

ДИОДНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ НА УСТАНОВКЕ “ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА”

© 2019 г. Е. И. Пинженин^{a,*}, В. В. Максимов^{a,b,**}, И. Б. Чистохин^{c,***}

^a Институт ядерной физики им Г.И. Будкера СО РАН
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

^b Новосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

^c Институт физики полупроводников СО РАН
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

*e-mail: e.i.pinzhenin@inp.nsk.su

**e-mail: v.v.maximov@inp.nsk.su

***e-mail: igor@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию 25.05.2018 г.

После доработки 28.05.2018 г.

Принята к публикации 13.09.2018 г.

Описана многоканальная диагностика атомов перезарядки, созданная на установке “Газодинамическая ловушка” (ГДЛ) для изучения быстрых ионов с энергиями термоядерного диапазона, возникающих при мощной атомарной инжекции. Созданы две детектирующие системы, работающие по принципу камеры-обскуры, для наблюдения радиального распределения эмиссии атомов перезарядки. В качестве чувствительных элементов используются полупроводниковые фотодиоды AXUV16ELG, а также экспериментальные диоды, разработанные в Институте физики полупроводников СО РАН и способные работать в режиме с лавинным усилением. Диагностика позволяет изучать в динамике процессы накопления и удержания быстрых частиц, в частности, исследовать процессы, связанные с магнитогидродинамической активностью плазмы горячих ионов в режимах с высоким относительным давлением.

DOI: 10.1134/S0032816219020150

ВВЕДЕНИЕ

Одной из главных задач исследований на установке “Газодинамическая ловушка” (ГДЛ) в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера является удержание горячих ионов с энергиями термоядерного диапазона, которые образуются в результате мощной атомарной инжекции в плазму, удерживаемую в газодинамическом режиме. Установка ГДЛ (рис. 1) является магнитной ловушкой открытого типа с линейной осесимметричной конфигурацией [1]. Особенностью ГДЛ является наличие интенсивного потока нейтральных атомов с энергиями в диапазоне 1–25 кэВ, которые возникают в результате перезарядки горячих ионов и покидают плазму. Это обстоятельство дает возможность создать информативную диагностику, позволяющую исследовать плазму горячих ионов по нейтралам перезарядки, что и является основной целью настоящей работы.

Для регистрации быстрых нейтральных частиц использовались фотодиоды с тонким мертвым слоем, способные регистрировать атомы с энер-

гией от 1 кэВ. Созданы две камеры-обскуры для изучения радиального распределения эмиссии атомов перезарядки из плазмы ГДЛ: в центре ловушки установлена камера на основе диодов AXUV16ELG (16 каналов) [2], а в области с максимальной плотностью горячих ионов – камера на основе экспериментальных лавинных диодов (9 каналов), которые были разработаны и изготовлены в Институте физики полупроводников СО РАН [3]. Диагностика позволяет наблюдать процессы накопления и удержания горячих ионов в течение плазменного разряда в режиме с атомарной инжекцией, а также изучать процессы, связанные с магнитогидродинамической (м.г.д.) активностью горячей плазмы: желобковыми [4] и акустическими [5] модами.

Ниже кратко описана установка ГДЛ и ее основные характеристики. Приведено описание детектора атомов перезарядки на основе диодов AXUV16ELG, а также детектора атомов перезарядки на основе экспериментальных лавинных диодов с тонким мертвым слоем (Avalanche Photo Diode – APD), способных работать в режиме ла-

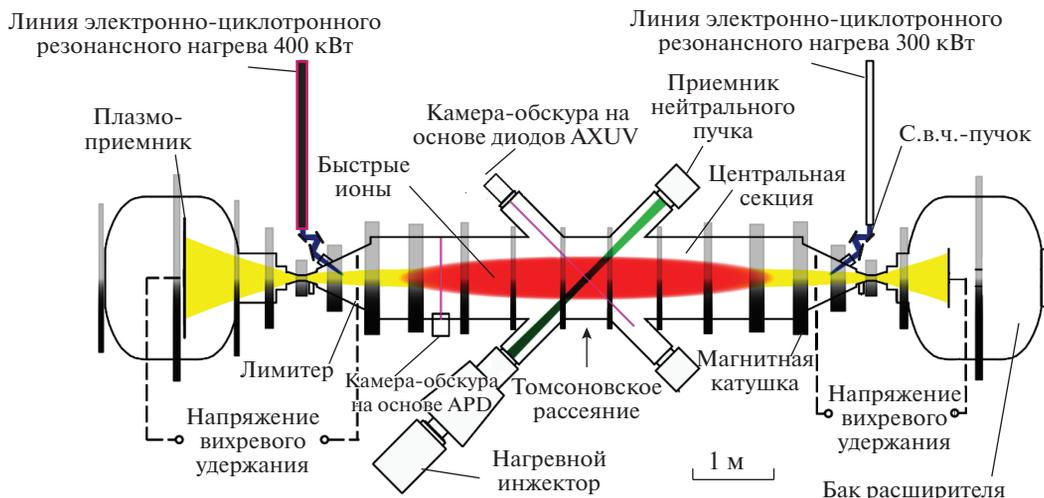


Рис. 1. Схема газодинамической ловушки.

винного усиления. Приведены первые результаты применения разработанной аппаратуры в экспериментах на ГДЛ, в частности, показано, что поток атомов перезарядки модулирован с частотой, соответствующей частоте дифференциального вращения плазмы.

Обсуждаются возможности повышения чувствительности экспериментальных диодов за счет перехода в режим работы с внутренним лавинным усилением.

