



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-169

P13-96-169

Ю.П.Гангровский, С.Г.Земляной, И.Н.Изосимов\*, Б.Н.Марков

ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ  
ЛАЗЕРНО-ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР  
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТОМОВ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

---

\*Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, г.Санкт-Петербург

1996

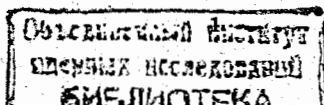
Методы резонансной лазерной спектроскопии высокого разрешения получили в последние годы широкое применение в исследованиях структуры атомных ядер. Уникальные свойства лазерного излучения (исключительно высокие монохроматичность и интенсивность, направленность, когерентность, возможность плавного изменения длины волны) позволили проводить эти исследования для широкого круга ядер, как стабильных, так и радиоактивных, образующихся в реакциях с низкими выходами. Предметом этих исследований являются ядерные параметры, описывающие распределение электрического заряда и тока в ядре (средний радиус, спин, магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты) [1-3].

Один из распространенных методов лазерной спектроскопии основан на резонансном возбуждении уровней электронной оболочки атома или иона световым излучением лазера и регистрации спонтанно испущенных фотонов (метод резонансной лазерной флуоресценции) [4,5]. В этом методе измеряется зависимость вероятности возбуждения атома или иона от частоты лазерного излучения, и таким образом определяются резонансные частоты, которые связаны с указанными выше ядерными параметрами. Недостатком метода является его одноканальность - в каждый момент времени измерение проводится при какой-либо одной частоте. Поэтому необходимо поддерживать постоянными (или контролировать) интенсивности как лазерного излучения, так и пучка атомов. Кроме того, при сканировании частоты возможны ее сбои.

В методе коллинеарной лазерной спектроскопии [6] частота лазерного излучения фиксируется, а ее сканирование заменяется изменением доплеровского сдвига частоты ионов при сканировании ускоряющего напряжения. Этот метод достаточно сложный, в нем смягчаются требования к стабильности, но одноканальность остается. В данной работе описывается метод, позволяющий одновременно измерять весь спектр резонансных частот, и основанная на нем экспериментальная установка - времяпролетный лазерно-флуоресцентный спектрометр оптического излучения атомов.

В предлагаемом методе используется не сканирование частоты лазерного излучения или ускоряющего напряжения, а измерение спектра скоростей атомов, испытавших резонансное возбуждение, и определение таким образом их доплеровского сдвига относительно фиксированной частоты лазера. Поскольку непосредственное измерение энергии атомов практически невозможно из-за их малой скорости, которая не превышает  $10^6$  см/с, то измеряется время пролета ими заданного расстояния и таким образом определяется их скорость и отсюда доплеровский сдвиг частоты. Этот сдвиг определяется выражением:

$$\Delta\nu = \nu_0 \left[ \frac{v}{c} \right] \cos \alpha, \quad (1)$$



где  $\nu_0$  - фиксированная частота лазерного излучения,  $\nu$  и  $c$  - соответственно скорости атома и света,  $\alpha$  - угол между направлениями пучка атомов и лазерного луча. В потоке атомов с широким спектром скоростей всегда окажутся такие, для которых добавляемый к фиксированной частоте лазера доплеровский сдвиг приведет к резонансной частоте:

$$\nu_{\text{рез.}} = \nu_0 + \Delta\nu. \quad (2)$$

Поэтому если измерять спектр времен пролета атомов, испытавших резонансное возбуждение, то в нем окажутся пики, соответствующие резонансным частотам (эти частоты принадлежат разным изотопам или разным компонентам сверхтонкой структуры одного изотопа). Связь между временем пролета и резонансной частотой определяется выражением:

$$\Delta t = \left( \frac{\nu_{\text{рез.}}}{\nu_0} - 1 \right)^{-1} \frac{\ell}{c} \cos \alpha, \quad (3)$$

где  $\ell$  - пролетное расстояние.

