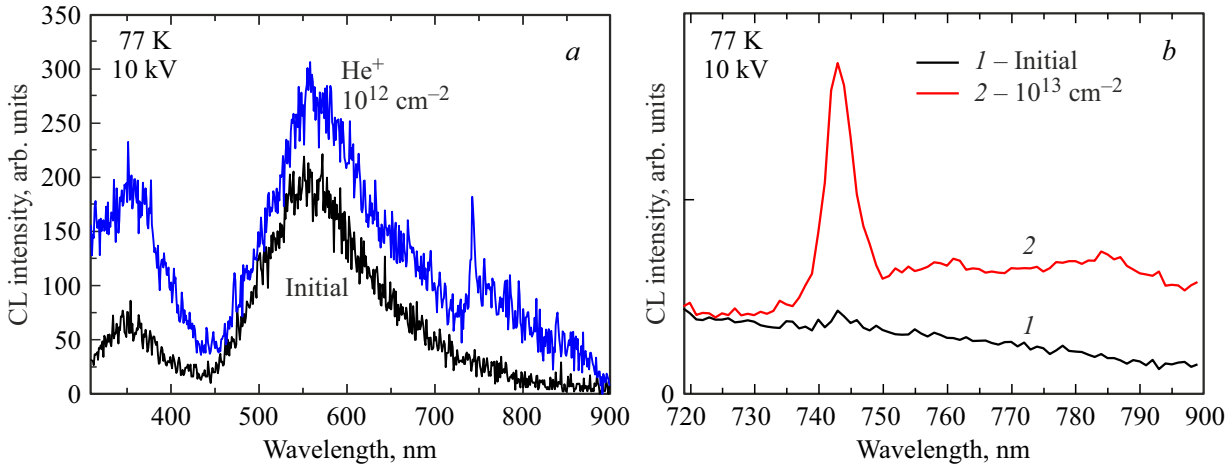


Рис. 4. Спектры КЛ при 77 K исходного и облученного ионами гелия алмаза: *a* — исходный и облученный дозой 10^{12} cm^{-2} с фильтром 300 nm; *b* — выделенная часть спектра в области GR1 пика.

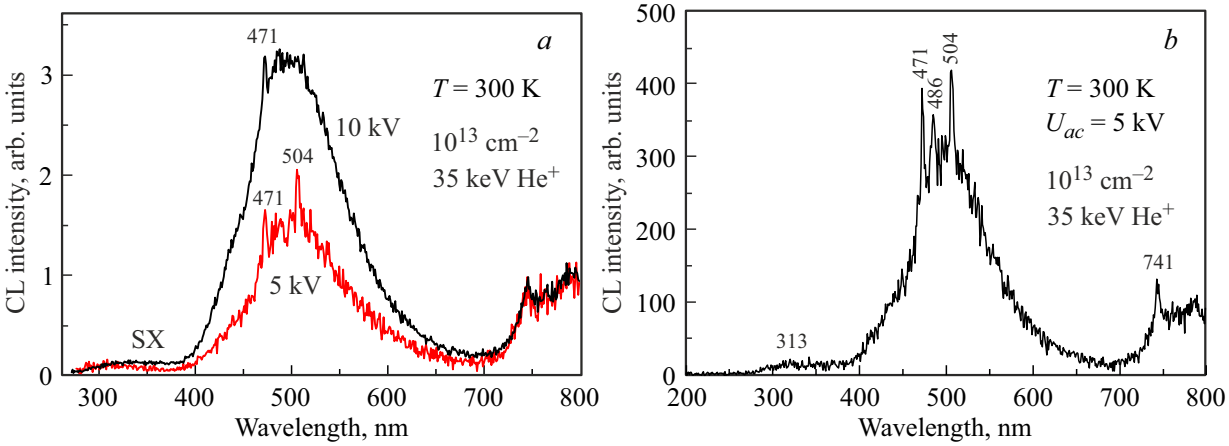


Рис. 5. Спектры КЛ алмаза при комнатной температуре с области, облученной дозой ионов гелия 10^{13} cm^{-2}: *a* — измеренные при ускоряющих напряжениях 5 и 10 kV и нормированные на сигнал пика GR1; *b* — спектр при ускоряющем напряжении 5 kV, записанный в соседней точке того же облученного квадрата.

нескольких недель их интенсивность приближалась к величине до ионного воздействия с сохранением интенсивности ионно-индуцированной полосы GR1 и других малоинтенсивных спектральных особенностей, которые возникают после ионного воздействия и которые демонстрируются на рис. 5 и будут обсуждаться отдельно.

