

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ УСКОРЕНИЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ПЛАЗМЫ

© 2023 г. А. Б. Дьячков^а, А. А. Горкунов^а, С. К. Ковалевич^а, А. В. Лабозин^а,
С. М. Миронов^а, В. А. Фирсов^{а,*}, Г. О. Цветков^{а,*}, В. Я. Панченко^а

^а *Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия*

**e-mail: Tsvetkov_GO@nrcki.ru*

Поступила в редакцию 12.12.2022 г.

После доработки 12.01.2023 г.

Принята к публикации 14.01.2023 г.

Экспериментально исследовано ускорение лазерно-индуцированной плазмы, возникающей при трехступенчатой фотоионизации атомного пара импульсным излучением лазеров на красителе, накачиваемых лазерами на парах меди. Ускорение осуществлялось за счет переменного магнитного поля, возникающего при прохождении импульса тока через индуктор, расположенный в непосредственной близости от области лазерной фотоионизации паров атомарного лютеция.

Ключевые слова: лазерное разделение изотопов, экстракция фотоионов

DOI: 10.31857/S0367292122601552, **EDN:** FKOBSSQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на наличие разработанных методов разделения изотопов, получение отдельных изотопов и радионуклидов остается нетривиальной задачей, требующей разработки новых методов разделения. К одному из таких методов относится метод лазерного разделения изотопов в атомном паре.

В основе метода лежит возможность селективного возбуждения лазерным излучением атомов определенного изотопа, которая возникает вследствие изотопического сдвига энергетических состояний, обусловленного различиями в размерах и массах ядер разных изотопов. Для выделения из смеси возбужденного изотопа применяются метод лазерной фотоионизации возбужденных атомов. К настоящему времени использование этого метода для производства изотопов в больших количествах (например, урана-235 для нужд ядерной энергетики) признано экономически невыгодным, тем не менее существует ряд перспективных направлений, связанных, как с получением высокообогащенных изотопов в малых количествах, так и с очисткой вещества от нежелательного изотопа малой концентрации.

Основой метода селективной фотоионизации атомов является лазерная ионизация выбранного изотопа с последующим его выделением каким-либо физическим методом. Как правило, это экстракция ионов в постоянном электрическом поле с последующим сбором на коллектор продукта.

Необходимость достижения высокой эффективности сбора образованных ионов при одновременно малом влиянии деселектирующих процессов, таких как, резонансная перезарядка и засорение коллектора нейтральными атомами, предъявляет особые требования к конструкции и режиму работы экстрактора. При наложении на электроды, между которыми находится рабочая зона фотоионизации, постоянной разности потенциалов, ансамбль положительных фотоионов в совокупности с фотоэлектронами проявляет свойства плазменного сгустка, ограничивая ток фотоионов на отрицательный электрод-коллектор. Лазерно-индуцированная плазма поляризуется, а электрическое поле проникает в плазму лишь на величину дебаевского радиуса экранирования, откуда и происходит вытягивание ионов. Таким образом, происходит постепенное рассасывание образованной фотоплазмы по мере ее движения в рабочей зоне сепаратора. Следовательно экстрактор должен быть разработан таким образом, чтобы собрать все образованные ионы, за время равное или меньшее времени пролета атомами рабочей зоны.

Электростатическая система экстракции в большинстве случаев позволяет осуществить экстракцию фотоионов с учетом перечисленных требований, однако при этом величина разности потенциалов в межэлектродном пространстве составляет от 3 кВ до 10 кВ [1–3]. При такой разности потенциалов энергия фотоиона такова, что может происходить как распыление ранее на-

