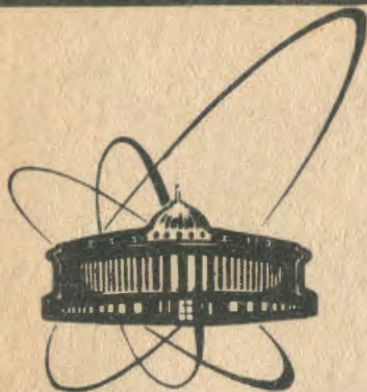


89-115



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

М 965

P13-89-115

Г.В.Мьшинский

ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРОМЕТР
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕР
НА ГРАНИЦЕ НУКЛОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ
(проект)

Доложено на II Конференции молодых ученых ЛЯР ОИЯИ
/Дубна, 5-7 января 1988 г./

1989

Введение

Более десяти лет во многих лабораториях мира с помощью методов лазерной спектроскопии проводят успешные эксперименты по исследованию радиоактивных ядер, далеких от границы стабильности. Высокая разрешающая способность этих методов дает возможность при изучении сверхтонких структур (СТС) и изотопических сдвигов (ИС) в атомных спектрах радионуклидов исследовать такие характеристики ядер, как число протонов и нейтронов, спин, магнитный, квадрупольный момент и связанный с последним среднеквадратичный зарядовый радиус ядра. В свою очередь высокая чувствительность лазерных методов позволяет изучать ядра, доступные в очень малых количествах. Так, если работать с предельной чувствительностью, то для точного определения СТС и ИС требуется всего $10^3 - 10^4$ атомов. Наиболее часто в исследованиях подобного рода применяют два метода: резонансной лазерной флуоресценции и многоступенчатой резонансной фотоионизации ^{/1/}. И в том, и в другом случаях используют один или несколько лазеров на красителях с перестраиваемой длиной волны излучения. В ЦЕРНе, в частности, для исследования короткоживущих ядер используют метод коллинеарной лазерной спектроскопии, позволяющий работать с пучками $10^6 - 10^8$ ионов $\cdot \text{с}^{-1}$ ^{/2,3/}; в Гатчине, используя метод многоступенчатой фотоионизации, работают с пучками до $10^4 - 10^5$ ионов $\cdot \text{с}^{-1}$ ^{/4,5/}. Ионы радиоактивных элементов получают на масс-сепараторах (ISOLDE, ИРИС), работающих на линии с синхротронным циклотроном. После нейтрализации ионов в специальных перезарядных устройствах или на стенке горячего тигля атомы радионуклидов становятся пригодны для исследования методами лазерной спектроскопии.

Однако установки такого типа ограничены в своих возможностях тем, что:

Во-первых, наименее короткоживущие ядра, доступные для исследования, имеют время жизни ~ 1 с. Причем эта граница определяется не процессом измерения СТС и ИС, а временем диффузии продуктов ядерных реакций из объема мишени на поверхность и временем поступления

радионуклидов на вход ионного источника. Кроме того, по мере приближения к границе нуклонной стабильности выход нейтронодефицитных изотопов в реакции с протонами резко падает.

Во-вторых, исследование тугоплавких элементов на указанных установках затруднено из-за сложности извлечения этих элементов из объема мишени и последующей их ионизации. Это, в свою очередь, приводит к получению потоков радионуклидов ниже уровня чувствительности лазерных методов.

В-третьих, чувствительность методов лазерной спектроскопии снижается из-за наличия фонов. В методе резонансной флуоресценции фон в основном определяется темновым током регистрирующего ФЭУ и засветкой ФЭУ от рассеянного лазерного излучения на элементах конструкции. В случае многоступенчатой фотоионизации источников фона четыре: а) от стабильных изотопов исследуемого элемента, присутствующих в тигле, б) фон от тепловых ионов изобар, в) от радиоактивности, г) фон от ионизации остаточного газа в камере ионным пучком масс-сепаратора^{4,5/}.

Ясно, что перечисленные недостатки определяются, в основном, не самими методами лазерной спектроскопии, а способом получения атомных (ионных) пучков.

Для преодоления указанных ограничений предлагается, работая на пучке тяжелых ионов, останавливать ядра отдачи в газе, а затем с помощью того же газа выводить их из зоны торможения, т.е. использовать газовую струю. Метод газовой струи известен уже более 20 лет, достаточно хорошо изучен и с успехом применяется во многих лабораториях мира^{6,8/}. Такой источник атомов позволяет работать с нуклидами, имеющими время жизни до 100 мкс.

Последующая ионизация атомов осуществляется селективным образом с помощью метода многоступенчатой лазерной фотоионизации. К настоящему времени ионизация таким методом осуществима для 80 элементов таблицы Менделеева.