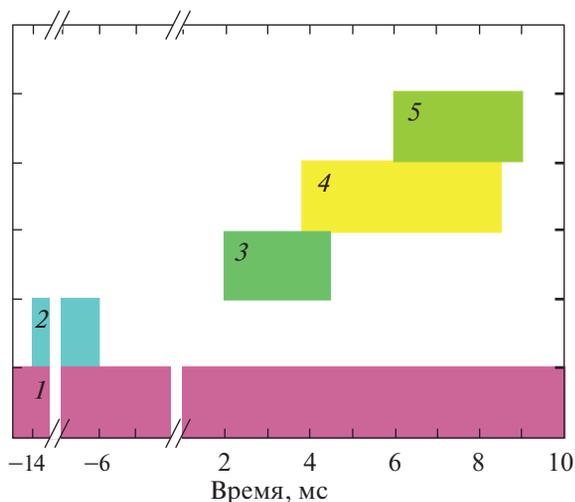


Рис. 2. Временная диаграмма работы систем создания и нагрева плазмы: 1 – остающееся практически постоянным в течение плазменного эксперимента магнитное поле, время полупериода LC-контура ~ 100 мс; 2 – интервал времени напуска дейтерия в gas box; 3 – интервал времени (2–4 мс), в котором создавалась плазма с помощью с.в.ч.-пробоя в газе; 4 – работа системы атомарной инжекции (начиная с 3.8 мс); 5 – работа нагревного гиротрона (начиная с 6 мс).

УСТАНОВКА ГДЛ

Газодинамическая ловушка – это осесимметричная магнитная система с полем до 3.7 кГс в центральной плоскости и пробочным отношением до 100. В рассматриваемых экспериментах для создания и поддержания мишени плазмы газ импульсно подается в gas-box (кольцевой объем вблизи пробочных катушек), откуда постепенно поступает в камеру через маленькие отверстия. Для начального пробоя и формирования первоначальной плазмы используется с.в.ч.-генератор мощностью 400 Вт [6]. Атомарная инжекция осуществляется в центральной плоскости под углом 45° к оси установки. Общая мощность восьми инжекторных модулей составляет 5 МВт, длительность импульса – 5 мс, энергия – 25 кэВ. Захваченные быстрые частицы удерживаются в адиабатическом режиме и совершают баунс-колебания между точками остановки, где магнитное поле имеет удвоенное значение по сравнению с полем в центральной плоскости.

Быстрые ионы (их еще называют горячими или “плещущимися”) накапливаются и постепенно отдают свою энергию электронам. Средняя энергия быстрых ионов ~ 10 кэВ. Температура мишени плазмы повышается до 250 эВ при плотности $\sim 10^{13}$ см $^{-3}$. Мишени плазма имеет максвелловскую (изотропную в пространстве скоростей) функцию распределения и удерживается в газодинамическом режиме. Применение дополнительного с.в.ч.-нагрева позволяет повысить ее температуру до ~ 1 кэВ [7]. Временная последовательность работы установки приведена на рис. 2.

Угловая функция распределения быстрых частиц определяется начальным угловым разбросом атомарных инжекторов ($\sim 5^\circ$) и рассеянием на

ионах мишенной плазмы. Так как время торможения ионов на электронах меньше времени рассеивания на ионах, функция распределения быстрых частиц в пространстве скоростей остается анизотропной, а пространственный профиль имеет пики вблизи точек остановки в течение всего эксперимента.

Стабилизация м.г.д.-активности плазмы в режимах с максимальными параметрами осуществляется путем создания слоя дифференциального вращения на периферии плазмы подачей разности потенциалов между торцевыми плазмоприемниками и лимитерами [4]. Накопление значительного количества быстрых ионов приводит к возникновению микронеустойчивостей, что может сопровождаться изменением функции распределения: например, экспериментально зарегистрирована альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость, которая, однако, не приводит к значительной потере быстрых частиц [8]. Помимо этого, с помощью описываемой диагностики атомов перезарядки можно изучать следующие, важные для термоядерной установки на основе открытой магнитной системы эффекты: изменение пространственного профиля плотности быстрых ионов вследствие вытеснения магнитного поля в режимах с $\beta \sim 1$ [9]; экспериментально зафиксированное на ГДЛ радиальное сжатие пространственного профиля ионов быстрой компоненты [10].

В течение эксперимента некоторая часть быстрых ионов вновь перезарядается в результате столкновений с нейтральными атомами плазмы, и полученные быстрые атомы вылетают из плазмы. У таких частиц энергия и направление остаются практически прежними, и они могут быть использованы для диагностики быстрой компоненты. Плотность потока быстрых атомов из единичного объема плазмы пропорциональна концентрации нейтральных частиц, на которых происходит перезарядка. Это могут быть частицы остаточного газа, концентрация которого в плазме определяется по результатам моделирования, либо может использоваться “искусственная” мишень, когда в плазму инжектируется специальный диагностический пучок нейтральных атомов. Применение “искусственной” мишени позволяет проводить локальные измерения.

