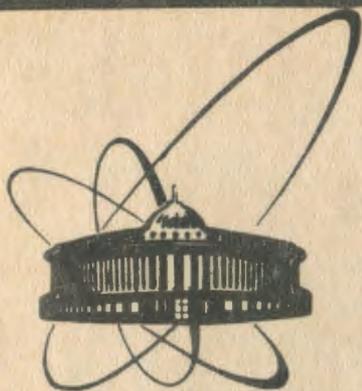


90-422

УДК 621.372.6.01
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
БИБЛИОТЕКА



**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна**

P13-90-422

Г. В. Мышинский

**РЕЗОНАНСНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ
В ГАЗОВОЙ СТРУЕ.
ЭЛЕМЕНТНО-СЕЛЕКТИВНЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК
ДЛЯ МАСС-СЕПАРАТОРА**

1990

Введение

В настоящее время резонансная лазерная ионизация (РЛИ) является наиболее чувствительным методом детектирования и исследования одиночных атомов^{/1-3/}. Для ядерной физики это важно, поскольку появляется дополнительная возможность регистрировать и исследовать оптическими методами ядра, имеющие малые сечения образования в ядерных реакциях. Информация о характеристиках ядер при этом извлекается при изучении сверхтонких структур (СТС) и изотопических сдвигов (ИС) атомных спектров родинонуклидов^{/4/}.

Кроме того, РЛИ начинает успешно применяться при создании селективных ионных источников масс-сепараторов, работающих "в линию" с ускорителем. Первые эксперименты, проведенные на Гатчинском синхротронном ускорителе, показали, что значения эффективности и селективности источника близки к расчетным^{/5/}. Однако ионный источник такого типа ограничен в своих возможностях тем, что, во-первых, наименее короткоживущие ядра, доступные для исследования, имеют время жизни ~ 1 с. Это время определяется диффузией продуктов ядерных реакций из объема мишени на поверхность и временем их поступления в область лазерной ионизации. Во-вторых, по тем же причинам на установке затруднено извлечение тугоплавких элементов.

Для преодоления указанных ограничений предлагается использовать метод газовой струи. Идею совместить методику гелиевой струи и лазерную спектроскопию высказывал В.А.Карнаухов еще в 1978 году^{/6/}.

Обсуждаемый ниже источник ионов является развитием Ion Guide источника, получившего в последнее время достаточно широкое распространение^{/7-9/}.

К преимуществам Ion Guide источника следует отнести высокое быстродействие (~ 1 мс), возможность получить ионы всех элементов с высокой эффективностью, 1-10%.

Недостатки источника связаны с тем, что, во-первых, он не является элементарно-селективным, во-вторых, выход ионов сильно зависит от интенсивности и заряда ядра бомбардирующей мишень частиц и начинает падать с некоторого значения плотности плазмы, образовавшейся в резуль-

тате ионизации газа проходящим через него пучком ускоренных частиц. Последнее обстоятельство вынуждает использовать только относительно слабоионизующие частицы p, d, He , что ограничивает область применения источника получением нейтронно-избыточных нуклидов в реакциях вынужденного деления U, Th .

1. Принцип действия предлагаемого ионного источника



Принципиальная схема изображено на рисунке. Пучок тяжелых ионов бомбардирует мишень, расположенную в трубке, по которой пропускается очищенный инертный газ - He, Ne, Ar . Степень очистки газов определяется вероятностью образования соединений исследуемых атомов (ионов) с присутствующими в газе примесями и составляет $10^{-5} - 10^{-6}$. Максимальное давление газа в трубке 120 Торр, ограничивается оно возможностями дифференциальной откачки ($1 \text{ м}^3/\text{с}$ при давлении 0,1 Торр).

Ионы продуктов реакции, вылетевшие из мишени, тормозясь и нейтрализуясь в газе, транспортируются последним в область лазерной ионизации.