Источник атомов

Принципиальная схема предлагаемой установки изображена на рис. 1. Пучок тяжелых ионов бомбардирует мишень, находящуюся в цилиндрической реакционной камере, которая заполняется очищенным гелием или другим инертным газом до давления 1 атм. Вылетающие из мишени ядра отдачи тормозятся в газе, одновременно нейтрализуясь на нем и на присутствующих в газе примесях O_2 , H_2O , N_2 , Ne . Роль примесей двоякая: с одной стороны, они являются хорошими нейтрализаторами, с другой, образуя кластеры, они могут абсорбировать на себе ядра

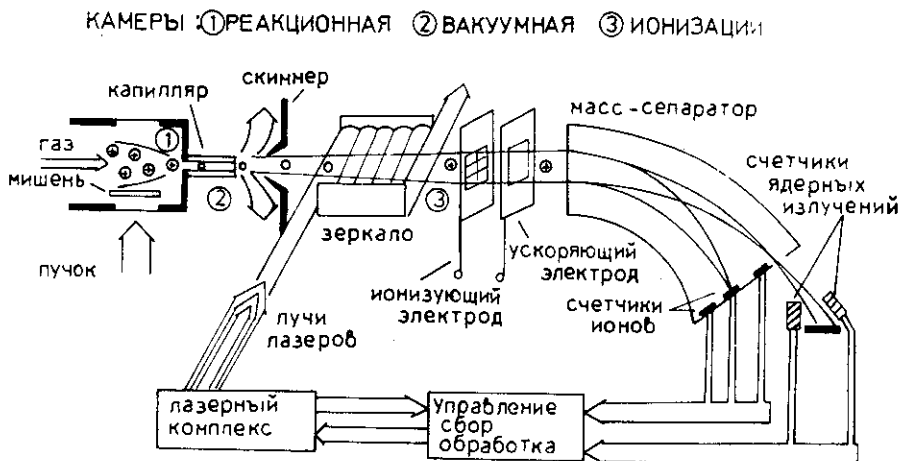


Рис. 1

отдачи. Однако проведенные расчеты и исследования показали /6/, что уровень концентрации примесей порядка $3 \times 10^{-12} \text{ см}^3$ при температуре газа $\sim 80 \text{ K}$ и давлении $\sim 2 \text{ атм}$ на порядок ниже, чем это необходимо при использовании аэрозолей в качестве "транспорта" в методике гелиевой струи. Такая концентрация примесей легко достигается с помощью фильтров и при охлаждении буферного газа до температур жидкого азота.

Увлекаемые газом термализованные атомы через узкий капилляр диаметром $0,6 \pm 1 \text{ мм}$ и длиной $2-20 \text{ см}$ выносятся сверхзвуковой струей в вакуумную камеру. Для создания такого потока (скорость $\sim 2 \times 10^5 \text{ см с}^{-1}$) необходима мощная дифференциальная откачка. Так, для получения в вакуумной камере давления $0,1 \text{ Торр}$ требуется скорость откачки $\sim 1 \text{ м}^3 \text{ с}^{-1}$.

Вакуумная камера отделена от камеры ионизации скиммером, вырезающим основное ядро потока. Скиммер диаметром $1,2 \pm 2 \text{ мм}$ расположен на расстоянии $7 \pm 13 \text{ мм}$ от конца капилляра. Такая геометрия позволяет использовать практически весь пучок радиоактивных атомов, поскольку средний угол разлета продуктов реакции из капилляра при охлаждении газа до $T \approx 80 \text{ K}$ составляет $11 \pm 2^\circ$ /6/. Кроме того, при температуре жидкого азота возрастает почти в 4 раза плотность газа и уменьшается скорость диффузии атомов к стенке реакционной камеры, что, соответственно, уменьшает пробег ядер отдачи и увеличивает коэффициент транспортировки их по тонкому капилляру. Так, максимальная эффектив-

ность транспортировки по капилляру \varnothing 0,8 мм ядер отдачи, получающихся в результате α -распада, на расстояние 1 метр составляет $78 \pm 10\%$, на расстояние 2,5 метра - $27 \pm 5\%$, а для осколков деления ^{252}Cf на расстояние 2,7 м - $27 \pm 10\%$. Причем результат слабо зависит от химических свойств элемента ^{/6/}.

Заметим, что подобные схемы (без капилляра, просто с отверстием в реакционной камере) уже применяются для создания ионных источников ^{/7,8/}. Эффективность таких источников составляет 1-10%, среднее время выноса из камеры 1,5 мс (рис. 2) ^{/7/}. Использование гелия в этом источнике является обязательным условием, поскольку выход ионов существенно зависит от применяемого газа. В нашем случае ионы являются источником фона, поэтому на скиммер необходимо подать запирающее напряжение ~ 1 кВ. Кроме того, выгодно работать на другом инертном газе (рис. 3).