Время пролета определяется по временному интервалу между двумя импульсами. Один из них соответствует моменту вылета сгустка атомов из исследуемого образца, а другой - моменту пролета через лазерный луч. Короткий сгусток атомов может быть получен при испарении вещества под действием мощного импульсного лазерного излучения. Известно, что при воздействии на поверхность образца лазерным излучением с плотностью мощности выше пороговой ( $10^7 - 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> для различных веществ) образуется высокотемпературный плазменный сгусток из нейтральных атомов, ионов и электронов [7,8]. При достаточно коротком импульсе лазерного излучения ( $\leq 10$  нс) время образования этого плазменного сгустка не превышает 0,1 мкс, что значительно меньше среднего времени пролета атомов ( $\approx 100$  мкс).

Установка, использующая такой способ получения атомного пучка, создана нами [9] и успешно используется для исследования структуры атомных ядер [10]. Блок-схема экспериментальной установки, основанной на этом методе, представлена на рис.1.

Основные узлы установки:

1. Импульсный лазер на иттрий-алюминиевом гранате (YAG) ЛТИПЧ-7, работающий в режиме модулированной добротности. Этот лазер служил для получения импульсного пучка исследуемых атомов. Его основные параметры:

- длина волны излучения - 1,06 мкм,
- энергия в импульсе - до 50 мДж,
- длительность импульса - 10 нс,
- частота следования импульсов - 12,5+100 Гц.

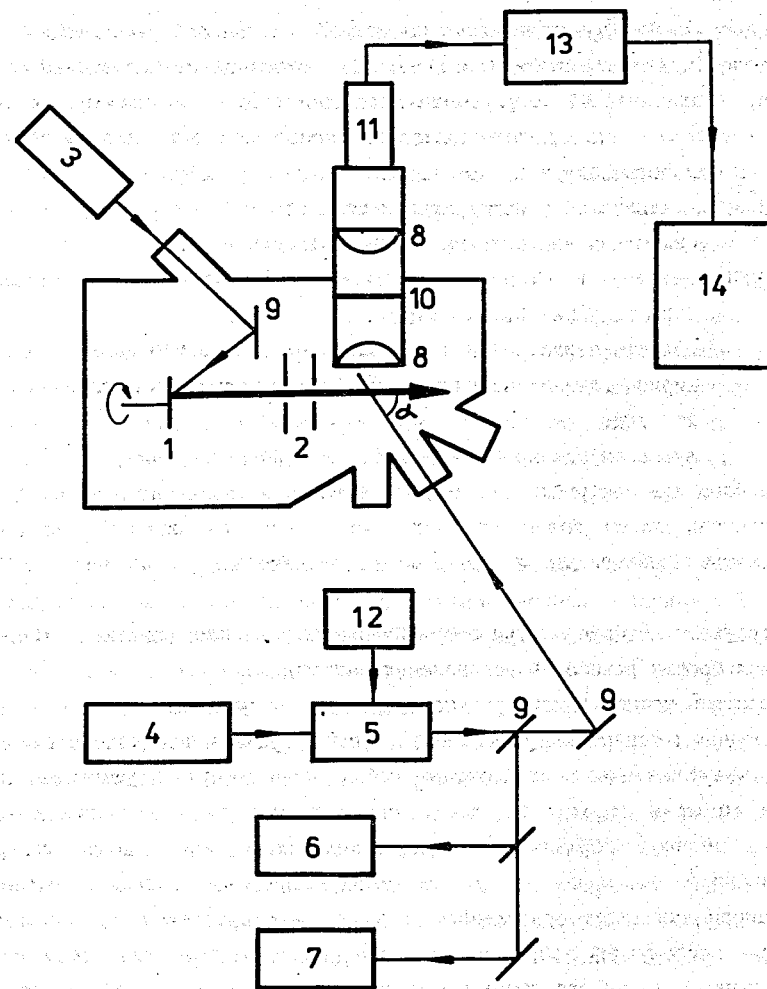


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 - образец, 2 - коллиматоры, 3 - импульсный лазер, 4 - непрерывный Ag-лазер, 5 - лазер на красителе, 6 - конфокальные интерферометры, 7 - измеритель длины волны, 8 - фокусирующие линзы, 9 - зеркала, 10 - интерференционный фильтр, 11 - фотоумножитель, 12 - система сканирования частоты, 13 - блоки электроники, 14 - персональный компьютер

