

02;07;10;12

## ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ЭФФЕКТ ПЛЕНЕНИЯ ФОТОИОНОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КОНДЕНСАТОРА

© В.И.Мишин, С.К.Секацкий

За последнее время были разработаны и успешно реализованы высокоэффективные ионные источники, принцип работы которых состоит в резонансной ступенчатой лазерной фотоионизации атомов [1] внутри квазизамкнутой полости (см. работы [2-8] и цитируемые там ссылки). Такой ионный источник представляет собой замкнутую полость с одним или двумя небольшими отверстиями, через которые вводится лазерное излучение и извлекаются фотоионы. Эффективность ионизации атомов в источнике можно оценить по формуле [2].

$$P_{\text{ion}}/P_{\text{at}} \simeq \frac{4L}{v} f \eta \epsilon. \quad (1)$$

Здесь  $P_{\text{ion}}/P_{\text{at}}$  — отношение вероятностей того, что частица вылетит из источника в виде иона, и того, что она вылетит из него в виде атома;  $L$  — длина ионного источника;  $v$  — средняя тепловая скорость атомов в нем;  $f$  — частота повторения лазерных импульсов, осуществляющих ступенчатую лазерную фотоионизацию;  $\eta$  — вероятность ионизации атома, попавшего в область лазерного излучения, за один импульс лазерного излучения;  $\epsilon$  — вероятность извлечения образовавшегося фотоиона из источника без рекомбинации. В реальных условиях ядерно-физического эксперимента (см., например, [6]), где осуществляется резонансная трехступенчатая фотоионизация атомов редкоземельных элементов излучением импульсных лазеров на красителе, накачиваемых лазером на парах меди,  $L \simeq 1$  см,  $f \simeq 10^4$  Гц,  $v \simeq 5 \cdot 10^4$  см/с,  $\eta \simeq 0.2$  и  $P_{\text{ion}}/P_{\text{at}} \simeq 1.6 \cdot \epsilon$ , т. е. эффективность источника может быть близка к единице, если обеспечить эффективное извлечение образовавшихся фотоионов из источника.

Экспериментально такое эффективное извлечение было реализовано двумя способами. В первом случае источник представляет собой замкнутый плоский конденсатор, в обкладках которого проделаны отверстия для ввода лазерного излучения и вывода фотоионов, и между обкладками при-

ложена выталкивающая фотоионы разность потенциалов [2-4]. Во втором случае источник является цельнометаллической конструкцией, прогреваемой электрическим током [5-8]. Здесь внутри источника благодаря термоэлектронной эмиссии с его стенок создается обусловленная пространственным зарядом эмитированных частиц разность потенциалов между стенками источника и его центральной областью, которая и пленяет образующиеся фотоионы, препятствуя их рекомбинации на стенках. Применение указанных источников, обладающих одновременно высокими эффективностью и химической селективностью ионизации (т. е. способностью создавать поток ионов только какого-нибудь одного, избранного сорта атомов, а именно того, который резонансно многоступенчато ионизируется лазерным излучением) в спектроскопических и ядерно-физических исследованиях позволило получить ряд очень интересных результатов, получение которых с использованием других методик представляется невозможным или крайне затруднительным: провести спектроскопию атомов франция, исследовать силовые функции  $\beta$ -распада ряда короткоживущих редкоземельных изотопов и т. д.

Вместе с тем обе используемые конструкции имеют определенные недостатки. В первом случае необходимо использовать изолирующие (диэлектрические) материалы для изготовления разделяющего обкладки плоского конденсатора корпуса источника, что препятствует работе источника при достаточно высоких температурах и существенно сужает круг элементов, ионизацию которых можно эффективно осуществлять в ионном источнике. Во втором случае, наоборот, необходимо работать лишь при весьма высоких температурах и использовать для изготовления источника эффективно эмитирующие электроны материалы, так как в противном случае достаточный перепад потенциала, необходимый для удержания фотоионов в источнике, не будет создан. При этом химическая селективность источника (см. выше) может быть значительно снижена, так как в данных условиях достаточно эффективны и иные, нелазерные механизмы ионизации, например поверхностная ионизация атомов на горячих металлических стенках источника.

