

в данном случае речь идет об очень быстрых волнах, для которых $q' \sim 1$. При этом неопределенность величины скачка $sq' \sim L^{-1}$, вызванная допустимым рассинхронизмом волн на длине L , не превышала его значения, $sq' \leq \Delta q'$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А х и е з е р А.И., Б а р ь я х т а р В.Г., П е л е т м и н с к и й С.В. // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. № 1. С. 228-236.
- [2] З и л ь б е р м а н П.Е., Г о л у б е в Н.С., Т е м и р я з е в А.Г., Д я т л о в В.М. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 7. С. 585-589.
- [3] Г у л я е в Ю.В., З и л ь б е р м а н П.Е., С а н н и к о в Е.С., Т и х о н о в В.В., Т о л к а ч е в А.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 10. С. 884-888.
- [4] Г у л я е в Ю.В., З и л ь б е р м а н П.Е., К а з а к о в Г.Т., С ы с о е в В.Г., Т и х о н о в В.В., Ф и л и м о н о в Ю.А., Н а м Б.П., Х е А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 9. С. 500-504.

Поступило в Редакцию
7 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10

26 мая 1989 г.

02; 07

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ Z -СЕЛЕКТИВНАЯ ФОТОИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ В ГОРЯЧЕЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ С ПОСЛЕДУЮЩИМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ УДЕРЖАНИЕМ ИОНОВ

Г.Д. А л х а з о в, В.С. Л е т о х о в,
В.И. М и ш и н, В.Н. П а н т е л е е в,
В.И. Р о м а н о в, С.К. С е к а ц к и й,
В.Н. Ф е д о с е е в

Для ряда физических исследований требуется получение однозарядных ионов определенных элементов. Однако развитые в настоящее время способы ионизации атомов (электронным ударом, поверхностная ионизация) как правило не селективны или слабо селективны по величине заряда ядра Z . В настоящей работе исследуется способ получения ионов, основанный на лазерной резонансной фотоионизации атомов в горячей металлической полости.

Эксперименты по исследованию лазерной селективной фотоионизации атомов в полости с диэлектрическими стенками проведены в

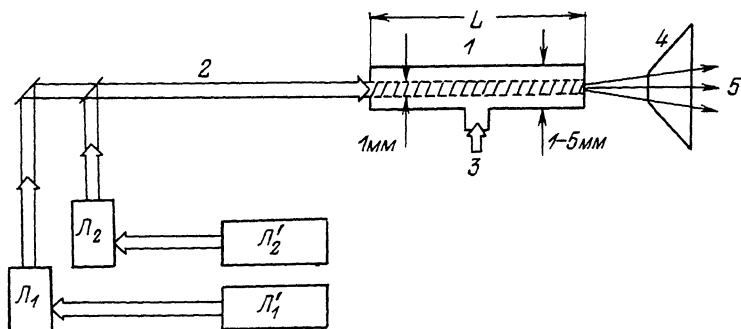
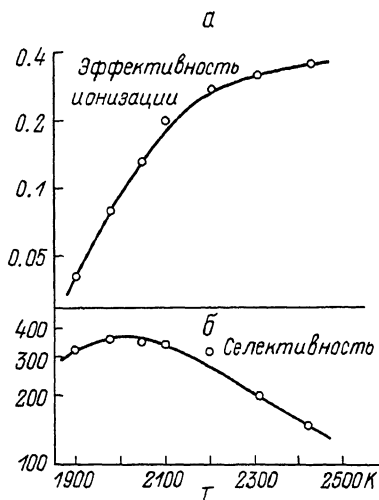


Рис. 1. Схема лазерного ионного источника: 1 - нагреваемая ампула источника; 2 - сведенные вместе лазерные лучи, осуществляющие резонансную двухступенчатую фотоионизацию атомов; 3 - соединительная трубка для напуска атомов в ионный источник; 4 - вытягивающий электрод; 5 - ионный пучок; $\mathcal{L}_1, \mathcal{L}_2$ - перестраиваемые лазеры на красителях; $\mathcal{L}'_1, \mathcal{L}'_2$ - импульсные лазеры накачки на парах меди. Заштрихована область ионизации.