Как это следует из расчетов распределения электронных потерь, приведенных на рис. 1 сравнение спектров, измеренных при ускоряющих напряжениях SEM 5 kV и 10 kV, позволяет выделить спектральные особенности в облученной ионами гелия приповерхностной области и в более глубоком слое. DAP, распределенные по всему объему образца, могут быть возбуждены непосредственно в слое воздействия ионного пучка при 5 kV и примерно втрое большем по толщине слое — при 10 kV без учета диффузионного растекания EHP из области генерации. Длина амбиполярной диффузии в кристаллах HPHT типа IIa по данным работы [31] может достигать 1 μm, что несомненно размывает границу области эффективной генерации неравновесных носителей заряда при 5 kV. Вместе с тем, для созданных облучением неподвижных вакансий сигнал GR1 ожидается только из ионно-облученной области и, следовательно, величина этого сигнала может служить репером для оценки области нахождения дефектов по относительной интенсивности характерных спектральных проявлений последних.

На рис. 5, *a* приведены два спектра, снятые при $U_{ac} = 5$ kV и 10 kV, которые нормированы на величину сигнала линии GR1. Из сравнения двух кривых можно выделить некоторые различия. Величина сигнала КЛ при 500 nm, соответствующая максимуму полосы A вдвое меньше при $U_{ac} = 5$ kV, чем при $U_{ac} = 10$ kV на фоне большего темпа генерации EHP электронным лучом при меньшем U_{ac}, наиболее вероятно связано со вкладом сигнала DAP из более глубоколежащего

необлученного слоя. Вместе с тем, сигнал полосы SX при длине волны 313 nm совпадает по величине для обеих кривых, но при $U_{ac} = 5$ kV заметно уменьшение интенсивности SX полосы с минимумом вблизи 370 nm по сравнению со спектром при $U_{ac} = 10$ kV. Поэтому можно предположить, что полоса SX имеет сложную структуру, состоящую перекрывающихся полос сигналов дефектов с максимумом 370 nm, обнаруженному ранее (см. работу [32]) в образцах с низкой концентрацией бора, и люминесцентным центрам с максимумом 313 nm (4 eV), который более отчетливо просматривается на спектре рис. 5, *b*, но точное положение и происхождение которого пока не ясно. Узкие пики на вершине A-полосы, которые по величине в 2–4 раза превышали уровень шума, были хорошо воспроизводимы при многократных измерениях в нескольких точках одного и того же облученного ионами гелия квадрата и были максимальны при дозе 10^{13} cm^{-2}. На спектре сигнала КЛ от облученного слоя (т. е. снятого при 5 keV) в линейном масштабе (рис. 5, *b*) наряду с линией GR1 (741 nm), связанной с вакансиями, пики хорошо выделяются и соответствуют центрам, ассоциируемым с междоузельным углеродом: TR12-центр с линиями при длинах волн 471 и 486 nm [33], а также 3H-центр при 504 nm. Соотношение интенсивностей линий TR12 и 3H несколько варьировалось от точки к точки, что является неудивительным, как это следует из анализа опубликованных работ. При облучении электронами сообщалось [27,34] о возникновении интенсивной линии 3H-центров наряду со слабой линией вакансий GR1. При облучении протонами образца CVD алмаза [33] спектр люминесценции кардинально зависел от дозы облучения — при малых дозах доминировала полоса NV-центра, а при больших она погасала и разгоралась линия 3H. Имплантация углерода [6] приводила к генерации линии TR12 471 nm с небольшой добавкой линии 3H, которая не возникала сразу после воздействия ионов гелия [23] и появлялась только в ходе последующего отжига. Столь большое многообразие результатов можно объяснить протеканием реакций между подвижными при комнатной температуре междоузельными атомами углерода, которые согласно теоретическим расчетам [35] либо образуют в одиночку гантелеобразную конфигурацию, дающую линию 3H, либо могут скапливаться в комплексы из шести атомов, ответственные за TR12 сигнал.

Кроме обнаруженных узких линий вакансий GR1 и углеродосодержащих дефектов TR12 на начальных стадиях облучения в этом исследовании была полоса в интервале длин волн 310–390 nm неизвестного происхождения, которая, как было указано выше, по-видимому, представляет собой суперпозицию по крайне мере двух полос. Это усиление резонно связать с увеличением концентрации неравновесных EHP, которое может быть вызвано уменьшением темпа безизлучательной рекомбинации, или с пассивирующим действием ионного облучения на соответствующие центры рекомбинации, к которым в большинстве прежних работ относят примесь азота. Пассивирующее действие может быть обусловлено образованием комплексов, либо изменением зарядового состояния рекомбинационно-активных центров вследствие перераспределения заряда между существующими и появившимися уровнями дефектов и может быть временным или постоянным в зависимости от стабильности образованного комплекса или времен перезарядки. Однако сделать более определенные выводы на основании имеющихся данных пока не представляется возможным.