В настоящей работе предлагается иной принцип удержания фотоионов в источнике, в значительной мере свободный от указанных недостатков. Предлагается вдоль оси цельнометаллического цилиндрического фотоионного источника поместить тонкую, диаметром  $\leq 0.1$  мм металлическую проволочку, находящуюся под отрицательным по отношению к стенкам источника потенциалом (т. е. источник представляет собой цилиндрический конденсатор, см. рисунок). В этом случае рождающиеся фотоионы будут притягивать-

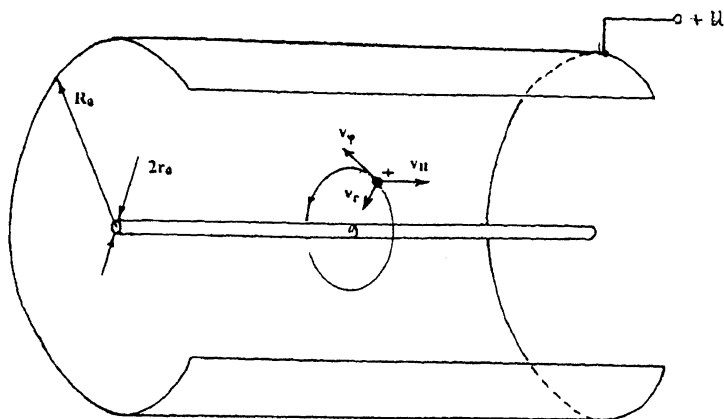


Схема лазерного ионного источника.

ся к проволочке и при определенных значениях разности потенциалов и начальной скорости фотоиона они могут описывать траектории, не касающиеся ни проволочки, ни внешних стенок источника, и в конце концов вылетят из ионного источника. При этом внутри источника может быть создано небольшое, в доли Вольта, продольное электрическое поле, обеспечивающее дрейф фотоионов в избранном направлении. (В экспериментах такое поле обычно естественным образом создается при нагревании источника постоянным током, см. [6-8]). Температура источника должна быть достаточна для того, чтобы предотвратить адсорбцию атомов ионизируемого элемента на стенках.

Проанализируем движение ионов в источнике, представляющем собой цилиндрический конденсатор с радиусами электродов  $R_0$  и  $r_0$ ; лазерное излучение проходит вдоль оси цилиндра и ионизует атомы в области с радиусом  $r_0 \leq r \leq R_1 \leq R_0$ , где  $R_1$  — радиус отверстия для ввода лазерного излучения и вывода фотоионов (см. рисунок). Образовавшийся фотоион характеризуется координатой  $r_1$ , начальной радиальной скоростью  $u_{r,0}$  и начальной тангенциальной скоростью  $v_{\varphi,0}$ , перпендикулярной как скорости  $v_{r,0}$ , так и оси цилиндра. Начальная компонента скорости  $u_{||,0}$ , параллельная оси источника, не влияет на его радиальное движение и не рассматривается; движение фотоионов в этом направлении определяется небольшим перепадом напряжений, тянущих их к выходу из источника (см. выше). Заметим также, что в рассматриваемых нами условиях резонансной лазерной ступенчатой фотоионизации атомов начальные скорости фотоионов хорошо описываются максвелловским распределением с температурой  $T$ , равной температуре стенок источника [1].

Потенциал электрического поля внутри источника дается очевидной формулой  $U(r) = \Delta U \ln(r/r_0) / \ln(R_0/r_0)$  (потенциал нити принят за нуль,  $\Delta U > 0$ ); видно, что потенциал является медленно (логарифмически) убывающей с расстоянием функцией. Это обстоятельство и лежит в основе всех рассуждений: известно, что орбитальное движение частиц может быть стабильным в полях, убывающих не быстрее, чем  $\sim 1/r^2$  [9].