На ГДЛ ранее применялись электростатические анализаторы энергии для изучения функции распределения быстрых частиц (по углам и энергиям) [1, 11]. В качестве регистрирующего элемента в анализаторах применяются микроканальные пластины с набором коллекторов. Пространственную информацию при этом можно получить путем перенастройки анализатора на различные точки вылета частиц по серии “выстрелов”, что делает невозможным наблюдение

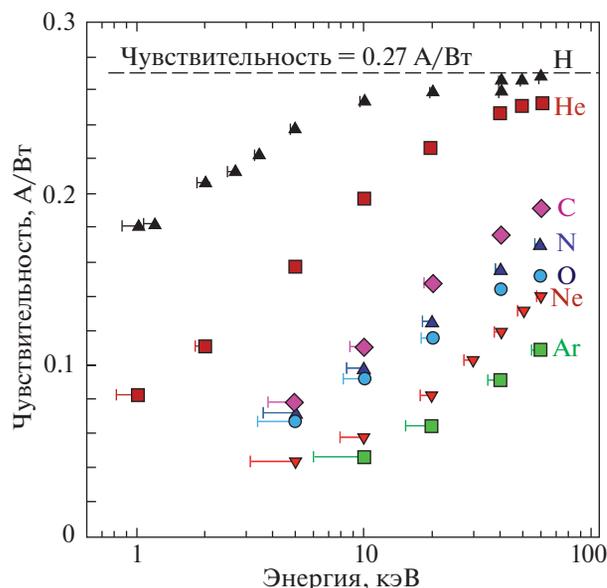


Рис. 3. Чувствительность диодов AXUV к протонам и ионам [2].

неповторяющихся эффектов. Обсуждаемая в работе диагностика позволяет дополнить эти данные интегральными измерениями без сепарации по энергиям, но с пространственным и временным разрешением за один “выстрел”.

КАМЕРА-ОБСКУРА НА ОСНОВЕ ДИОДОВ AXUV16ELG

Диоды AXUV чувствительны к электромагнитному излучению в широком диапазоне энергий — от ~ 1 эВ до нескольких килоэлектронвольт (рис. 3 [2]). Кроме того, они чувствительны к потокам атомов с энергией ≥ 1 кэВ (рис. 4 [2]) благодаря тонкому “мертвому” слою (~ 10 нм) *p*-типа. Такая конструкция позволяет использовать детекторы AXUV на больших и средних токамаках для исследования радиационных потерь плазмы (см., например, [12]). В этих исследованиях стараются исключить влияние быстрых частиц на измерения, например, методом фильтров [13]. В описываемой работе использовалась чувствительность диодов AXUV именно к потокам частиц — атомов водорода и дейтерия с энергией от 1 до 25 кэВ.

Детектор выполнен на основе однокоординатной камеры-обскуры с входным отверстием диаметром ~ 0.3 мм. В качестве чувствительного элемента использован 16-канальный детектор AXUV16ELG [2]. Детектор расположен вблизи центра установки (см. рис. 1), на расстоянии 139 см от оси плазмы и под углом 45° к оси установки (соответствует питч-углу быстрых частиц). Вдоль оси ГДЛ область наблюдения составляет 7 см. На-

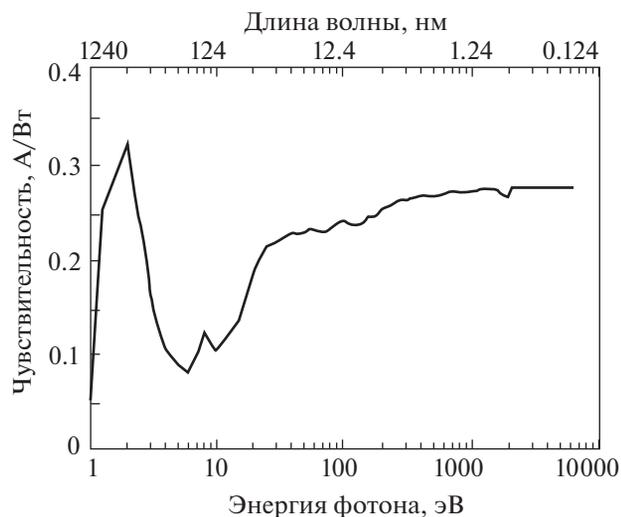


Рис. 4. Чувствительность диодов AXUV к оптическому и ультрафиолетовому излучению [2].

блюдение проводится по хордам. Пространственное разрешение поперек плазменного столба составляет 3.1 см. В диагностике применяются трансимпедансные усилители с коэффициентом усиления $2 \cdot 10^5$ В/А и полосой 100 кГц. Регистрация проводится с помощью 12-разрядного 1-МГц аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.).

Центр ГДЛ выбран для размещения детектора атомов перезарядки по следующим соображениям. Во-первых, вблизи центральной плоскости ГДЛ (рис. 1) ведется атомарная инжекция, при этом возникает “активная” мишень, на которой идет перезарядка ионов, причем свойства этой мишени примерно постоянны во времени. Во-вторых, в центральной плоскости разброс быстрых частиц по питч-углам минимален (все частицы имеют питч-угол, близкий к 45°), поэтому поток атомов перезарядки в детектор максимален.

На рис. 5а показано поперечное распределение интенсивности эмиссии атомов перезарядки, усредненное по временному интервалу от 6 до 7 мс. Максимум сигнала смещен на 5 см к периферии, в сторону, соответствующую направлению ларморовского вращения быстрых частиц (ларморовский радиус дейтона с энергией инжекции 25 кэВ в центре ГДЛ составляет 4.6 см). Несимметричный профиль свидетельствует о том, что сигнал в основном определяется быстрыми нейтральными атомами.