2. Непрерывный, перестраиваемый по частоте, кольцевой узкополосный лазер на красителе (модель 380D Spectra Physics) с активной стабилизацией частоты излучения, накачиваемый непрерывным аргоново-ионным лазером (модель 2030T Spectra Physics). Эта система лазеров использовалась для возбуждения резонансной флуоресценции в пучке атомов и имела параметры:

SP 2030T: максимальная интегральная мощность - 20 Вт;

выходная мощность на линии 0,514 мкм - 9 Вт.

SP 380D: выходная мощность излучения - до 800 мВт при мощности накачки 4 Вт на линии 0,514 мкм;

область перестройки длины волны - 0,450-0,850 мкм;

ширина линии излучения с блоком активной стабилизации - 1+3 МГц;

диапазон сканирования частоты - 0+30 ГГц.

3. Приборы для настройки длины волны лазерного излучения и ее контроля:

измеритель длины волны (точность  $\approx 1,5$  ГГц) на основе сканирующего интерферометра Майкельсона с реперным стабилизированным по частоте He-Ne лазером;

контрольные интерферометры Фабри-Перо с постоянными решетки 8 МГц и 150 МГц для калибровки разностей резонансных частот;

измеритель мощности непрерывного лазерного излучения.

4. Вакуумная камера для получения атомного пучка и взаимодействия его с лазерным излучением, представляющая собой цилиндр из нержавеющей стали диаметром 40 см и высотой 35 см с системой патрубков для подсоединения насоса, установки образцов и оптических окон для ввода лазерного (непрерывного и импульсного) и вывода резонансно-рассеянного излучения. Внутри камеры находился вращающийся с заданной скоростью диск, на котором укреплялся исследуемый образец, система коллиматоров для формирования атомного пучка и линзы для сбора и фокусировки на фотокатод ФЭУ резонансно-рассеянного излучения. Система коллиматоров и, следовательно, направление атомного пучка были фиксированными. В то же время, вводя непрерывное лазерное излучение в камеру через различные патрубки, можно было менять угол его взаимодействия с атомным пучком от  $20^\circ$  до  $90^\circ$ . Тем самым можно было выбирать необходимый диапазон доплеровских сдвигов частоты. Камера откачивалась турбомолекулярным насосом до давления  $5 \cdot 10^{-6}$  торр.

5. Система регистрации резонансно-рассеянного лазерного излучения, включающая фотоумножитель и набор необходимых блоков электроники в стандарте КАМАК. Используемый фотоумножитель (ФЭУ-136 с мультителочным фотокатодом) характеризовался большим коэффициентом усиления ( $10^7$ ), малым темновым током

(с  $10^{-8}$  А), широкой областью спектральной чувствительности (0,3+0,8 мкм) и работал в режиме счета одиночных фотонов. Эффективность счета фотонов в максимуме спектральной чувствительности составляла 10%.

6. Персональный компьютер типа IBM AT-486 для накопления и обработки экспериментальных данных, а также для контроля и управления экспериментом.

При выполнении описанных ниже экспериментов на этой установке излучение импульсного лазера фокусировалось с помощью длиннофокусной линзы ( $F=200$  мм) на изучаемом образце в пятно диаметром 0,3+3 мм (размер пятна определялся требуемой плотностью мощности излучения). Обычно диаметр пятна был меньше размеров образца, поэтому вращение последнего позволяло облучать большую часть его поверхности. При воздействии на поверхность образца лазерным излучением с плотностью мощности выше пороговой можно было эффективно испарять практически любые, даже самые тугоплавкие вещества, разлагать соединения и таким образом получать интенсивные импульсные пучки свободных атомов или ионов.