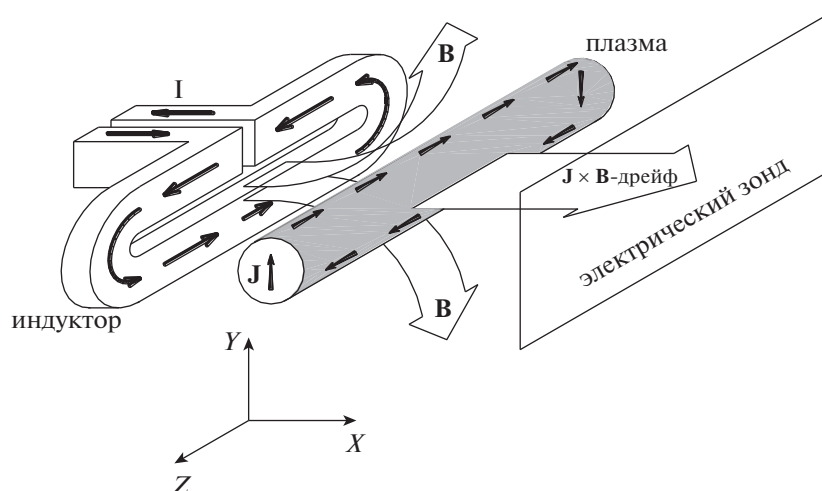


Рис. 1. Схема электромагнитной системы экстракции.

работанного продукта, так и глубокое внедрение продукта в материал коллектора. Расчеты показывают, что потери на распыление продукта могут достигать до 40%, и это является существенным недостатком электростатической системы. Поэтому, разработка системы экстракции, которая бы с одной стороны не уступала бы электростатической системе по эффективности, а с другой стороны не была связана с сообщением фотоиону избыточной энергии, является актуальной задачей, независимо от химического элемента, изотопы которого подвергаются разделению.

Необходимо отметить, что все работы, связанные с модификацией электростатической экстракции [4–6], показали лишь некоторое увеличение ее скорости при использовании все же довольно высокой величины электрического поля.

Альтернативные методы экстракции, такие как свободный разлет плазмы за счет амбиполярной диффузии [7], экстракция в скрещенных электрическом и магнитном полях [8], холловский экстрактор [9], имели те или иные недостатки и не нашли своего применения в разработках по лазерному разделению изотопов.

В данной работе проводилось экспериментальное исследование альтернативного способа экстракции, не связанного с пространственным разделением зарядов, а именно, так называемая $(\mathbf{J} \times \mathbf{B})$ экстракция, использующая переменное во времени магнитное поле [10, 11]. Прикладываемое к плазме изменяющееся магнитное поле $\mathbf{B}$ вызывает в ней соответствующее вихревое электрическое поле $\mathbf{E}$, что заставляет электроны, обладающие большей подвижностью чем ионы, дрейфовать под действием силы Лоренца в полях $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. Вследствие действия постоянно появляющегося разделения зарядов с соответствующим

поляризационным полем и силы Лоренца возникает самосогласованное движение ионов и электронов, приводящее к дрейфу плазмы как целого в сторону коллектора. Оценки показывают, что при магнитном поле ~ 10 мТл и скорости его изменения на уровне 10^4 Тл $\cdot$ с $^{-1}$, образуется сила, достаточная для сбора довольно плотной плазмы ($\sim 10^{11}$ см $^{-3}$) на коллектор [5]. Возможность ускорения в направлении коллектора продукта плазмы как целого, без разделения зарядов, позволит существенно снизить энергию фотоиона, падающего на коллектор и тем самым исключить ионное распыление наработанного ранее продукта. Несмотря на наличие примеров применения $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ -дрейфа [12, 13], возможность сообщения достаточного ускорения лазерно-индуцированной плазме в геометрии системы лазерного разделения изотопов требует непосредственного экспериментального исследования.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

На рис. 1 показана схема исследуемого экстрактора. Быстро нарастающий электрический ток электрода-индуктора, выполненного в виде вытянутого вдоль лазерных лучей разрезанного кольца и расположенного в непосредственной близости от плазмы, создает изменяющееся во времени магнитное поле $\mathbf{B}$ и скрещенное с ним вихревое электрическое поле. В результате взаимодействия индуцированных токов в плазме $\mathbf{J}$ и вертикальных составляющих магнитного поля, плазма, как целое, движется в направлении коллектора продукта. Устройство источника питания и детальное исследование получаемых магнитных полей представлено в [5].