Следует заметить, что выход ионов также зависит от интенсивности пучка бомбардирующих частиц и начинает падать с некоторого значения плотности плазмы, получающейся в результате ионизации газа проходящим через него пучком. Обычно указывают две причины этого явления: трехчастичная рекомбинация $\text{He} + e^- + A^+ \rightarrow \text{He} + A$ и разлет образовавшейся плазмы. Если первый процесс нам полезен, то второй вреден. Однако, помещая реакционную камеру в электрическое или магнитное поле, можно попытаться управлять "плазменным разлетом". Если же это не удастся сделать, то реакционную камеру можно расположить на выходе устройства, сепарирующего продукты реакции от первичного пучка тяжелых ионов, а именно: в конце "Василисы" или на выходе строящегося газонаполненного сепаратора.

Таким образом, можно рассчитывать на то, что эффективность выноса ядер отдачи составит 30-80%.

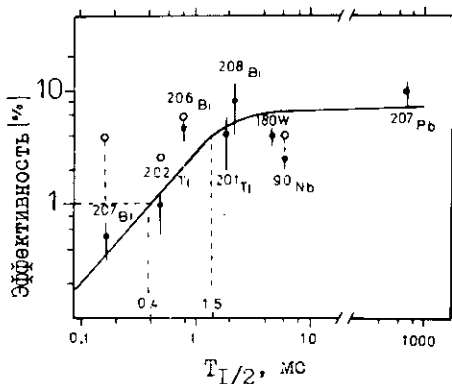


Рис. 2. Интегральная эффективность источника IGISOL - масс-сепаратор для некоторых тяжелых нуклидов и их изомерных состояний как функция периодов полураспада ^{/7/}.

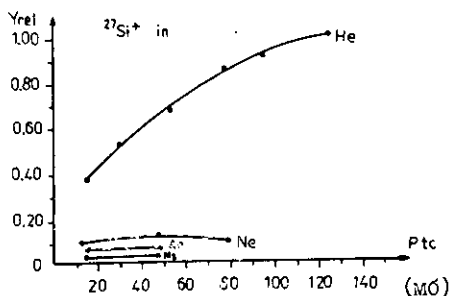


Рис. 3. Относительный выход Si^{+} ($p + {}^{26}Al$, 16 МэВ), термализованного в He, Ne, Ar, N_2 [7].

Лазерная ионизация

Ионизирующая лазерно-оптическая часть практически не стилизуется от схемы, применяемой в Гатчине [5]. Она состоит из трех перестраиваемых лазеров на красителях: спектрометрического, непрерывного действия с импульсным усилителем с параметрами: перестройка длины волны 540–700 нм, ширина линии излучения 25+30 МГц, средняя мощность излучения до 1 Вт, и двух лазеров ЛЖИ-504, накачиваемых импульсными лазерами на парах меди. Параметры лазеров следующие: длительность светового импульса 20 нс, частота 10^4 Гц, перестройка длины волны 540–700 нм, средняя мощность излучения до 800 МВт, ширина линии 25–30 ГГц. Все три лазерных луча, совмещенные во времени и пространстве, пересекают атомный пучок под прямым углом. Для увеличения эффективности ионизации, поскольку излучение импульсное, лазерные лучи пересекают атомный пучок до 10 раз, отражаясь от двух плоскопараллельных зеркал. Это увеличивает выход фотоионов примерно на порядок по сравнению с однократным пересечением. Отметим, что если вместо импульсных лазеров использовать непрерывные, то эффективность ионизации вырастет еще примерно на порядок. Лазерное излучение последовательно возбуждает все более высоколежащие уровни, переводя атомы в конце концов в автоионизационное или ридберговское состояние. После чего атомы ионизируются самопроизвольно или импульсным электрическим полем (1–10 кв/см), включающимся сразу после окончания лазерных импульсов (рис. 4). В электрическом поле высоковозбужденные атомы ионизируются с выходом, равным единице. В этом случае сечение ионизации определяется сечением возбуждения соответствующего высоковозбужденного состояния атома $\sim 10^{-14}$ см². Сечение возбуждения автоионизационных состояний составляет $\sim 10^{-16}$ см². Это, естественно, требует в 100 раз более высокой мощности лазерного излучения, что не всегда достижимо.

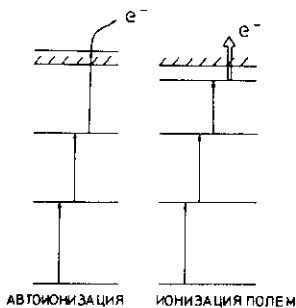


Рис. 4. Многоступенчатая селективная фотоионизация.