Формирование пучка атомов при их свободном разлете с испаряемой поверхности в вакуум производилось с помощью системы коллиматоров (диаметры отверстий составляли 1+3 мм). При такой коллимации диаметр пучка в области взаимодействия с непрерывным лазерным излучением (в центре камеры на расстоянии 20 см от образца) составлял 5 мм. Размеры области взаимодействия определялись диаметром лазерного луча (1 мм) и длиной его участка,

с которого происходило собирание резонансно-рассеянного излучения на фотокатод ФЭУ ( $\approx 6$  мм). Эта область охватывала телесный угол (относительно точки образования атомного пучка) в  $2 \cdot 10^{-5}$  от  $2\pi$ . Однако эффективность доставки атомов в область взаимодействия была в 2+4 раза больше в зависимости от интенсивности импульсного лазерного излучения и материала образца из-за анизотропии углового распределения (больше атомов вылетало по нормали к поверхности, чем под малыми углами).

Непрерывное лазерное излучение с заданной длиной волны вводилось в камеру через окна из оптического стекла. Для подавления фона от рассеяния на них лазерного излучения они были установлены под углом Брюстера к направлению лазерного луча. Кроме того, на пути луча в область взаимодействия был помещен ряд диафрагм, подавляющих ореол лазерного излучения.

Образующееся в зоне взаимодействия лазерного излучения с атомным пучком резонансно-рассеянное излучение направлялось специальной оптической системой светосбора на катод фотоумножителя. Эта система состояла из двух линз с фокусным расстоянием 40 мм и светосилой 1,4 и сферического зеркала с

радиусом кривизны 40 мм. Такая система передавала объекты из области взаимодействия на катод ФЭУ в масштабе 1:1. При этом полный телесный угол собирания света составлял 18% от  $4\pi$ . Для снижения фона от лазерного излучения и свечения плазмы на поверхности образца область взаимодействия окружалась специальным экраном, а между линзами помещался полосовой интерференционный фильтр, подобранный для длины волны измеряемого излучения, с шириной пропускания  $10 \pm 20$  нм.

Импульсы с ФЭУ, возникающие при попадании на его катод фотонов резонансно-рассеянного излучения, после предварительного усиления направлялись на быстрый усилитель, затем на дискриминатор-формирователь, позволяющий отсечь собственные шумы ФЭУ. В результате этого темновой фон ФЭУ не превышал 40 имп./с. Сформированные импульсы (их длительность составляла 10 нс) поступали на вход "стоп" преобразователя "время-амплитуда". Его "старт" задавался сигналом от фотодиода, на который попадала часть излучения импульсного лазера, и соответствовал моменту образования плазменного сгустка на поверхности образца и началу разлета атомов. Таким образом, распределение времен пролета атомов преобразовывалось в амплитудный спектр, который и служил предметом анализа. Результатом измерения были спектры, выражающие зависимость интенсивности резонансно-рассеянного лазерного излучения от времени пролета атомов. Преобразование этих спектров с помощью выражений (1)-(3) в зависимости от частоты лазерного излучения позволяло определить резонансные частоты исследуемых атомов, а из них получить указанные выше ядерные параметры.

Для оптимизации работы установки и определения ее параметров были проведены следующие эксперименты:

1. Измерение спектра скоростей атомов. В этом эксперименте частота лазерного излучения соответствовала резонансной для выбранного сорта атомов, и оно пересекало атомный пучок под прямым углом. При таких условиях измерялись спектры времен пролета атомов различных элементов, из которых были получены спектры скоростей. На рис. 2 представлены в качестве примеров эти спектры для атомов изотопа  $^{90}\text{Zr}$  (резонансная длина волны  $\lambda = 0,5736$  мкм или резонансная частота  $\nu = 5,22 \cdot 10^{14}$  Гц) и  $^{160}\text{Gd}$  ( $\lambda = 0,5752$  мкм). Видно, что спектры соответствуют максвелловскому распределению скоростей в диапазоне  $10^5 - 10^6$  см/с.