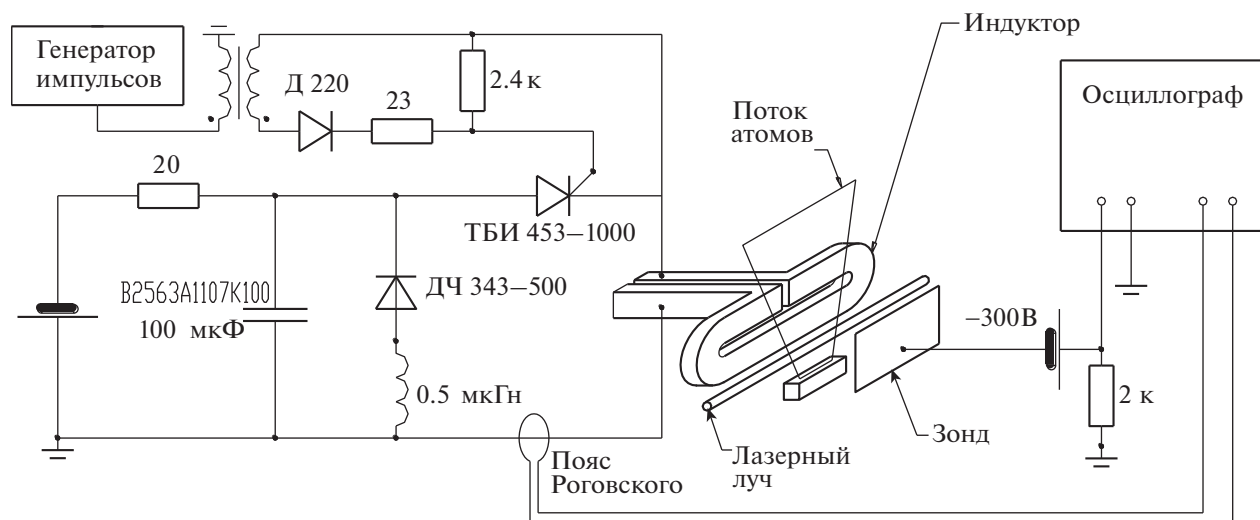


Рис. 2. Схема эксперимента.

Схема эксперимента представлена на рис. 2. Индуктор размещен в вакуумной камере. На расстоянии в 1 см от индуктора проходит лазерный луч, имеющий в своем составе лазерное излучение трех длин волн для осуществления фотоионизации лютеция по схеме $5d6s^2\ ^2D_{3/2} - 5d6s6p^4\ F_{5/2}^o - 5d6s7s^4\ D_{3/2} - (53375\ \text{см}^{-1})_{1/2}^o$ [14, 15]. Диаметр лазерного луча 1 см. Частота следования лазерных импульсов 10 кГц. На расстоянии 70 мм от центра луча установлен зонд, на который подается напряжение минус 300 В. Поток атомов лютеция вдоль оси Z формируется в испарителе при температуре 1700°C . Плотность атомов в рабочей зоне составляет $\sim 10^{12}\ \text{см}^{-3}$, что соответствует практически бесстолкновительному режиму движения атомных частиц. Выбор лютеция для экспериментов обуславливается высокой эффективностью схемы фотоионизации и наличием изотопа ^{175}Lu , природная концентрация которого составляет 97.4%, что позволяет получать достаточную плотность плазмы $\sim 10^{11}\ \text{см}^{-3}$, не прибегая к высоким скоростям испарения и без дополнительных затрат на интенсивное лазерное излучение.