Для определения вклада оптического излучения в измеряемый сигнал входное отверстие камеры было закрыто кристаллом LiF толщиной 4 мм. Кристалл имеет широкий спектральный диапазон прозрачности (от 116 нм до 7 мкм), что дает возможность регистрировать большую часть из-

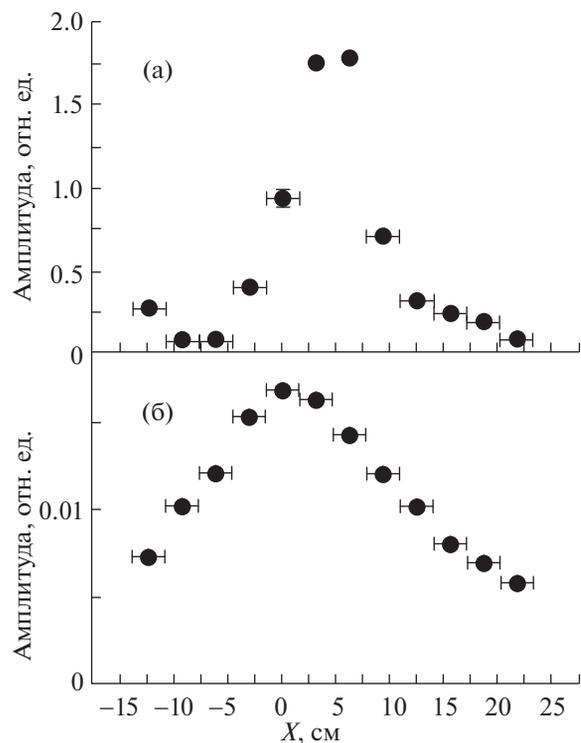


Рис. 5. Поперечное распределение: а – перезарядных потерь быстрых атомов из центра ГДЛ; б – оптического излучения плазмы в центре ГДЛ. Данные усреднены по временному интервалу от 6 до 7 мс.

лучения плазмы. Однако использование кристалла привело к полному исчезновению сигнала от плазмы.

Для оценки уменьшения интенсивности сигнала площадь входного отверстия была увеличена примерно в 150 раз (отверстие диаметром ~ 0.3 мм было заменено на щель размером 1×10 мм). На рис. 5б приведен сигнал с камеры-обскуры с LiF-фильтром. Зарегистрировано излучение плазмы, которое было симметрично, а радиус плазмы составлял 15 см. Сигнал усреднялся по временному интервалу 1 мс (от 6 до 7 мс). Радиальный профиль плазмы в разные моменты времени в одном “выстреле” не изменялся.

В этом опыте с учетом изменения площади входного отверстия было получено, что вклад быстрых частиц в измеряемый сигнал на 4 порядка больше, чем вклад оптического излучения. Оценка вклада излучения с длинами волн короче 100 нм (тормозного и рекомбинационного) для плазмы ГДЛ с $Z_{eff} \sim 1$ показывает, что мощность такого излучения незначительна. Таким образом, данная диагностика позволяет изучать плазму ГДЛ по атомам перезарядки.

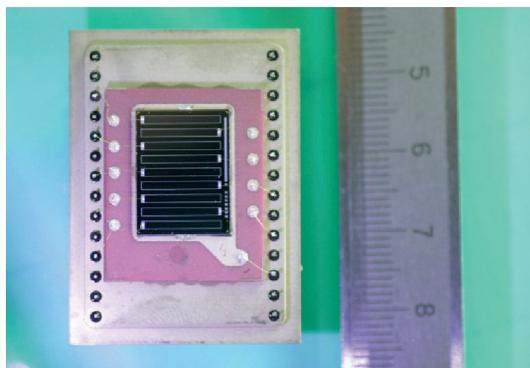


Рис. 6. Фотография детектора, состоящего из линейки девяти лавинных диодов, изготовленных на одном кристалле и размещенных на керамическом основании в металлостеклянном корпусе.

ДЕТЕКТОР НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЛАВИННЫХ ДИОДОВ

Во второй камере-обскуре установлен кремниевый чип из девяти экспериментальных лавинных диодов (9 каналов) на одном кристалле (рис. 6), который смонтирован на керамическом основании и в металлостеклянном корпусе, что позволяет использовать детектор в вакууме.

Основой отдельного элемента детектора ядерных излучений является модернизированный лавинный диод с глубокой слаболегированной диффузионной p -областью и наличием латеральных и глубоководзалегающих протяженных охранных переходов (Junction Termination Extension – JTE в зарубежной литературе) с пониженной концентрацией примеси бора по отношению к сильнолегированной контактной области p^+ и основному переходу [3]. Поперечный разрез двух лавинных диодов представлен на рис. 7 (p^+ и p^- обозначают относительную степень легирования бором). Для изготовления линейчатых массивов детекторов использовались пластины кремния n -типа с удельным сопротивлением $7.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и ориентацией (100).

Размеры активной площадки отдельного лавинного диода составляют $1 \times 9 \text{ мм}$. На кристалле расположено 9 диодов с расстоянием между ними 500 мкм . Для создания контактного сильнолегированного “мертвого” слоя p^+ сверхмалой толщины (80 нм) использовалась технология молекулярно-лучевой эпитаксии.

Охранные переходы состоят из двух областей (размером 300 и 200 мкм), в которых концентрация бора относительно активной области фотодиода составляют 80% и 50% соответственно. Для уменьшения токов утечки вблизи поверхности по периферии кристалла дополнительно созданы

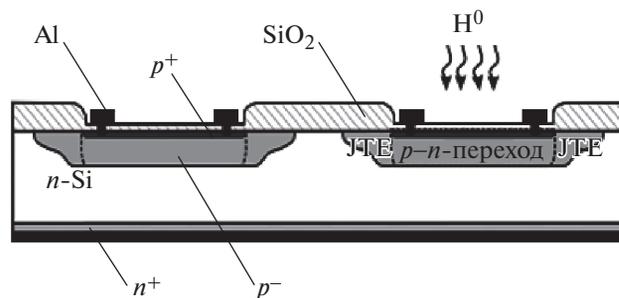


Рис. 7. Поперечная схема двух элементов линейки лавинных диодов.