Нейтрализация ионов продуктов реакции и ионов буферного газа осуществляются за счет разных механизмов рекомбинации с электронами образовавшейся плазмы. Плотность электронов в рекомбинирующей плазме уменьшается со временем t по закону

$$n_e = \frac{n_e^0}{1 + \beta \cdot n_e^0 \cdot t}, \quad \text{где}$$

n_e^0, n_e - начальное и текущее значение плотности электронов,
 β - коэффициент рекомбинации^{/10/}. Характерное время рекомбинации

$\tau = 1/\beta \cdot n_e^0$. Из формулы видно, что при $t \gg \tau$ плотность электронов спадает кон $n_e = 1/\beta \cdot t$. Начальная плотность электронов в плазме зависит от сорта газа, от заряда и интенсивности пучка бомбардирующих частиц и обычно $n_e^0 > 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Нейтрализация ионов ядер отдачи при $n_e > 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ идет за счет тройных соударений с участием дополнительного электрона с $\beta_e = 2 \cdot 10^{-20} \text{ нс} \cdot \text{см}^3/\text{с}$, а при $n_e < 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ имеет место рекомбинация с участием атомов газа $\beta_A = 2 \cdot 10^{-27} \cdot A = 8 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$, где $A \sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ - плотность атомов газа. Распад плазмы буферного газа или уменьшение плотности электронов идет за счет диссоциативного механизма; для неона $\beta_D = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$.

Таким образом, ионы ядер отдачи нейтрализуются в основном на первом этапе рекомбинации плазмы, когда плотность электронов велика ($\tau = 0,5 \text{ нс}$). Через 300 нс, когда плотность электронов за счет дис-

социативной рекомбинации плазмы снизится до $1,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^3$, нейтрализация ионов продуктов реакции станет незначительной - текущее значение $\tau = 8 \text{ мс}$.

Проводимая, следовательно, в это время РЛИ атомов не приведет к значительным потерям ионов за счет рекомбинации во время их транспортировки длительностью $t_{\text{тр}} = 2 \text{ мс}$.

Потери ионов, связанные с осаждением их на стенках трубки, также незначительны. При типичных условиях, скажем, давлении неона 100 Торр, время диффузии на длину 0,5 см составит $24 \text{ мс}^{11/}$. Поток газа ламинарный, что тоже существенно уменьшает потери переносимых атомов^{12/}.

Селективная ионизация атомов осуществляется непосредственно в газе с помощью эксимерного лазера и лазеров на красителях в две (или три) ступени^{2,3/}. Эксимерный лазер запускается с задержкой $\sim 300 \text{ нс}$ после окончания импульса бомбардирующих частиц. Излучение эксимерного лазера расщепляется на два луча. Один луч накачивает лазер на красителе с изменяемой длиной волны излучения. Это излучение резонансным образом возбуждает атомные уровни исследуемого элемента или даже конкретного изотопа, если изотопический сдвиг $> 1 \text{ ГГц}$. Второй луч, оставшись без изменений, осуществляет нерезонансную ионизацию возбужденных атомов с эффективностью, близкой к 100%. Сечение возбуждения резонансных переходов $10^{-12} - 10^{-14} \text{ см}^2$, нерезонансной ионизации $\sim 10^{-17} \text{ см}^2$. Для последнего значения сечения требуется плотность энергии в импульсе, при 100% ионизации, составляет 65 мДж/см^2 (10^{17} фотонов/ см^2), что не является проблемой для современных коммерческих лазеров.

После ионизации ионы выносятся газом в откачиваемый вакуумный объем с дальнейшим отделением на скиммере ионов от газа-носителя и последующей масс-сепарацией. Для увеличения эффективности извлечения ионов на скиммер дополнительно подается напряжение -500 В . Далее регистрируются или сами ионы, или радиоактивное излучение их ядер.

Таким образом, обсуждаемый здесь ионный источник имеет следующие параметры: селективность - не хуже 100:1, быстроедействие 1,5-2 мс, эффективность 70-90%, пригоден для элементов с потенциалом ионизации $\leq 10 \text{ эВ}$.

Существенной особенностью описываемого источника ионов является также то, что он позволяет получать, где это возможно, информацию о СТС и ИС атомных уровней. Рассмотрим более подробно две задачи, которые можно решить с помощью указанной методики.

2. Измерения сверхтонких структур и изомерных сдвигов спонтанно делящихся изомеров (СДИ) америция - 240, 242, 244

Для получения СДИ америция предлагается использовать реакцию - $Pu(d, 2n) Am$. Максимум функции возбуждения этой реакции находится в области энергии дейтронов $E_d = 10-11$ МэВ и отвечает сечению образования СДИ $\sigma = 2-4 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2 / 13,14/$. Энергия ядра отдачи Am при $E_d = 11$ МэВ составляет ~ 90 кэВ, что отвечает пробегу в $Pu \sim 30 \text{ мкг/см}^2 / 15/$. Такая толщина обеспечивает вылет из мишени более 70% образовавшихся в ней ядер $^{16/}$ ($K_1 = 0,7$). Периоды полураспадов для СДИ 240, 242, 244 америция равны 0,94; 14; 1,1 мс соответственно.