Частота следования импульсов тока в индукторе ограничена мощностью источника питания и составляет 100 Гц. Для того, чтобы избежать влияния на измерения плазменных сгустков, образованных в промежутках между импульсами индуктора, последовательность лазерных импульсов была прорежена с помощью механического модулятора. Модулятор пропускал группы из 1–2 импульсов с частотой 100 Гц. Система синхронизации запускала импульс индуктора в момент прихода первого лазерного импульса из группы.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 представлена запись сигнала зонда при амплитуде импульса тока 1.5 кА, а также запись сигнала зонда при прохождении импульса тока через индуктор в отсутствии лазерного излучения. Тот факт, что сигнал наводки при отсутствии плазмы совпадает с сигналом наводки, полученном при наличии плазмы, но отключенном источнике питания зонда, говорит о том, что сигнал наводки не зависит от наличия плазмы в рабочем объеме и истинная форма тока при наличии плазмы и работе индуктора может быть получена путем вычитания соответствующих сигналов. Результат вычитания сигнала при наличии лазерного излучения и сигнала наводки позволяет получить зависимость фотоионного тока от времени (рис. 3).

На рис. 4 представлена зависимость фотоионного тока от времени в отсутствии импульса индуктора, что дает возможность сравнить динамику эволюции плазменного сгустка при наличии и отсутствии электромагнитного импульса.

Классический анализ электростатической экстракции построен на предположении, что поток фотоионов на зонд или коллектор фотоионов, находящийся под отрицательным напряжением ограничен либо потоком, связанным с амбиполярной диффузией плазменного сгустка, либо объемным зарядом потока положительных фотоионов, идущих от границы плазмы к зонду. Поток плазмы (совместно электронов и ионов), связанный с амбиполярной диффузией, в одномерном случае определяется выражением

$$J = D_a \frac{dn}{dx}, \quad (1)$$

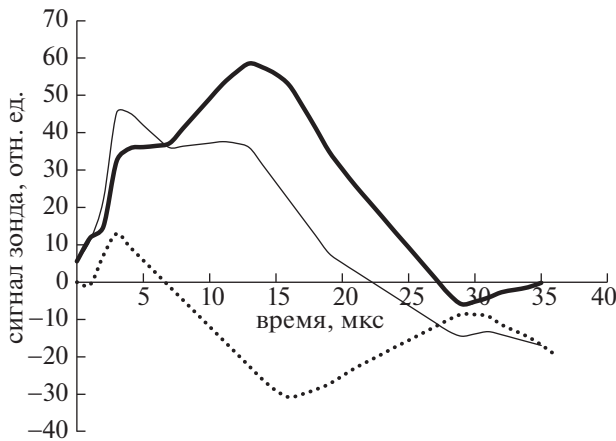


Рис. 3. Сигналы зонда: наводка в отсутствии лазерного излучения (пунктир), сигнал при наличии лазерного излучения (фототок + наводка) (тонкая линия), фотоионный ток (за вычетом наводки) (толстая линия).

где n [м⁻³] — плотность частиц в плазменном сгустке (предполагается нейтральность плазмы, плотность атомов равна плотности фотоионов), D_a [м²/с] — коэффициент амбиполярной диффузии. Здесь и далее мы предполагаем максвелловское распределение по скоростям электронов и фотоионов, а также пренебрегаем столкновениями электронов и фотоионов с нейтральными атомами вследствие низкой плотности последних. Зависимость плотности $n(x, t)$ определяется уравнением диффузии

$$\frac{dn(x, t)}{dt} = D_a \frac{d^2 n(x, t)}{dx^2}, \quad (2)$$

решение которого для свободного расширения слоя с начальной толщиной $2r_0$

$$n(x, t) = \frac{n_0}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{r_0 + x}{2\sqrt{D_a t}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{r_0 - x}{2\sqrt{D_a t}} \right) \right]. \quad (3)$$

В качестве первого приближения можно воспользоваться формулой [16]

$$r(t) = r_0 + \sqrt{\pi D_a t}, \quad (4)$$

где $r(t)$ — положение границы плазменного сгустка в момент времени t , а $r_0 = 5$ мм — размер плазменного сгустка в момент образования, т.е. радиус лазерного луча.