Эти спектры скоростей позволяют судить о доплеровских сдвигах резонансных частот атомов. На рис. 3 представлены рассчитанные из измеренных спектров скоростей спектры доплеровских сдвигов (доплеровские контуры) для атомов  $^{160}\text{Gd}$  при различных углах пересечения лазерного луча с атомным

N, отн. ед.

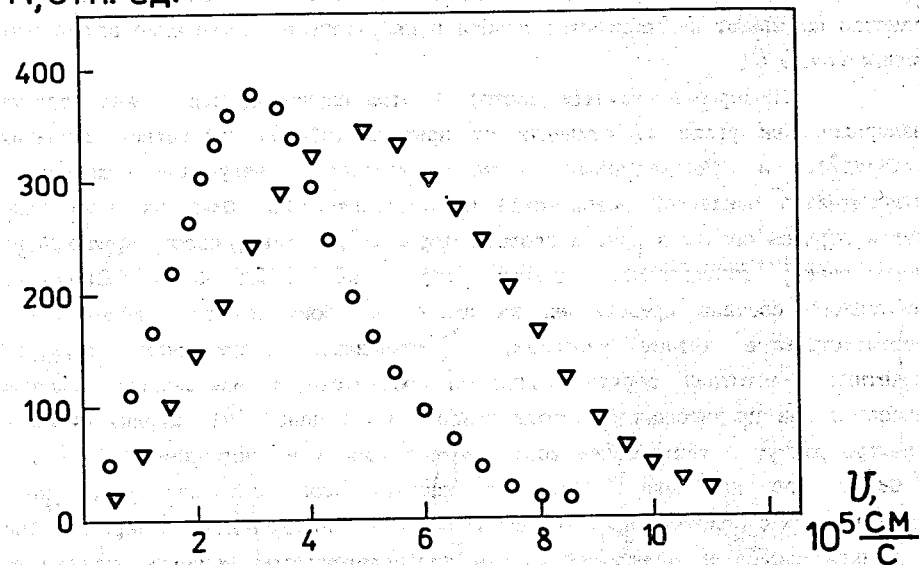


Рис. 2. Спектр скоростей атомов:  
 $\nabla$  -  $^{90}\text{Zr}$  ( $q = 2 \cdot 10^7$  Вт/см $^2$ ),  $\circ$  -  $^{160}\text{Gd}$  ( $q = 1,5 \cdot 10^7$  Вт/см $^2$ )

N, отн. ед.