Из закона сохранения энергии для любой точки  $r$  получаем

$$\frac{mv_{r,0}^2}{2} + \frac{mv_{\varphi,0}^2}{2} + \alpha \ln(r_1/r_0) = \frac{mv_r^2}{2} + \frac{mv_\varphi^2}{2} + \alpha \ln(r/r_0). \quad (2)$$

Здесь  $\alpha \equiv e\Delta U / \ln(R_0/r_0)$ , а  $m, e$  — заряд и масса иона. Комбинируя (2) с законом сохранения момента импульса  $mr v_\varphi = \text{const}$  приходим к уравнению

$$\frac{mv_{r,0}^2}{2} + \frac{mv_{\varphi,0}^2}{2} \left(1 - \frac{r_1^2}{r^2}\right) + \alpha \ln(r_1/r) = \frac{mv_r^2}{2}. \quad (3)$$

В точках максимального и минимального удаления траектории иона от оси цилиндра радиальная скорость равна нулю, т. е. для нахождения величины  $q \equiv r_1/r$  мы получаем следующее трансцендентное уравнение:

$$\frac{mv_{r,0}^2}{2} + \frac{mv_{\varphi,0}^2}{2} (1 - q^2) + \alpha \ln q = 0. \quad (4)$$

Введем замены  $v_{r,0} = \sqrt{2kT/m} t_{r,0}$ ,  $v_{\varphi,0} = \sqrt{2kT/m} t_{\varphi,0}$  ( $k$  — постоянная Больцмана) и получим

$$t_{r,0}^2 + t_{\varphi,0}^2 (1 - q^2) + \frac{\alpha}{kT} \ln q = 0. \quad (5)$$

Дальнейший анализ проводился численно методом Монте-Карло. Величины  $r_0, R_1, R_0, \beta \equiv \alpha/kT$  выбирались в качестве параметров. Далее определялось  $N$  случайных значений величин  $t_{r,0}, t_{\varphi,0}$ , которые удовлетворяют нормальному закону распределения  $P(t) = 2\pi^{-1/2} \exp(-t^2) dt$  и принимают значения в интервале  $(0, +\infty)$  и  $N$  случайных значений величины  $r_1$ , распределенных на отрезке  $[r_0, R_1]$  по очевидному закону  $P(r) = 2r_1(R_1^2 - r_0^2)^{-1} dr_1$ . Для каждой тройки величин  $t_{r,0}, t_{\varphi,0}, r_1$  определялись два решения  $q_{1,2}$  уравнения (5)  $q_1 > 1, q_2 < 1$  и находились значения максимального и минимального радиусов траекторий ионов  $r_{\max} = r_1/q_2$ ,

Внешний радиус источника $R_0$ , мм	Радиус нити $r_0$ , мм	Радиус области ионизации $R_1$ , мм	Область оптимальных значений $\beta$	Максимальная достижимая эффективность извлечения ионов $\epsilon$
1	0.05	1	4-6	0.55
1	0.05	0.5	1.5-3	0.45
1	0.1	1	4-6	0.35
1.5	0.05	1.5	4.5-7	0.65
1.5	0.1	1.5	2-5	0.45
2	0.05	1	2-4	0.65
2	0.05	1.5	4-6	0.75
2	0.05	2	7-9	0.75
2	0.1	1	1.5-2.5	0.5
2	0.1	1.5	1.5-3	0.55
3	0.05	2	3.5-6	0.8
3	0.1	2	2-5	0.65

$r_{\min} = r_1/q_1$ . В том случае, если  $v_{\max} < R_0$  и  $r_{\min} > r_0$ , траектория не задевает ни проволочки, ни внешней стенки источника. Число таких траекторий  $N_1$  подсчитывалось, величина  $N_1/N$  является очевидной мерой эффективности извлечения фотоиона из источника (коэффициент  $\epsilon$  в формуле (1)). Моделирование показало, что уже число частиц  $N = 100$  является достаточным и разброс величин  $\epsilon$ , определенных по различным последовательностям случайных чисел, не превосходит 10-15% от самой величины.

Некоторые результаты численного моделирования представлены в таблице. Здесь для выбранных значений  $R_1$ ,  $r_0$ ,  $R_0$  указана область значений параметра  $\beta$ , в которой достигается максимальное значение эффективности извлечения фотоионов  $\epsilon$  и само значение эффективности.