два охранных кольца. Размеры кристалла составляют $15.7 \times 11.4 \text{ мм}$.

При малых напряжениях смещения (меньше 300 В) диоды работают в режиме обычного фотодиода. При больших напряжениях смещения (около 500 В) в лавинном диоде носители заряда, образованные за счет торможения частиц или поглощения излучения, приобретают в сильном электрическом поле p - n -перехода (более 10^5 В/см) энергию, достаточную для ударной ионизации атомов решетки, и создают на своем пути вторичные носители заряда. В результате происходит лавинное усиление сигнала.

Для изучения и контроля чувствительности экспериментальных диодов к ионам и атомам водорода с энергией от нескольких килоэлектронвольт был сконструирован стенд, основной частью которого является источник протонов с энергией от 2 до 20 кэВ , плотностью тока 0.1 – 1 мкА/см^2 , длительностью импульса 1 – 10 мс . В экспериментах на стенде чувствительность лавинных диодов определялась сравнением с известной характеристикой фотодиода AXUV HE1 [2]. Оба диода облучались пучком протонов с одинаковыми плотностью потока частиц и геометрическими размерами пучка с заданной энергией.

Результаты эксперимента в режиме работы без лавинного усиления (напряжение смещения 50 В), представленные на рис. 8, показывают высокую чувствительность при регистрации потока частиц во всем необходимом для экспериментов на ГДЛ диапазоне энергий. В среднем чувствительность экспериментального диода примерно в два раза ниже, чем у диодов AXUV. На этом же стенде был исследован эффект лавинного усиления при регистрации частиц (обсуждается в последнем разделе данной статьи). В лавинном режиме чувствительность диода значительно повышается.

Щель второй однокоординатной камеры-обскуры, расположенной вблизи точки остановки (см. рис. 1), ориентирована вдоль оси плазмы и имеет размеры $0.3 \times 10 \text{ мм}$. Детектор расположен на расстоянии 49 см от оси плазмы. Наблюдение

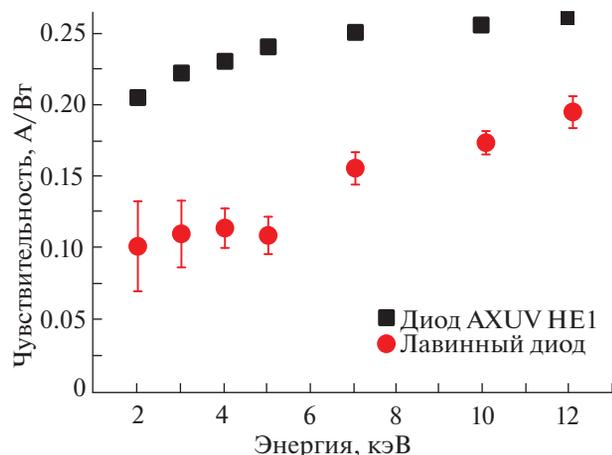


Рис. 8. Чувствительность экспериментального лавинного диода (APD) к потокам протонов с энергией от 2 до 12 кэВ в сравнении с известной характеристикой диода (IRD) AXUV HE1. Экспериментальный диод работал в режиме без лавинного усиления при напряжении смещения 50 В.

проводится по хордам. Пространственное разрешение по радиусу составляет 2.5 см. Перезарядка идет на остаточном газе, плотность которого в центре плазмы меньше, чем на периферии.

На начальной стадии эксперимента, до начала атомарной инжекции, диоды камеры регистрируют оптическое излучение плазмы. Усредненные за период с 2.5 до 3.5 мс данные приведены на рис. 9а. Максимум излучения ожидаемо находится на оси симметрии плазменного столба.

При накоплении быстрых частиц характер распределения существенно изменяется. Соответствующее распределение, усредненное по интервалу 6–7 мс, приведено на рис. 9б. Максимум сигнала смещен к периферии в соответствии с направлением вращения быстрых частиц (вблизи точки остановки ларморовский радиус дейтона со средней энергией ~ 10 кэВ равен 3 см). Сильная асимметрия указывает на преимущественный вклад в сигнал покидающих плазму перезарядных атомов.

Применение расчетных значений распределения плотности нейтральных атомов в плазме по результатам численного моделирования процессов в ГДЛ должно позволить измерить пространственное распределение ларморовских центров быстрых ионов. Однако более подходящим решением является использование искусственной мишени. В качестве источника пучка для “искусственной” мишени будет использоваться инжектор нейтральных атомов RFX-DNBI [14] со следующими параметрами: энергия инжекции 50 кэВ, ток нейтральных атомов 5 экв.А, радиус пучка в фокусе 2 см, расходимость 0.5° . Такой инжектор размещается вблизи точки остановки быстрых частиц. Пучок инжектируется поперек линии наблюде-