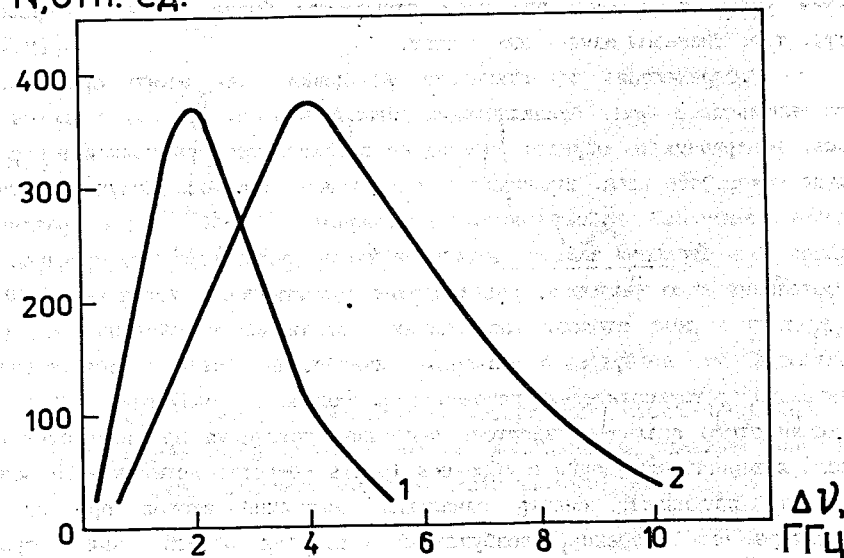


Рис. 3. Спектр доплеровских сдвигов частот атомов  $^{160}\text{Gd}$  при различных углах пересечения их с лазерным лучом:  
 1 -  $\alpha = 25^\circ$ , 2 -  $\alpha = 60^\circ$

пучком. Видно, что ширины доплеровских контуров достаточно велики, они заметно превышают изотопические сдвиги и сверхтонкое расщепление оптических линий атомов Gd.

2. Измерение спектров частот. В этом случае спектр времен пролета измерялся при углах  $\alpha$ , отличных от прямого (обычно выбирались значения  $\alpha=25+60^\circ$ ), а фиксированная частота лазерного излучения сдвигалась относительно ожидаемой резонансной на несколько ГГц. Один из измеренных таким образом спектров времен пролета при  $\alpha=25^\circ$ , а также преобразованный из него спектр доплеровских сдвигов частот для атомов Gd естественного изотопного состава представлен на рис. 4. В обоих спектрах видны пики, соответствующие четным изотопам, и компоненты сверхтонкой структуры нечетных. Частотный спектр полностью соответствует измеренному обычным способом при сканировании частоты лазерного излучения [9]. Ширины пиков в спектре растут с увеличением доплеровского сдвига и составляют 80 МГц для  $^{160}\text{Gd}$  и 150 МГц для  $^{154}\text{Gd}$ . Эта ширина, или частотное разрешение, определяется в основном протяженностью области взаимодействия лазерного луча с пучком атомов и вытекающей отсюда неопределенностью момента испускания возбужденным атомом фотона. Длина области взаимодействия составляет от 1 мм при  $\alpha=90^\circ$  до 5 мм при  $\alpha=25^\circ$ . Разрешение по частоте улучшается при переходе к большим углам  $\alpha$ , однако при этом становится более узким доплеровский контур, т.е. диапазон измеряемых частот.

3. Определение эффективности установки. Для этого сравнивалось число импульсов в пике, принадлежащем данному изотопу (рис. 3) с числом его атомов, испаренных из образца. Последнее определяется при полном испарении образца известного веса, химического и изотопного состава. Полученные таким способом значения эффективности составляют  $10^{-8}$ - $10^{-10}$  для различных образцов. Эти значения заметно меньше величины, полученной как произведение рассмотренных выше факторов, определяющих эффективность установки ( $\approx 10^{-6}$ ). Эти факторы - доля атомов, достигающих области взаимодействия ( $> 2 \cdot 10^{-5}$ ), вероятность их возбуждения лазерным излучением ( $\approx 1$ ) и эффективность регистрации фотоумножителем резонансно-рассеянного излучения ( $2 \cdot 10^{-2}$ ). Причинами этого различия являются: неполная атомизация при взаимодействии мощного лазерного излучения с образцом (часть вещества летит в виде ионов, кластеров, крупинок); спектр начальных состояний атомов при высокой температуре их испарения; возбуждение лишь тех атомов, чья скорость удовлетворяет выражению (1). Первые две причины характерны для всех лазерных методов, использующих подобный способ атомизации вещества, а последняя присуща обсуждаемому методу. Уменьшение эффективности по этой причине