[1, 2]. В этом способе достигается высокая эффективность ионизации [1-3], однако практическое использование его ограничено для атомов легколетучих элементов. Ионизацию атомов труднолетучих элементов было предложено [4-6] осуществлять в горячей металлической полости. Высокая эффективность извлечения ионов из этой полости достигается здесь за счет предотвращения нейтрализации на поверхности полости образующихся фотоионов благодаря пристеночному потенциалу, возникающему вследствие термоэмиссии электронов. В данной работе на примере атомов Yb и Ni демонстрируется работоспособность предложенного способа.

Лазерный ионный источник (рис. 1) представлял собой нагреваемую током полую трубку, изготовленную из тугоплавкого металла. В источник вдоль его оси вводилось лазерное излучение, осуществлявшее селективную многоступенчатую резонансную фотоионизацию атомов избранного элемента. Атомы в источнике до того момента, когда они покинут его через выходное отверстие, блуждают в течение некоторого времени. Это время складывается из времени нахождения атома на стенке и времени пролета атома $t_{пр}$, которое он проводит вне стен источника между соударениями. При частоте следования импульсов лазерного излучения f , которое засвечивает объем V_A , и полном объеме источника V_M число взаимодействий отдельного атома с лазерным излучением выражается как $N = f t_{пр} V_A / V_M$, и если $N\eta \gg 1$, где η - вероятность селективной многоступенчатой резонансной фотоионизации атома за один импульс лазерного излучения, то попавший в источник атом будет в нем ионизован с вероятностью, близкой к единице. Принципиальным для данного источника является тот факт, что при достаточно высоких

Рис. 2. а) Температурная зависимость эффективности фотоионизации атомов иттербия в случае источника из ниобия диаметром 1 мм и длиной 55 мм; б) температурная зависимость селективности ионизации атомов иттербия для того же источника.



температурах внутри такой металлической трубки в результате эмиссии электронов и ионов со стенок формируется двойной электрический слой: нейтральная и очень разреженная плазма внутри трубки и избыток электронов возле стенок. Данный избыток электронов обуславливает электрическое поле, препятствующее попаданию положительных ионов на стенку источника. Образующийся скачок потенциала может достигать значительных величин: $\Delta\psi \gg kT$, где k — постоянная Больцмана, а T — температура источника. Для тантала при $T = 2700\text{--}3000$ К, согласно [7], величина $\Delta\psi$ равна 2.4–2.5 эВ, в то время как энергия ионов при этой температуре порядка 0.25 эВ, так что вероятность проникновения иона на стенку, где может произойти его рекомбинация, пренебрежимо мала.

В проведенных экспериментах использовался источник из ниобия, имеющий внутренний диаметр 1 мм и длину 55 мм, куда заводилось сведенное вместе излучение двух лазеров на красителе, накачиваемых излучением лазера на парах меди. Частота повторения импульсов лазерного излучения равнялась $f = 10$ кГц. Длиннофокусной линзой лазерное излучение на входе в источник фокусировалось в пятно диаметром 1 мм, равное входному диаметру источника. Мощность лазерного излучения составляла 200–500 мВт, вероятность ионизации атома за один импульс лазерного излучения оценивается нами в пределах $\varrho = 0.1\text{--}1$. Оценки среднего времени пребывания атома в источнике дают [5] $t_{np} = 4 \cdot 10^{-4}$ с, т.е. в нашем эксперименте реализовался, по всей видимости, оптимальный с точки зрения эффективности источника случай $N\varrho = ft_{np}\varrho \approx 1$.

Селективность фотоионного источника мы определяем как отношение тока ионов данного изотопа при включенном лазерном излучении к току ионов при выключенном лазерном излучении. Эффективность фотоионного источника находилась в результате перемножения селективности источника на эффективность источника без лазерного излучения. В свою очередь эффективность ионизации источника без лазерного излучения определялась экспериментально с помощью проб по методике, описанной в [8].