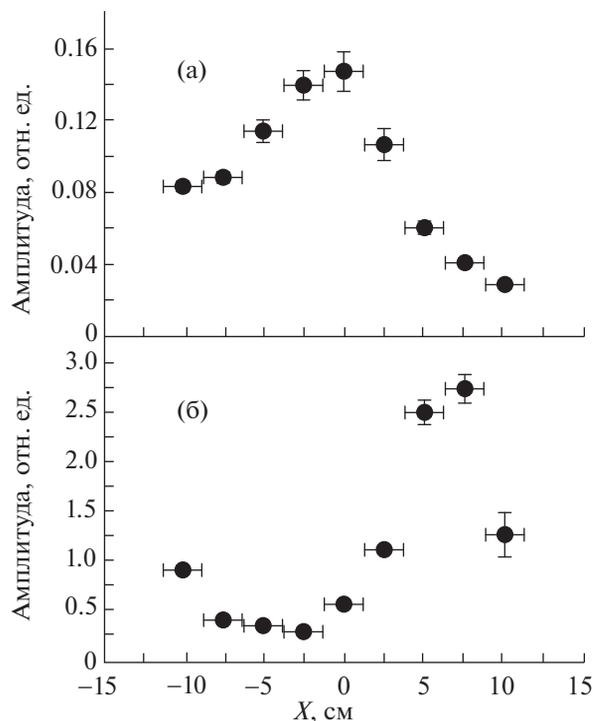


Рис. 9. Поперечное распределение: а – оптического излучения предварительно созданной гиротроном плазмы; б – эмиссии атомов перезарядки вблизи точки остановки. Данные усреднены по временному интервалу от 6 до 7 мс.

ния камерой-обскурной, ослабление пучка в плазме составляет 15%. Такой подход позволит провести локальные измерения радиального распределения быстрых частиц с известным распределением газа, на котором идет перезарядка быстрых частиц.

НАБЛЮДЕНИЕ М.Г.Д.-АКТИВНОСТИ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ

Сигнал с диодов на обеих камерах позволяет изучать м.г.д.-неустойчивости и колебания плазмы. На рис. 10 представлены данные измерений с камеры вблизи точки остановки (рис. 10а) и с камеры в центре (рис. 10б), а также сигнал диамагнетизма быстрых частиц (пропорционален суммарной энергии популяции быстрых частиц) и временная диаграмма работы систем нагрева плазмы (рис. 10в). Согласно рис. 10в, практически одновременно с началом работы нагревающей плазму гиротрона наблюдаются колебания сигналов с обеих камер с частотой ~ 10 кГц (от 6 до 7 мс).

Такая частота соответствует частоте дифференциального вращения плазмы, и она наблюдается также на азимутальной сборке магнитных зондов, окружающих плазму в области остановки

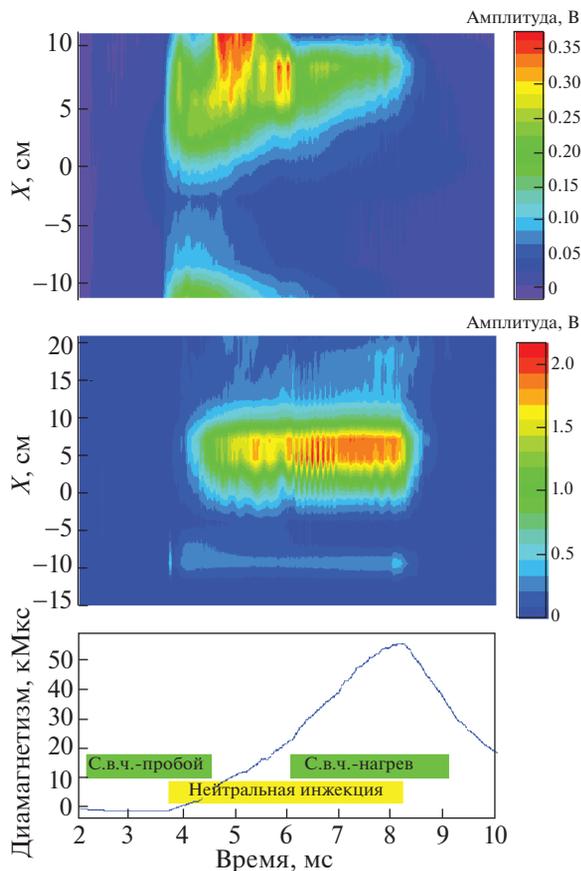


Рис. 10. Сигнал: **а** – с камеры-обскуры на основе линейки экспериментальных диодов вблизи точки останова; **б** – с камеры-обскуры на основе диодов AXUV в центре ГДЛ; **в** – диамагнетизм плазмы. Дополнительно на графике приведены времена работы: гиротрона, создающего плазму, атомарных инжекторов и нагревного гиротрона.

горячих ионов [15]. Начиная с момента времени ~ 7 мс амплитуда низкочастотных колебаний с частотой 10 кГц сильно уменьшается как на детекторах атомов перезарядки, так и на магнитных зондах. В это время на высокочастотных зондах [16] появляются колебания с частотой ~ 30 МГц. На мониторах атомов перезарядки в это время исчезают флуктуации сигнала.

Диагностика на основе диодов может иметь временное разрешение более 100 нс, поэтому одним из путей запланированной модернизации диагностики является применение усилителей и а.ц.п. с полосой до нескольких мегагерц.

СВОЙСТВА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДИОДОВ В РЕЖИМАХ С ЛАВИННЫМ УСИЛЕНИЕМ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ

Работа диодов экспериментальной линейки в лавинном режиме потребовала дополнительного изучения их свойств. Для каждого диода зарегистрированы зависимости темного тока от напряжения смещения. Полученные зависимости значительно различаются. Ток диода более 1 мкА приводит к деградации детектора, и соответствующее напряжение является максимальным рабочим. Увеличение обратного тока может быть связано с накоплением дефектов в кристалле диода или в области контакта кремния и оксида кремния: увеличение утечек может происходить как по поверхности кристалла, так и через $p-n$ -переход.