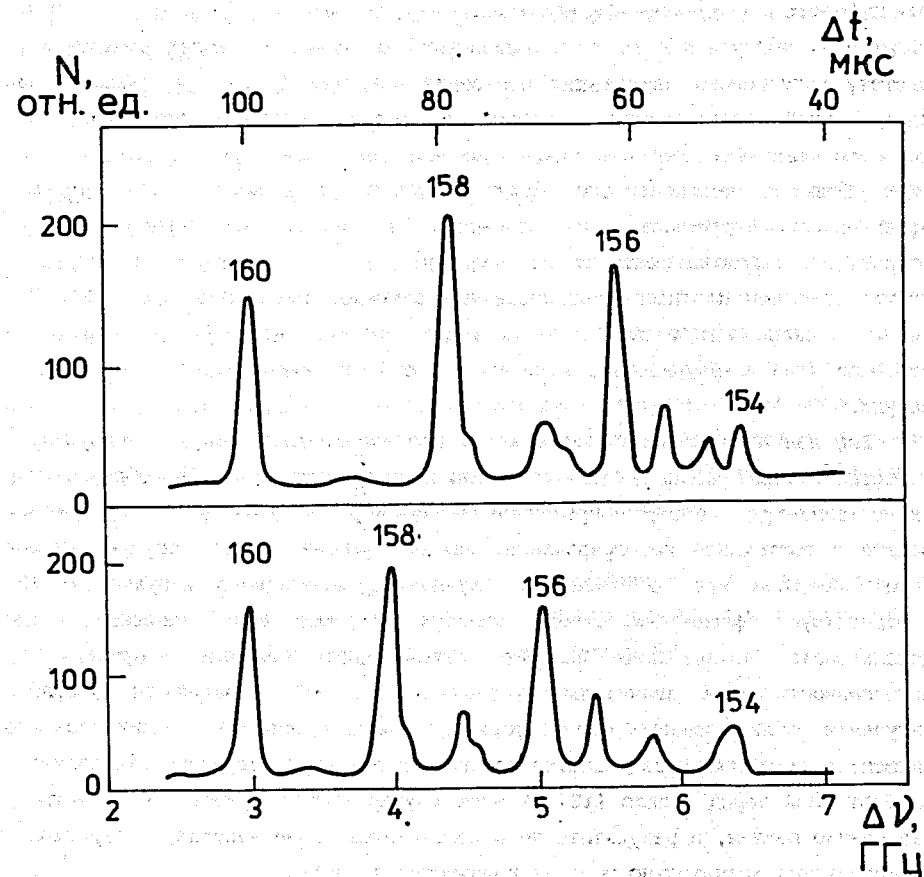


Рис. 4. Спектр времен пролета возбужденных атомов Gd (вверху) и преобразованный из него спектр доплеровских сдвигов (внизу). Цифры у пиков означают массовое число изотопа.

соответствует отношению ширины линии возбуждения к полной ширине доплеровского контура, которое может составлять  $10^{-1} + 10^{-3}$ .

Эффективность установки и уровень фона позволяют определить диапазон интенсивностей атомного пучка, который является оптимальным для измерения резонансных частот. Особенность электронного тракта установки такова, что скорость счета импульсов, поступающих на вход запоминающего блока, не может превосходить частоту импульсного лазера для испарения вещества ( $\leq 100$  Гц). Поэтому при максимальной эффективности установки ( $10^{-8}$ ) такая скорость счета импульсов соответствует интенсивности потока исследуемых атомов из образца  $10^{10}$  1/с (при большей интенсивности будут просчеты импульсов). При меньшей эффективности установки интенсивность пучка атомов пропорционально возрастает. Такая максимальная интенсивность атомов, испаряемых из образца, достигается при плотностях мощности еще заметно меньше пороговой [8]. При такой интенсивности атомного пучка можно измерить частотный спектр смеси изотопов (как в приведенном выше случае с гадолинием) всего за несколько секунд.