Ядра, покинув мишень площадью $S = 6 \cdot 10 \text{ мм}^2$, попадают в ламинарный газовый поток, движущийся по каналу $\varnothing 6$ мм и длиной ~ 3 см; см.рис. Средняя скорость потока 20-30 м/с, давление 20 Торр. В качестве газ-носителя используется Ne . Использование этого газа, а не гелия, обусловлено тем, что, во-первых, на нем лучше происходит нейтрализация ионов ядер отдачи (99% - Ne , 90% - He) $^{9/}$, а во-вторых, в неоне меньше скорости диффузии, что гарантирует лучшие коэффициенты транспортировки атомов и ионов по трубке.

После окончания импульса дейтронов (длительность 0,5 мс) с задержкой $\sim 0,3$ мс запускается эксимерный лазер с $\lambda = 308 \text{ нм}$ (4,025 эВ). Один из лучей эксимерного лазера накачивает лазер на красителе RB , дающий излучение переменной длины волны в области атомного перехода америция $\lambda = 605 \text{ нм}$ (2,045 эВ), другой осуществляет нерезонансную ионизацию возбужденных атомов. Потенциал ионизации америция 6,0 эВ $^{17/}$.

Время диффузии полученных ионов при давлении неона 20 Торр на расстояние 3 мм составит ~ 2 мс, что при времени транспортировки "лазерных" ионов ~ 1 мс приведет к 30% потерям ($K_2 = 0,7$) $^{12/}$.

Получившиеся ионы через отверстия в реакционной камере и скин-мере попадут в область, где они собираются электрическим полем на детектор осколков деления. Общее время транспортировки изомеров америция от момента образования до момента высаживания на детектор составит $t_{\text{тр}} = 1,5-2$ мс.

Таким образом, при изменении волны лазерного излучения, ионизируясь будут только те атомы, оптические переходы которых совпадают с энергией кванта лазерного излучения на первой ступени возбуждения. Для СДИ это приведет к изменению скорости счета детектора деления. Следовательно, будет получена информация о СТС и ИС оптических переходов изомеров Am . Расстояние между компонентами СТС для Am 6-10 ГГц $^{17/}$, изомерный сдвиг ~ 200 ГГц $^{18/}$. Ширина линии лазерного излучения 1,2; 30 ГГц, доплеровское и однородное (гозовое) уширение 0,4; 0,2 ГГц соответственно.

При оценке скорости счета детектором N учитывалось:

1. Все ионы ядер отдачи, вылетевшие из мишени ($K_1=0,7$), затормозятся и нейтрализуются в газе.

2. Атомы транспортируются в свободном состоянии. Транспортные потери ионов 30% ($K_2=0,7$).

3. Эффективность лазерной ионизации близка к 100%.

4. За время транспортировки часть ядер распадается; для $t_{TP}=2$ мс и $T_{1/2}=1$ мс - $K_3=0,25$. Тогда $N = \sigma \cdot n \cdot I \cdot K_1 K_2 K_3 = 1 \text{ с}^{-1}$, где n - число атомов Pu на см^2 (30 мкг/см^2), I - ток дейтронов (1 мкА).

Фон в измерениях, по-видимому, будет связан с распадом СДИ, ионы которых присутствуют в буферном газе и образованы нелазерным образом (1% - Ne).

Калибровка лазерного излучения осуществляется с помощью интерферометра, дающего через определенные интервалы длин волн метки. Этапную линию λ_m можно получить с помощью лампы с полим катодом.

3. Исследование оптических спектров актинидных элементов от Cf до No

Поскольку задача поисковая, то ширина лазерной линии выбирается максимальной, ~ 30 ГГц.