Поток фотоионов, ограниченный объемным зарядом определяется законом Ленгмюра

$$I = R \frac{U^{3/2}}{d^2}, \quad (5)$$

где d — расстояние между плазменной границей и зондом, U — потенциал зонда и R — постоянный

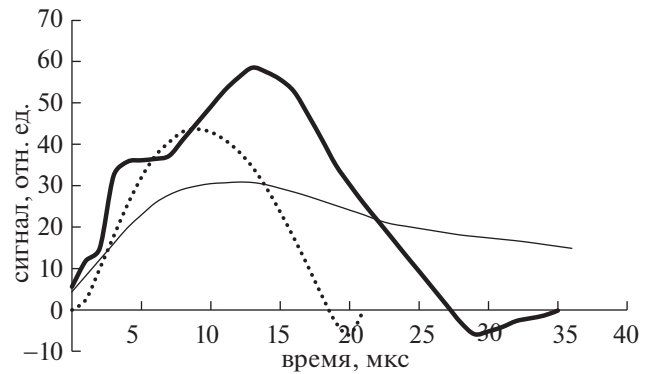


Рис. 4. Фотоионный ток без импульса индуктора (тонкая линия), фотоионный ток при импульсе индуктора 1.5 кА (толстая линия), форма импульса тока индуктора (амплитуда импульса 1.5 кА) (пунктир).

коэффициент, связанный с геометрией задачи. Расстояние d связано с положением границы

$$d(t) = h - r(t), \quad (6)$$

где h мм — расстояние от зонда до центра плазменного сгустка в момент его образования, т.е. до центра лазерного луча.

Если поток амбиполярной диффузии J оказывается больше, чем поток, ограниченный объемным зарядом I , то плазменная граница движется по направлению к зонду и ток, измеряемый зондом, растет. В обратном случае, граница плазмы, на которой происходит разделение зарядов, движется от зонда внутрь плазменного сгустка и фотоионный ток зонда падает.

Подстановка d , выраженного из (5) в формулу (6) позволяет определить положение плазменной границы, используя измеренную зависимость фототока зонда от времени в отсутствии электромагнитной экстракции

$$r(t) = h - \sqrt{R \frac{U^{3/2}}{I(t)}}. \quad (7)$$

Подстановка (4) в (7) позволяет выразить коэффициент амбиполярной диффузии через непосредственно измеряемые в эксперименте величины

$$D_a = \frac{\left(h - r_0 - \sqrt{R U^{3/2} / I(t)} \right)^2}{\pi t}. \quad (8)$$

В табл. 1 представлены значения $I(t)$, $d(t)$, $r(t)$ и D_a для первых 5 мкс после образования плазмы.

То обстоятельство, что в течение первых 5 мкс значения коэффициента диффузии остаются практически постоянными, говорит в пользу того, что в течение этого периода плазма расширяется свободно, и наличие зонда под напряжением 300 В на расстоянии 70 мм от центра сгустка не

Таблица 1

Время, мкс	$I(t)$, отн. ед.	$d(t)$, мм	$r(t)$, мм	D_a , м ² /с
0	4.4	65	5	—
1	8.3	47.5	22.5	5.6
2	12.2	39.2	30.8	5.8
3	16.0	34.1	35.8	5.7
4	19.9	30.7	39.3	5.5
5	23.0	28.5	41.5	5.2

оказывает влияние на положение границы плазмы. Однако уже к 5 мкс наблюдается тенденция к снижению значений коэффициента диффузии, полученных по формуле (8), что на практике означает, что при приближении к зонду на расстояние мене 30 мм, плазменная граница со стороны обращенной к зонду начинает тормозиться, а поток частиц за счет амбиполярной диффузии становится сравнимым с ленгмюровским потоком. Таким образом, можно предположить, что коэффициент амбиполярной диффузии плазмы в условиях эксперимента составляет

$$D_a = 5.5 \pm 0.3 \text{ м}^2/\text{с}. \quad (9)$$

На рис. 5 представлена схематически эволюция плазменного сгустка в процессе электроста-