Еще меньшего времени измерения (в пределе за один импульс испаряющего вещества лазера) можно достигнуть, если использовать вместо преобразователя "время-амплитуда" быстрый временной анализатор или работу ФЭУ в токовом режиме с постоянной интегрирования, равной времени пролета сгустка атомов через лазерный луч. В последнем случае форма токового импульса с ФЭУ соответствует форме частотного спектра, и для его измерения можно использовать значительно большие интенсивности атомного пучка. Эту интенсивность можно значительно увеличить, при той же мощности лазерного излучения, если применять особую форму измеряемого образца: тонкий слой его наносится на стекло и закрывается фольгой, а лазерное излучение направляется на этот слой через стекло [12]. В этом случае фольга препятствует быстрому расширению плазмы, в результате чего достигается более высокая температура и атомизируется значительно большее количество вещества.

Минимальная интенсивность атомного пучка, при которой еще возможны измерения спектра частот, зависит от уровня фона. Последний складывается из собственных шумов ФЭУ, рассеянного лазерного излучения и свечения плазмы на поверхности образца и составляет  $\approx 100$  имп/с, или  $\approx 10^{-4}$  импульса за время пролета атома через лазерный луч ( $\approx 1$  мкс). Из условия равенства эффекта фону и максимальной эффективности установки следует, что минимальная интенсивность атомного пучка должна быть  $10^6$  1/с.

В результате этих экспериментов были определены основные параметры описанного времяпролетного лазерно-флуоресцентного спектрометра:

диапазон доплеровских сдвигов	- 0,5 - 20 ГГц;
ширина резонансной линии	- до 50 МГц;
эффективность установки	- до $10^{-8}$ (при атомизации вещества 100%, одном начальном состоянии и ширине доплеровского контура 1 ГГц);
мертвое время электронного тракта	- 100 нс;
интенсивность атомного пучка	- $\geq 10^6$ 1/с.

Полученные параметры установки указывают на широкие перспективы ее использования в различных экспериментах. Хорошее частотное разрешение позволяет проводить прецизионные измерения изотопических сдвигов и сверхтонкого расщепления оптических линий в спектрах атомов и определять значения зарядовых радиусов и ядерных моментов. Несколько худшая эффективность по сравнению с другими подобными установками полностью компенсируется возможностью одновременного измерения всего спектра частот. Поэтому основные области применения описанной установки - эксперименты с образцами, в которых концентрация исследуемых атомов неизвестна и сильно меняется по объему, а также эксперименты на пучках ускорителей, где выход получаемых для изучения ядер быстро меняется со временем.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну и Ю.Э.Пенионжквичу за поддержку работы, К.П.Мариновой, Л.М.Мельниковой и Г.В.Мышинскому за помощь в работе и полезные обсуждения.

## Л и т е р а т у р а

1. Otten E.W. // *Treatise on Heavy Ions Science*, 1989, v.8, p.519
2. Гангрский Ю.П. // ЭЧАЯ, 1992, т.23, с.1616
3. Billowes J., Campbell P. // *J. Phys. G*, 1995, v.21, p.707
4. Jacquinet P., Klapish R. // *Rep. Prog. Phys.*, 1979, v.42, p.773
5. Гангрский Ю.П., Маринова К.П., Марков Б.Н. и др. // *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1985, т.49, с.2261
6. Anton K.-R., Kaufman S.L., Klempt W. e.a. // *Phys. Rev. Lett.*, 1978, v.40, p.642
7. Рэди Д. Действие мощного лазерного излучения на вещество. М.: Мир, 1974
8. Быковский Ю.А., Сильнов С.М., Сотниченко Е.А., Шестаков Б.А. // *ЖЭТФ*, 1987, т.93, с.500
9. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Изосимов И.Н. и др. // *ПТЭ*, 1990, N1, с.168
10. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К. и др. // *ЖЭТФ*, 1988, т.94, с.9
11. Борисов С.К., Гангрский Ю.П., Градечны Ч. и др. // *ЖЭТФ*, 1987, т.93, с.1545
12. Breton C., de Michelis C., Hecq W., Mattioli N. // *Rev. Phys. Appl.*, 1980, v.15, p.1193

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 мая 1996 года.