Время жизни изотопа исследуемого элемента должно быть меньше или сравнимо с временем проведения измерения на данной длине волны лазерного излучения, т.е. $T_{1/2}=10$ мс - 10 мин. Это требование приводит к необходимости использовать реакции, в которых ионы ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne взаимодействуют с мишенями, изготовленными из легких изотопов элементов от U до Cm . Сечение указанных реакций, ведущих к образованию актинидов от Cf до No , имеет величину ~ 1 мб, например, $^{238}U(^{12}C, 6n)^{244}Cf$ - 7 мб; $^{240}Pu(^{12}C, 4)^{248}Fm$ - 0,5 мб; $^{246}Cm(^{12}C, 4n)^{254}No$ - 0,6 мб/19/.

Характерные энергии бомбардирующих частиц $E = 70-120$ МэВ, что отвечает пробегом ядер-продуктов в материале мишеней $0,5-1,2 \text{ мг/см}^2$, в неоне - $0,2-0,4 \text{ мг/см}^2$ /20/. При токе частиц 1 мкА и сечении 1 мб следует ожидать выхода исследуемых изотопов $2-5 \text{ с}^{-1}$.

Поскольку потенциалы ионизации элементов $Cf-No$ лежат в области $6,3-6,6$ эВ, то лазерную ионизацию можно проводить, начиная с длины волны $540-480$ нм для эксимера $XeCl$ - $\lambda = 308$ нм или с $\lambda = 950-780$ нм для эксимера KrF - $\lambda = 248$ нм (5 эВ).

В заключение автор хотел бы поблагодарить Карноухова В.А., Лазарева Ю.А., Тарантино Н.И. за ряд полезных замечаний по работе, а также Кузнецова В.Д., Гродечны Ч., Ефремова А.А. за ценные советы и обсуждения, результатом которых является настоящий вариант статьи.

Литература

1. С.В.Андреев, В.С.Летохов, В.И.Мишин. Письма в ЖЭТФ, т.43, вып.12, 1986, с.570-572.
2. S.D.Kramer, C.E.Bemis, Jr.J.P.Young, G.S.Hurst. Opt. Lett., vol.3, n. 1, 1978, 16.
3. T.Minowa, H.Katsuragawa, A.Kawamura, M.Shimazu. Opt. Comm., 60, 1,2 1986, 37.
4. E.W.Otten.Nucl. Phys., A354, 1987, 471-496.
- 5.-Г.Д.Алхазов и др. Препринт ЛИЯФ 1510, 1989, 10 с.
6. В.А.Карнаухов. Препринт ОИЯИ, Дубна, P13-12000, 1978.
7. J.Arje, J.Aysto, P.Taskinen, J.Honkanen, K.Valli. Nucl. Inst.Meth., B26, 1987, 384.
8. P.Taskinen, H.Penttila, J.Aysto, P.Dendooven, P.Jauho, A.Jokinen, M.Yoshii. Nucl. Inetr. and Meth., A281, 1989, 539-546.
9. J.Arje. Международная школа по физике тяжелых ионов, Дубна-86, Д7-87-68, Дубна, 1987, 649.
10. Ю.А.Райзер. Физика газового разряда. М., Наука, 1987, с.131-143.
11. И.Мак-Даниель, Э.Мэзон. Подвижность и диффузия ионов в газах. М., Мир, с.22-38.
12. Ю.П.Гангровский, Л.В.Михайлов. Препринт ОИЯИ, Дубна, P13-12212, 1979.
13. H.C.Britt, S.C.Burnett, B.H.Erkila, J.E.Lynn, W.E.Stein. Phys. Rev., C v.4, 1971, 1444.
14. S.Bjornholm, J.Borggreen, L.Westgaard, V.A.Karnaikhov. Nucl. Phys., A95, 1967, 513-525.
15. N.L.Lark, G.Sletten, J.Pedersen, S.B.Bjornholm. Nucl. Phys., A139, 1969, 421-500.
16. S.M.Polikanov, G.Sletten. Nucl. Phys., A151, 1970, 656-672.
17. M.Fred, F.S.Tomkins. J.Opt.Soc.Am., v.47, num.12, 1957, 1076.
18. C.E.Bemis, Jr.J.R.Beene, J.P.Young, S.D.Kurmer. Phys.Rev.Lett., v.43, num.25, 1979, 1854.
19. Э.Хайд, И.Перлман, Г.Сиборг. Методы синтеза тяжелых ядер. М., 1968.
20. L.C.Northcliffe, R.F.Shilling. Nucl.Data Tables, A7, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июня 1990 года.