Эффективность фотоионного источника достигала величины 35%, что в несколько раз превосходит величины, получаемые для Yb в источниках поверхностной ионизации в оптимальных условиях. Для сравнения укажем, что эффективность поверхностной ионизации описываемого источника ионов иттербия при той же температуре составляет 0.2%. Оптимальный рабочий режим источника, соответствующий максимальному значению селективности и эффективности, осуществлялся в температурном интервале 2100–2200 К (рис. 2). При этом для иттербия была достигнута эффективность ионизации 27% при селективности 300,¹ а для неодима эффективность ионизации 20% при селективности 15. Так как достаточно большое число элементов периодической системы имеют потенциалы ионизации достаточно близкие к потенциалам ионизации исследованных элементов, то для них указанные параметры источника будут находиться примерно в том же диапазоне.

Использование такого источника с высокой степенью селективности и большой эффективностью значительно расширит возможности исследования короткоживущих нуклидов, удаленных от полосы бета-стабильности. В сочетании с масс-сепаратором он позволит получать интенсивные пучки радиоактивных ионов, достаточно чистые как по массовому числу, так и по заряду ядра.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Андреев С.В., Мишин В.И., Секацкий С.К. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 611–614.
- [2] Andreev S.V., Mishin V.I., Letokhov V.S. // Opt. comm. 1986. V. 57. P. 317–320.
- [3] Andreev S.V., Letokhov V.S., Mishin V.I. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 1274–1276.
- [4] Алхазов Г.Д., Берлович Э.Е., Пантелеев В.Н. Авторское свидетельство № 1313112. 1987 г.
- [5] Алхазов Г.Д., Берлович Э.Е., Пантелеев В.Н. // Препринт ЛИЯФ № 1365. Л., 1988.
- [6] Алхазов Г.Д., Берлович Э.Е., Пантелеев В.Н. // ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 1109–1117.
- [7] Kirchner R. // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 186. P. 275–293.

¹ Дополнительные исследования, проведенные с аналогичным танталовым источником, показали, что при том же значении эффективности ионизации его селективность примерно в 40 раз меньше, чем у ниобиевого источника, что находится в качественном согласии с моделью процесса ионизации [5].

Поступило в Редакцию
22 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10 26 мая 1989 г.
04; 10

О НЕОБХОДИМОСТИ УЧЕТА ДИСПЕРСИИ КОЭФФИЦИЕНТА ДЕПРЕССИИ В НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАЗМОЙ

Е.А. Г а л с т ь я н, Н.И. К а р б у ш е в

1. В работах [1] в рамках линейной теории было показано, что с ростом тока электронного пучка возрастает влияние высокочастотного пространственного заряда собственных колебаний на характер его взаимодействия с плазмой. Пространственный заряд приводит к изменению зависимости инкремента неустойчивости от тока пучка и смещению значения частоты, соответствующей максимальному пространственному инкременту. Наряду с этим пространственный заряд снижает эффективность взаимодействия электронного пучка с плазмой, вследствие чего в результате развития неустойчивости пучок теряет все меньшую часть своей первоначальной кинетической энергии с ростом тока. Последнее следует из результатов нелинейной теории, построенной в работах [2].

Вместе с тем в работах [2] при построении нелинейной теории пространственный заряд пучка учитывался с помощью коэффициента депрессии, величина которого полагалась постоянной, не зависящей от волнового вектора возмущений. Это справедливо только в случае слаботочных пучков. Если же электронный пучок сильноточный, то дисперсионная зависимость коэффициента депрессии от волнового вектора является существенной [1]. В настоящей работе построена нелинейная теория взаимодействия сильноточного электронного пучка с плазмой с учетом дисперсии коэффициента депрессии в первом приближении, когда для него возможно разложение выражения в ряд в точке, соответствующей волновому вектору синхронной плазменной волны. Показано, что учет дисперсии коэффициента депрессии приводит к качественному изменению картины взаимодействия.

2. Рассматривается моноэнергетичный тонкостенный трубчатый электронный пучок радиуса r_b , распространяющийся в холодной замагниченной плазме, полностью заполняющей круглый металлический волновод радиуса R с однородной плотностью n_p . В сечении