В наших экспериментах было обнаружено, что интенсивность всех зарегистрированных линий и полос имеет максимум при дозе ионов гелия около 10^{13} cm^{-2}. Исходя из рассчитанных по SRIM числа вакансий на один ион гелия с энергией 35 keV и глубины их распределения, эта доза соответствует средней плотности как вакансий, так и междоузлий ($\sim 2 \cdot 10^{19}$ cm^{-3}), что при атомной плотности алмаза $1.76 \cdot 10^{23}$ cm^{-3} дает значение дозы $\sim 10^{-4}$ dpa, которая на два порядка ниже той, при которой согласно данным работы [36] становились заметными структурные изменения типа аморфизации, регистрируемые методом спектроскопии комбинационного рассеяния света. Падение интенсивности КЛ при дозах выше 10^{-4} dpa указывает на начальную стадию образования разупорядочных областей, которые образованы каскадами атомных смещений вдоль траекторий движениях ионов гелия.

4. Заключение

Представленные выше результаты однозначно показывают, что генерация собственных дефектов структуры в алмазе — вакансий и междоузельных атомов — при малых дозах облучения пучком ионов гелия с энергиями 35 keV приводит к изменению спектрального состава катодолюминесценции, что находится в качественном согласии с результатами прежних исследований по влиянию радиационных воздействий на оптическое поглощение и люминесценцию, берущих начало с работы 1956 года [37]. Вместе с тем, в прежних исследованиях [19,20,38] использование гелиевого ионного микроскопа было направлено на создание NV-центров, для чего образцы подвергались отжигу после облучения при температурах, обеспечивающих миграцию образованных вакансий к атомам примеси азота ($T > 600$C) и измерения производились в ограниченном спектральном интервале. В настоящей работе проведены катодолюминесцентные исследования результатов непосредственного воздействия сфокусированного пучка ионов гелия на HPHT-монокристалла алмаза, которые обнаружили обратимое возрастание интенсивности спектральных полос исходного материала наряду с необратимым появлением узких линий вакансий GR1 и дефектов междоузельного углерода 3H и TR12. Тем самым продемонстрирована возможность создания с помощью гелиевого ионного

микроскопа TR12-центров, которые благодаря уникальными магнето-оптическими характеристикам открывают перспективу создания квантовых векторных магнетометров атомарного масштаба [6,7], но для оценки возможности ее реализации необходимо проведение дальнейших исследований, включая воздействие последующих отжигов и подбор наиболее подходящих образцов.

Благодарности

Авторы признательны С.Н. Бочарову за предоставленные образцы и полезные обсуждения. Экспериментальная часть выполнена на оборудовании ресурсного центра по направлению „Нанотехнологии“ научного парка СПбГУ.