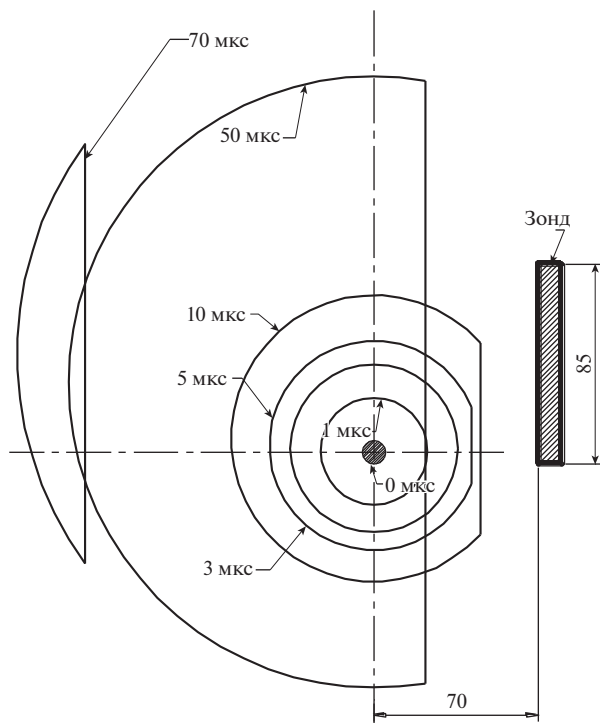


Рис. 5. Схема эволюции плазменного сгустка при электростатической экстракции. Цифрами указано время в микросекундах.

тической экстракции. Расширение плазмы описывается приближенной формулой диффузии (4) с значением коэффициента диффузии (9), а положение плазменной границы, обращенной к зонду, определяется выражением (7) с использованием измеренной зависимости фототока от времени.

На схеме учтено тепловое движение плазменного сгустка как целое по направлению потока пара со средней скоростью 600 м/с (0.6 мм/мкс). Из рисунка видно, что после первых 5 мкс, положение плазменной границы со стороны зонда отличается от положения, определяемого амбиполярной диффузией. В период 5–10 мкс плазменная граница продолжает замедляющееся приближение к зонду на расстояние 25 мм, фототок растет с выходом на максимум. После 10 мкс начинается ускоряющееся движение границы от зонда в плазму, сопровождаемое снижением фототока. К 70-й микросекунде экстракция практически завершается.

Определение параметров свободного расширения плазмы за счет амбиполярной диффузии позволяет перейти к определению динамики разгона плазменного сгустка за счет электромагнитной экстракции в предположении, что электромагнитный импульс не оказывает значительного влияния на амбиполярную диффузию сгустка. Предполагая, что более крутой рост фототока на фронтальном участке связан с дополнительным движением плазмы как целое в направлении коллектора, получаем смещение центра плазмы к 2 мкс — 4.6 мм и к 3 мкс — 10.4 мм, что соответствует ускорению 2.3 мм/мкс². На рис. 6 представлена схема эволюции плазменного сгустка движущегося по направлению к коллектору со средней скоростью 3.5 мм/мкс, плазменная гра-

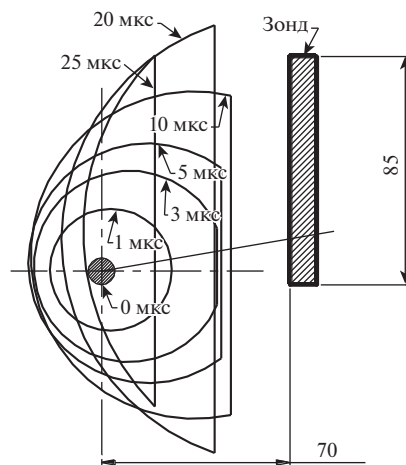


Рис. 6. Схема эволюции плазменного сгустка при электромагнитной экстракции. Цифрами указано время в микросекундах.