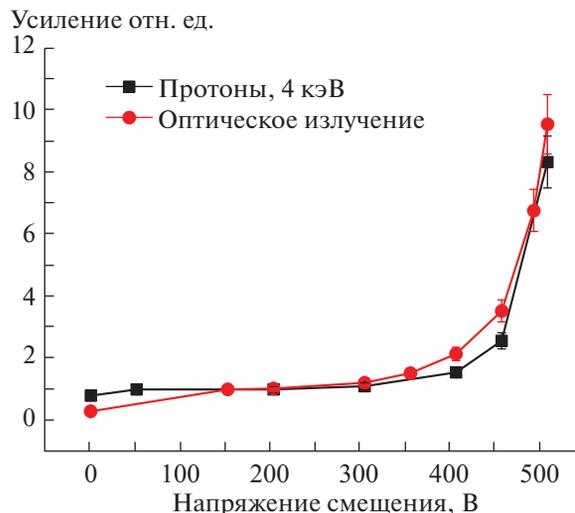


Рис. 11. Лавинное усиление видимого света и протонов с энергией 4 кэВ.

стрированы зависимости темного тока от напряжения смещения. Полученные зависимости значительно различаются. Ток диода более 1 мкА приводит к деградации детектора, и соответствующее напряжение является максимальным рабочим. Увеличение обратного тока может быть связано с накоплением дефектов в кристалле диода или в области контакта кремния и оксида кремния: увеличение утечек может происходить как по поверхности кристалла, так и через $p-n$ -переход.

Чувствительность каждого диода в лавинном режиме определялась на упомянутом выше стенде вплоть до максимальных значений напряжения смещения для протонов с энергией 1–12 кэВ (коэффициент усиления, равный 1, принят при напряжении смещения 200 В). Регистрация проводилась в потоковом режиме. Дополнительно измерялось лавинное усиление сигнала при регистрации оптического излучения. Получено, что лавинное усиление для потока протонов 4 кэВ и фотонов с длиной волны 620 нм одинаково (рис. 11). Максимальный полученный коэффициент лавинного усиления по фотонам составляет около 80.

В режиме лавинного усиления чувствительность детектора превышает чувствительность диодов AXUV, что может использоваться в плазменных экспериментах при измерении сигналов низкой интенсивности. Сложность работы экспериментального диода в режиме с лавинным усилением связана с тем, что свойства отдельных диодов на одном кристалле заметно различаются (рис. 12). Для работы в таких режимах требуется индивидуальный стабилизированный источник напряжения смещения для каждого элемента 9-канального детектора. Так как усиление фотонов и частиц одинаково, то для относительной калибровки чув-

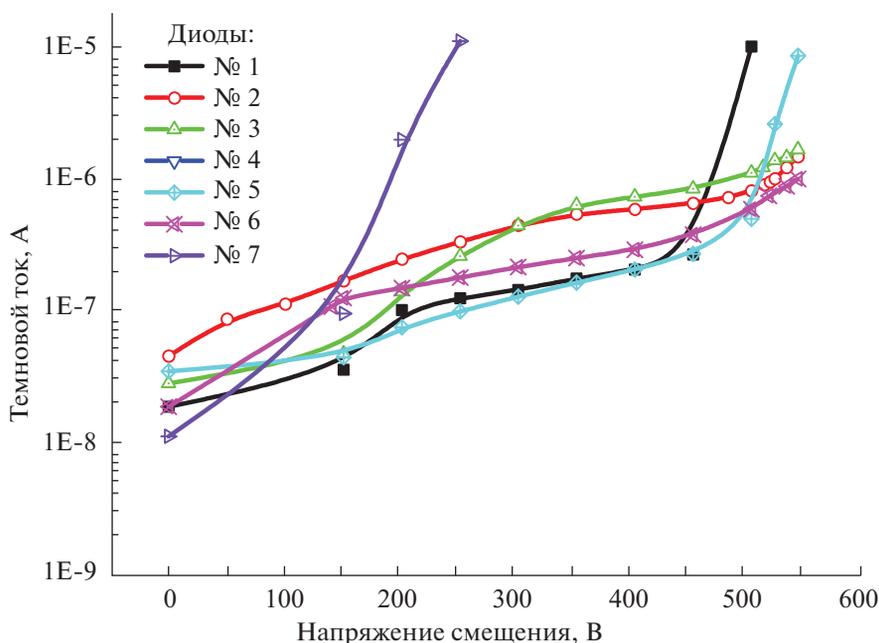


Рис. 12. Темновые токи нескольких лавинных диодов на одном кристалле.

ствительности детекторов можно равномерно освещать все диоды, например, светодиодом.

ВЫВОДЫ

Для регистрации атомов перезарядки созданы камеры-обскуры на основе линеек диодов с тонким мертвым слоем. Эксперименты показали, что сигналы с таких диодов определяются, главным образом, потоком атомов, вылетающих из плазмы при перезарядке быстрых ионов. В работе использовались как коммерчески доступные диоды AXUV16ELG, так и экспериментальные диоды, разработанные в Институте физики полупроводников СО РАН.

С помощью предложенной диагностики наблюдалось накопление быстрых частиц в процессе нагрева плазмы мощными атомарными пучками, регистрировалась м.г.д.-активность плазмы в ГДЛ. В частности, наблюдалась модуляция интенсивности потока быстрых частиц с частотой ~ 10 кГц, соответствующей частоте дифференциального вращения плазмы.

Экспериментальные многоканальные диоды, разработанные Институтом физики полупроводников СО РАН, были протестированы в режиме работы с лавинным усилением при регистрации электромагнитного излучения и частиц с энергией от нескольких килоэлектронвольт. Коэффициенты усиления диодов при регистрации излучения и частиц совпадают. Максимально полученный коэффициент усиления равен 80. Проведено сравнение чувствительности экспериментальных ди-

одов и диодов AXUV HE1 при облучении пучками протонов с энергией 2–12 кэВ (в режимах без лавинного усиления). В режиме с лавинным усилением чувствительность таких диодов повышается, и они могут применяться в диагностиках атомов перезарядки при регистрации сигналов малой интенсивности.