Максимальная эффективность ионизации, отношение потоков ионов к потоку атомов, в данной схеме может составить 2–5%, при ширине линии излучения на первой ступени возбуждения 200–300 МГц.

Регистрация ионов и чувствительность установки

Дуоскоренные ионы поступают на вход анализирующего устройства, представляющего собой магнитный или времяпролетный масс-сепаратор (в самом простом случае ионы регистрируются ВЗУ). Использование магнитного масс-сепаратора представляется более предпочтительным, поскольку он разделяет ионы с различными массовыми числами в пространстве, что снижает фон от паразитных ионов O_2 , N_2 и т.п., а самое главное, позволяет на выходе масс-сепаратора исследовать "чистые" изотопы уже традиционными методами ядерной спектроскопии.

В фокальной плоскости масс-сепаратора расположены счетчики ионов – ВЗУ. Их эффективность регистрации ионов равна 1.

При изменении длины волны спектрометрического лазера ионизовываться будут только атомы, чьи переходы находятся в резонансе с лазерным излучением, что приведет к изменению скоростей счета ВЗУ. Таким образом, снимаемые одновременно со всех счетчиков зависимости скоростей счета от длины волны излучения дадут информацию об изотопических сдвигах и сверхтонких структурах радиоактивных атомов даже там, где оптические спектры от соседних изотопов перекрываются.

Чувствительность, минимальный поток ионов, регистрируемый установкой, зависит не только от эффективности ионизации атомов, но и от фона. Поскольку источник атомов "холодный", то фон установки будет, в основном, определяться радиоактивным излучением, вызывающим импульсы ВЗУ. Уровень такого фона растет во время работы и зависит от свойств исследуемых изотопов. В гатчинских экспериментах он составлял от одного до, максимум, 10 имп.с⁻¹ /5/. Если же регистрировать фото-ионы в соответствующий момент времени, связанный с приходом лазерного импульса, то фон можно снизить на порядок.

Следовательно, при 10-часовом эксперименте, числе каналов сканирования длины волны лазерного излучения - 100 и фоне ~ 1 им.с⁻¹ представляется возможным регистрировать потоки 0, I+I ионов.с⁻¹, что соответствует сечениям 10^{-29} - 10^{-28} см². Стабилизируя частоту лазерного излучения (I канал) или используя другие, не селективные, виды ионизации, например ECR-источники, можно спуститься, соответственно, до сечений 10^{-31} см², 10^{-32} см².

Выводы

Таким образом, обсуждаемая в этой статье установка обладает тем преимуществом перед другими, что:

- 1) позволяет исследовать методами лазерной и ядерной спектроскопии характеристики радионуклидов с временами жизни до 1 мс;
- 2) дает возможность работать с тугоплавкими элементами;
- 3) работая на одном непрерывном лазере, позволяет получать потоки поляризованных ядер;
- 4) поскольку источник атомов "холодный", то можно использовать легкоплавкие мишени;
- 5) позволяет исследовать ядра, сечение образования которых имеет величину 10^{-31} - 10^{-27} см².

Область физических исследований ясно представляется из вышеперечисленных свойств и включает в себя исследование нейтрондефицитных и нейтроноизбыточных ядер вплоть до границ нуклонной стабильности, исследования свойств ядерных изомеров всех видов, определение сечений образования продуктов ядерных реакций как по Z , так и по N .

Литература

1. В.П.Балыкин, Г.И.Беков, В.С.Летохов, В.И.Мишин. УФН, 132, 293, 1980.
2. E.W.Otten. Laser techniques in nuclear physics. Nucl. Phys., A354, (1987), p.471-496.
3. E.W.Otten. Nuclear ground state properties from optical investigations. Preprint CERN-EP/86-188, 1986.
4. Г.Д.Алхазов, А.Е.Барзах, В.П.Денисов и др. Препринт ЛИЯФ № П161, Гатчина, 1986.
5. В.И.Федосеев, С.К.Секацкий, В.И.Мишин и др. ЖЭТФ, т.93, вып.2(8), 1987.
6. J.Aysto. A study of the helium-yet recoil-transport method and its application to on-line isotope separation. Department of Physics. University of Jyväskylä. Research Report No.1/1977 ISBN 951-677-777-5.

7. J.Arje. Helium-Jet Techniques in on-line isotope Separation.
Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов, Дубна-86,
Д7-87-68, ОИЯИ, Дубна, 1987.
8. J.Arje, J.Austo, P.Taskinen, J.Honkanen, K.Valli. Nucl. Inst.Meth.,
B26 (1987), 384.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 февраля 1989 года.