ница к 15 мкс подходит на расстояние 20 мм, обеспечивая 1.6 кратное увеличение фототока по сравнению с электростатической экстракцией. После 15 мкс фототок начинает быстро снижаться, плазменная граница движется навстречу плазменному сгустку и к 27 мкс экстракция завершается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, исследована динамика разгона ультрахолодной лазерно-индуцированной квазинейтральной плазмы применительно к задаче разработки электромагнитной системы экстракции фотоионов для лазерного метода разделения изотопов. Получено начальное ускорение плазменного сгустка 2.3 мм/мкс^2 , достигнута средняя скорость движения плазменного сгустка 3.5 мм/мкс (3500 м/с) при длительности полной экстракции $\sim 30 \text{ мкс}$. Результаты показывают, что достигнутая скорость движения плазмы значительно превышает среднюю тепловую скорость $\sim 600 \text{ м/с}$, что позволяет рассчитывать на высокую эффективность выделения фотоионов из потока нейтральных атомов. С другой стороны, средняя скорость движения плазменного сгустка 3500 м/с соответствует энергии иона $\sim 10 \text{ эВ}$, что практически исключает ионное распыление ранее наработанного продукта на коллекторе. Все это в совокупности делает электромагнитный метод экстракции перспективным для технологического применения и составляет основу для дальнейшего всестороннего изучения метода, как с точки зрения эффективности экстракции, так и с точки зрения защиты коллектора от потока рассеянных нейтральных атомов.

Работа частично поддержана фондом РФФИ и Госкорпорацией “Росатом”, проект № 20-21-00019.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Бабичев А.П., Григорьев И.С., Григорьев А.И., Доровский А.П., Дьячков А.Б., Ковалев С.К., Кочетов В.А., Кузнецов В.А., Лабозин В.П., Матрахов А.В., Мионов С.М., Никулин С.А., Песня А.В., Тимофеев Н.И., Цветков Г.О., Шаталова Г.Г. // Квантовая электроника. 2005. Т. 10. С. 879.
2. Дьячков А.Б., Ковалев С.К., Лабозин А.В., Лабозин В.П., Мионов С.М., Панченко В.Я., Фирсов В.А., Цветков Г.О., Шаталова Г.Г. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. С. 953.
3. Держиев В.И., Чаушанский С.А. Устройство для извлечения и сбора ионов изотопов из плазмы. Патент RU 2429052 C1, 2011.
4. Matsui T., Tsuchida A., Tsuda S., Suzuki K., Shoji T. // J. Nuclear Sci. Technol. 1997. V. 34. P. 923. <https://doi.org/10.1080/18811248.1997.9733765>
5. Дьячков А.Б., Горкунов А.А., Лабозин А.В., Мионов С.М., Муромкин Ю.А., Фирсов В.А., Цветков Г.О. // Инженерная физика. 2021. Т. 1. С. 39. <https://doi.org/10.25791/infizik.1.2021.1186>
6. Yamada K., Tetsuka T. // J. Nuclear Sci. Technol. 1994. V. 31. P. 301. <https://doi.org/10.3327/jnst.31.301>
7. Савельев В.В., Яковленко С.И. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. С. 1020.
8. Arisawa T., Suzuki Y., Maruyama Y., Shiba K. // J. Phys. D. Appl. Phys. 1982. V. 15. P. 1955.
9. Демидова Н.С., Мишин В.А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. С. 42.
10. Hyman J., Williamson W.S. Preprint Lawrence Livermore Laboratory P. 0. Box 808 Livermore, California 94550. 1977.
11. Murakami M., Ueshima Y., Nishihara K. // Japan. J. Appl. Phys. 1993. V. 32. P. 1471.
12. Zielinski A.E. // IEEE Transaction on Magnetics 1997. V. 33 (1). P. 630.
13. Вовченко В.Д., Козловский К.И. // Письма в ЭЧАЯ. 2020. Т. 17. С. 497.
14. Дьячков А.Б., Горкунов А.А., Лабозин А.В., Мионов С.М., Фирсов В.А., Цветков Г.О., Панченко В.Я. // Оптика и спектроскопия. 2019. Т. 126. С. 103. <https://doi.org/10.21883/os.2019.02.47189.212-18>
15. Дьячков А.Б., Горкунов А.А., Лабозин А.В., Мионов С.М., Панченко В.Я., Фирсов В.А., Цветков Г.О. // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. С. 75.
16. Бекман И.Н. Математический аппарат диффузии. 1990 <http://profbeckman.narod.ru/MDL9.pdf>.