Эксплуатация диодных линеек в течение года в плазменном эксперименте на установке ГДЛ не выявила признаков их деградации вследствие накопления дефектов в полупроводниковых структурах при флюенсе 10^{12} см $^{-1}$ (при энергии атомов от 1 до 25 кэВ).

Авторы выражают благодарность П.А. Багрянскому за интерес, который он проявил к этой работе на всех этапах: от идеи и эксперимента до подготовки материалов к публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов А.А., Приходько В.В. // Успехи физических наук. 2017. Т. 187. № 5. С. 547. <https://doi.org/10.3367/UFN.2016.09.037967>
2. <http://optodiode.com>
3. Chistokhin I.B., Pchelyakov O.P., Tishkovsky E.G., Obodnikov V.I., Maksimov V.V., Ivanov A.A., Pinzhenin E.I., Gramsch E. // EDM: 10th international conference and seminar on micro/nanotechnologies and electron devices. (Novosibirsk, Russia, 2009) 2009. P. 359. <https://doi.org/10.1109/EDM.2009.5174011>
4. Beklemishev A.D., Bagryansky P.A., Chaschin M.S., Soldatkina E.I. // Fusion Science and Technology.

2010. V. 44. Iss. 4. P. 351. <https://doi.org/10.13182/FST10-A9497>
5. *Skovorodin D.I., Zaytsev K.V., Beklemishev A.D.* // *Physics of Plasmas*. 2013. V. 20. № 10. C. 102123. <https://doi.org/10.1063/1.4827265>
6. *Yakovlev D.V., Shalashov A.G., Gospodchikov E.D., Solomakhin A.L., Savkin V.Y., Bagryansky P.A.* // *Nuclear Fusion*. 2016. V. 57. Iss. 1. 016033. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/57/1/016033>
7. *Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Denisov G.G., Gospodchikov E.D., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Kovalenko Y.V., Malygin V.I., Maximov V.V., Korobeinikova O.A., Murakhtin S.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Savkin V.Y., Shalashov A.G. et al.* // *Nuclear Fusion*. 2015. V. 55. Iss. 5. 053009. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/5/053009>
8. *Zaytsev K.V., Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Donin A.S., Korobeinikova O.A., Korzhavina M.S., Kovalenko Yu.V., Lizunov A.A., Maximov V.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Savkin V.Ya., Yakovlev D.V.* // *Physica Scripta*. 2014. V. T161. 014004. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2014/T161/014004>
9. *Bagryansky P.A., Anikeev A.V., Beklemishev A.D., Donin A.S., Ivanov A.A., Korzhavina M.S., Kovalenko Yu.V., Kruglyakov E.P., Lizunov A.A., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Prikhodko V.V., Pinzhenin E.I., Pushkareva A.N., Savkin V.Ya., Zaytsev K.V.* // *Fusion Science and Technology*. 2011. V. 59. Iss. 1T. P. 31. <https://doi.org/10.13182/FST11-A11568>
10. *Prikhodko V.V., Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Lizunov A.A., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Tsidulko Y.A.* // *Plasma Physics Reports*. 2005. V. 31. Iss. 11. P. 899. <https://doi.org/10.1134/1.2131126>
11. *Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Karpushov A.N., Korepanov S.A., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Smirnov A.Yu., Noak K., Otto G.* // *Nuclear Fusion*. 2000. V. 40. № 4. P. 753. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/40/4/301>
12. *Duan Y.M., Hu L.Q., Mao S.T., Xu P., Chen K.Y., Lin S.Y., Zhong G.Q., Zhang J.Z., Zhang L., Wang L.* // *Plasma Science and Technology*. V. 13. № 5. <https://doi.org/10.1088/1009-0630/13/5/07>
13. *Gray D.S., Luckhardt S.C., Chousal L., Gunner G., Kellman A.G., Whyte D.G.* // *Review of Scientific Instruments*. 2004. V. 75. Iss. 2. P. 376. <https://doi.org/10.1063/1.1642745>
14. *Korepanov S.A., Abdrashitov G.F., Beals D., Davydenko V.I., Peichuli P.P., Grantz R., Ivanov A.A., Kolmogorov V.V., Mishagin V.V., Puiatti M., Rowan B., Stupishin N.V., Shulzhenko G.I., Valisa M.* // *Review of Scientific Instruments*. Part 2. 2004. V. 75. Iss. 5. P. 1829. <https://doi.org/10.1063/1.1699513>
15. *Prikhodko V.V., Bagryansky P.A., Beklemishev A.D., Kolechnikov E.Y., Kotelnikov I.A., Maximov V.V., Pushkareva A.N., Soldatkina E.I., Tsidulko Y.A., Zaytsev K.V.* // *Fusion Science and Technology*. 2011. V. 59. Iss. 1T. P. 94. <https://doi.org/10.13182/FST11-A11582>
16. *Zaytsev K.V., Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Donin A.S., Kovalenko Y.V., Korzhavina M.S., Lizunov A.A., Lozhkina A.N., Maximov V.V., Pinzhenin E.I., Prikhodko V.V., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Savkin V.Y.* // *Fusion Science and Technology*. 2013. V. 63. Iss. 1T. P. 346. <https://doi.org/10.13182/FST13-A16950>