Финансирование работы

Исследование в целом проводилось в рамках проекта № FSEE-2025-0007 (ГЗ Минобрнауки РФ № 075-00003-25-00 от 25.12.2024), а исследование катодолюминесцентных свойств выполнено в РЦ „Нанотехнологии“ Научного парка СПбГУ в рамках проекта 125021702335-5.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Y. Lu, C. Lin, C. Shan. Adv. Opt. Mater. **6**, 1800359 (2018).
[2] A.M. Zaitsev, A.A. Melnikov, A.V. Denisenko, V.S. Varichenko, R. Job, W.R. Fahrner. Mater. Res. Soc. Symp. Proc. **416**, 113 (1995).
[3] B.L. Green, A.T. Collins, C.M. Breeding. Rev. Mineral. Geochem. **88**, 637 (2022).
[4] R. Schirhagl, K. Chang, M. Loretz, C.L. Degen. Annu. Rev. Phys. Chem. **65**, 83 (2014).
[5] J. Walker. J. Phys. C: Solid State Phys. **10**, 3031 (1977).
[6] X. Chai, H. Liang, C. Yang, V.X. Ho, E.J. Teo, Z. Pastuovic, A. Bettiol. Adv. Opt. Mater. **13**, 2500397 (2025).
[7] J. Foglszinger, A. Denisenko, T. Kornher, M. Schreck, W. Knolle, B. Yavkin, R. Kolesov, J. Wrachtrup. Npj Quantum Inf. **8**, 65 (2022).
[8] A.M. Zaitsev. Phys. Rev. B **61**, 12909 (2000).
[9] A.T. Collins. Diam. Relat. Mater. **9**, 417 (2000).
[10] P. Ščajev, L. Trinkler, B. Berzina, E. Ivakin, K. Jarašiūnas. Diam. Relat. Mater. **36**, 35 (2013).
[11] J. Zhao, B.L. Green, B.G. Breeze, M.E. Newton. Phys. Rev. B **108**, 165203 (2023).
[12] E.I. Lipatov, S.M. Avdeev, V.F. Tarasenko. J. Lumin. **130**, 2106 (2010).
[13] J.F. Prins. Mater. Res. Innov. **1**, 243 (1998).
[14] I.I. Vlasov, R.A. Khmelnitskii, A.V. Khomich, V.G. Ralchenko, W. Wenseleers, E. Goovaerts. Phys. Status Solidi A **199**, 103 (2003).
[15] B. Naydenov, R. Kolesov, A. Batalov, J. Meijer, S. Pezzagna, D. Rogalla, F. Jelezko, J. Wrachtrup. Appl. Phys. Lett. **95**, 181109 (2009).
[16] S. Eaton-Magaña, T. Ardon. Diam. Relat. Mater. **69**, 86 (2016).
[17] E. Vasilev, I. Klepikov, R. Isakov, A. Koliadin, V. Vins. Diam. Relat. Mater. **164**, 113584 (2026).
[18] G. Davies, B. Campbell, A. Mainwood, M. Newton, M. Watkins, H. Kanda, T.R. Anthony. Phys. Status Solidi A **186**, 187 (2001).
[19] Z. Huang, W.-D. Li, C. Santori, V.M. Acosta, A. Faraon, T. Ishikawa, W. Wu, D. Winston, R.S. Williams, R.G. Beausoleil. Appl. Phys. Lett. **103**, 081906 (2013).
[20] D. McCloskey, D. Fox, N. O'Hara, V. Usov, D. Scanlan, N. McEvoy, G.S. Duesberg, G.L. W. Cross, H.Z. Zhang, J.F. Donegan. Appl. Phys. Lett. **104**, 031109 (2014).
[21] G. Davies, S.C. Lawson, A.T. Collins, A. Mainwood, S. J. Sharp. Phys. Rev. B **46**, 13157 (1992).
[22] M.E. Newton, B.A. Campbell, D.J. Twitchen, J.M. Baker, T.R. Anthony. Diam. Relat. Mater. **11**, 618 (2002).
[23] A.A. Khomich, A. Popovich, A.V. Khomich. Materials **17**, 5168 (2024).
[24] D. Drouin, A.R. Couture, D. Joly, X. Tastet, V. Aimez, R. Gauvin. Scanning **29**, *3*, 92 (2007).
[25] J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B: Beam Interact. Mater. At. **268**, 1818 (2010).
[26] Yu.V. Petrov, O.F. Vyvenko, O.A. Gogina, T.V. Sharov, S. Kovalchuk, K. Bolotin. Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. **87**, 1423 (2023).
[27] J.W. Steeds, T.J. Davis, S.J. Charles, J.M. Hayes, J.E. Butler. Diam. Relat. Mater. **8**, 1847 (1999).
[28] P.J. Dean. Phys. Rev. **139**, A588 (1965).
[29] P. Grivickas, P. Ščajev, N. Kazuchits, S. Lastovskii, L.F. Voss, A.M. Conway, A. Mazanik, O. Korolik, V. Bikbajevas, V. Grivickas. Appl. Phys. Lett. **117**, 242103 (2020).
[30] A.T. Collins. Diam. Relat. Mater. **1**, 457 (1992).
[31] T. Malinauskas, K. Jarasiunas, E. Ivakin, V. Ralchenko, A. Gontar, S. Ivakhnenko. Diam. Relat. Mater. **17**, 1212 (2008).
[32] В.А. Кравец, И.В. Клепиков, Е.А. Васильев. Оптика и Спектроскопия **133**, 158 (2025).
[33] C. Manfredotti, S. Calusi, A. Lo Giudice, L. Giuntini, M. Massi, P. Olivero, A.Re. Diam. Relat. Mater. **19**, 854 (2010).
[34] J.W. Steeds, S. Charles, T.J. Davis, A. Gilmore, J. Hayes, D. Pickard, J.E. Butler. Diam. Relat. Mater. **8**, 94 (1999).
[35] J.P. Goss, B.J. Coomer, R. Jones, T.D. Shaw, P.R. Briddon, M. Rayson, S. Öberg. Phys. Rev. B **63**, 195208 (2001).
[36] M. Chen. (n.d.).
[37] C.D. Clark, R.W. Ditchburn, H.B. Dyer. Proc. R. Soc. A. Math. Phys. Sci. **237**, 75 (1956).
[38] A. Berzins, H. Grube, E. Sprugis, G. Vaivars, I. Fescenko, Nanomaterials **12**, 2234 (2022).

Редактор А.Н. Смирнов