Очевидно, что эффективность извлечения фотоионов растет с ростом радиуса области ионизации  $R_1$  и с уменьшением радиуса нити  $r_0$ . Поскольку размер области лазерной фотоионизации должен быть достаточно малым, чтобы можно было обеспечить насыщение используемых в схеме резонансной ступенчатой фотоионизации атомных переходов лазерным излучением и тем самым добиться значительной эффективности и фотоионизации, а радиус нити не может быть выбран слишком малым из-за соображений прочности, то оптимальным для конструкции ионного источника представляется следующий выбор параметров:  $R_0 = 2$  мм,

$R_1 = 1.5$  мм,  $r_0 = 0.05$  мм,  $\beta \approx 5$ , что позволяет достичь эффективности извлечения фотоионов  $\epsilon \approx 0.75$ .

Зависимость эффективности извлечения фотоионов от электрического поля в источнике является достаточно плавной. Для приведенных выше оптимальных параметров величина  $\epsilon \approx 0.5$  реализуется при  $\beta = 1$  и  $\beta = 20$ , т. е. изменение потенциала более чем на порядок изменяет величину эффективности извлечения фотоионов лишь на 30% по сравнению с максимальной. Более критичным параметром является величина радиуса нити  $r_0$ . В этом же примере, если взять значение  $r_0 = 0.2$  мм, эффективность извлечения составит  $\epsilon \approx 0.35$  (при  $\beta \approx 2$ ), а в случае  $r_0 = 0.02$  мм эффективность достигает величины в 85% ( $\beta \approx 5$ ). Заметим, что при температуре источника порядка 1200 К ( $\approx 0.1$  эВ) необходимая величина потенциала поверхности источника относительно нити  $\Delta U$  составляет величину около 1.8 В.

Таким образом, проведенное моделирование показывает перспективность указанной конструкции селективного лазерного фотоионного источника, поскольку при реалистических параметрах для него может быть достигнута близкая к единице суммарная эффективность лазерной фотоионизации.

В заключение хотелось бы отметить, что основные результаты данной работы были получены авторами еще в конце 80-х годов, но остались тогда неопубликованными из-за того, что в то же время был предложен и успешно реализован высокоэффективный лазерный ионный источник типа горячей целнометаллической полости [5,6]. В настоящее время, однако, идея практического использования возможностей стабильного орбитального движения частиц в потенциалах, убывающих не быстрее, чем  $\sim 1/r^2$ , привлекла большое внимание исследователей в различных областях физики: предложены и частично реализованы в идейном плане близкие рассматриваемому здесь источнику "проволочные" ловушки и частицепроводы для атомов, обладающих магнитным моментом  $\mu$  [10,11], и вращательно охлажденных полярных молекул [12]. Представляется, что предлагаемый нами лазерный ионный источник интересен кроме своего практического применения также еще и тем, что он является прототипом всех указанных выше "проволочных" ловушек и частицепроводов и представляет собой простейший пример "микроскопической небесной механики".

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

## Список литературы

- [1] *Летохов В.С.* Лазерная фотоионизационная спектроскопия. М.: Наука, 1987. 318 с.
- [2] *Андреев С.В., Мишин В.И., Секацкий С.К.* // Квант. электроника. 1985. Т. 12. В. 3. С. 611-614.
- [3] *Andreev S.V., Mishin V.I., Letokhov V.S.* // Opt. Commun. 1986. V. 57. N 5. P. 317-320.
- [4] *Andreev S.V., Letokhov V.S., Mishin V.I.* // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 12. P. 1274-1276.
- [5] *Алгазов Г.Д., Берлович Э.Е., Пантелеев В.Н.* // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 12. С. 1109-1112.
- [6] *Алгазов Г.Д., Летохов В.С., Мишин В.И. и др.* // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 10. С. 63-67.
- [7] *Alkhasov G.D., Batist L.Kh., Vukov A.A. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1991. V. A306. N 2. P. 400-402.
- [8] *Mishin V. I., Fedoseyev V.N., Kluge H.-J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1993. V. B73. P. 550-560.
- [9] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1988. С. 47.
- [10] *Schmiedmayer J.* // Appl. Phys. 1995. V. 60B. N 1. P. 169-179.
- [11] *Schmiedmayer J.* // Phys. Rev. 1995. V. 52A. N 1. P. R13-R16.
- [12] *Секацкий С.К.* // Письма ЖЭТФ. 1995. Т. 62. В. 12. С. 900-904.

Институт спектроскопии  
Троицк,  
Московская область

Поступило в Редакцию  
16 апреля 1996 г.