

02; 07; 12

© 1991

НОВЫЕ ПОДХОДЫ К ВЫСОКОЭФФЕКТИВНОЙ
РЕЗОНАНСНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Г.Д. А л х а з о в

Метод резонансной ионизационной спектроскопии, впервые примененный для исследования свойств нестабильных ядер в ЛИЯФ [1], является одним из наиболее эффективных методов лазерной спектроскопии и находит все более широкое применение. В данной работе рассматриваются возможности повышения в методе резонансной ионизационной спектроскопии как эффективности, так и разрешения.

Первый обсуждаемый вариант является модификацией традиционного подхода [1], в котором пучок атомов, формируемый в вакууме горячей металлической трубкой, из которой они вылетают, пересекается под прямым углом несколькими (как правило, тремя) сведенными вместе лазерными лучами. Атомы ионизируются по схеме многоступенчатого возбуждения в автоионизационные состояния. На второй и третьей ступенях используются широкополосные лазеры, частоты которых ν_2 и ν_3 настраиваются на резонансные значения, причем спектр их излучения перекрывает сверхтонкую структуру и изотопические сдвиги линий этих переходов. На первой же ступени возбуждения используется узкополосный лазер, частота которого ν_1 сканируется. При совпадении частоты ν_1 с резонансным значением происходит ионизация атомов. Образующиеся фотоионы ускоряются в электростатическом поле до энергии в несколько кэВ и регистрируются с помощью электронного умножителя. Для уменьшения доплеровского уширения оптических линий, происходящего из-за разброса поперечных составляющих скоростей атомов в области взаимодействия с ними лазерного излучения, используется механическая коллимация атомного пучка, ограничивающая его телесный угол. Однако это, естественно, приводит к уменьшению эффективности.

Здесь для увеличения эффективности метода мы предлагаем не коллимировать пучок, а измерять поперечные составляющие атомных скоростей. Упрощенная схема метода, иллюстрирующая основную идею, изображена на рисунке. Фотоионы, образуемые при взаимодействии лазерного пучка 3 с потоком атомов 2 ускоряются в однородном электрическом поле между сетками 4 и 5 до энергии eU и детектируются позиционно-чувствительным детектором 8, расположенным в фокусе электростатической линзы 6. Фотоионы, имею-

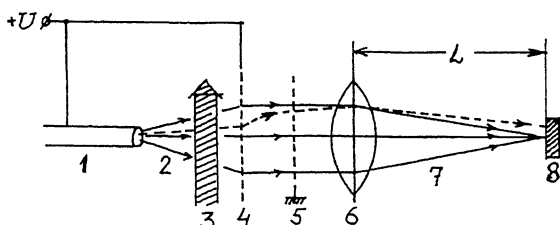


Схема резонансной ионизационной спектроскопии с измерением поперечных скоростей атомов. 1 - горячая трубка, формирующая тепловой пучок атомов; 2 - направления движения атомов; 3 - пучок лазерного излучения с частотами ν_1 , ν_2 и ν_3 ; 4, 5 - сетки, в области между которыми происходит ускорение ионов; 6 - электростатическая линза; 7 - траектории движения ионов (сплошные линии соответствуют $U_x = 0$, штриховая - $U_x \neq 0$); 8 - позиционно-чувствительный детектор ионов.

Ионы с нулевым значением поперечных скоростей, должны фокусироваться в одну „точку“. Минимальный размер пятна, на который будут фокусироваться ионы, ограничивается хроматическими и сферическими aberrациями линзы, величина которых зависит от энергии ионов и конструкции линзы. Практически не представляется трудным сфокусировать ионы в пятно размером не более 0.1 мм. Ионы, имеющие одинаковые поперечные скорости U_x , в фокальной плоскости линзы также соберутся в одной „точке“, отстоящей от фокального пятна ионов с $U_x = 0$ на расстоянии $\Delta = U_x (m / 2eU)^{1/2} L$, где m - масса ионов, а L - фокусное расстояние линзы. Пусть $L = 1$ м, а $U_x = \langle U_x^2 \rangle^{1/2} = (kT/m)^{1/2}$, где k - постоянная Больцмана, а T - температура трубки 1. Тогда в рассматриваемом случае $\Delta \approx 6$ мм. Видим, что распределение поперечных скоростей ионов с высокой точностью будет трансформироваться в фокальной плоскости линзы в распределение координат. Измерение же координат ионов координатно-чувствительным детектором с точностью ~ 100 мкм и несколько лучше не представляет трудностей. Это означает, что при использовании достаточно узкополосных лазеров может быть достигнуто разрешение $\Delta\nu \approx 15$ МГц - по сравнению с исходной доплеровской шириной линии $\Delta\nu \approx 1.5$ ГГц (при $m = 150$ а.е.). Частота лазера в этом подходе не сканируется, а измеряемый позиционно-чувствительным детектором спектр координат представляет собой частотный спектр сверхтонкой структуры оптических линий. Таким образом, данный способ позволяет существенно улучшить разрешение метода, а обеспечиваемая здесь многоканальность повышает эффективность по сравнению с традиционным подходом в зависимости от требуемого разрешения в 10-100 раз.

Другой обсуждаемый здесь вариант резонансной ионизационной спектроскопии основан на использовании предложенного нами ранее селективного лазерного ионного источника [2]. Пучок лазерного излучения от трех широкополосных лазеров, настроенных на резонансные частоты ν_1 , ν_2 и ν_3 вводится непосредственно в горячую трубку, в которой и осуществляется ионизация атомов исследуемых ядер. Высокая эффективность здесь достигается благодаря тому, что атомы, поступающие из мишенного устройства в трубку-ионизатор, до того момента, как они покинут через отверстия ионный источник, многократно пересекают лазерные лучи и с большой вероятностью ионизируются. Принципиальным моментом здесь является то обстоятельство, что ионизовавшиеся атомы не могут нейтрализоваться на поверхности источника, т. к. из-за термоэмиссии электронов с поверхности трубки образуется двойной пристеночный электрический слой, в результате чего положительные ионы оказываются захваченными этой электростатической ловушкой. При подходе к выходному отверстию ионы оказываются в области вытягивающего поля, вытягиваются из ионного источника, ускоряются, поступают в масс-сепаратор и на его выходе детектируются. Эффективность резонансной ионизации атомов в таком ионном источнике может достигать 10 % и более. Однако разрешающая способность здесь существенным образом ограничена доплеровским уширением линий, происходящим из-за теплового движения атомов в источнике. Улучшение разрешения в этом варианте может быть достигнуто при использовании на первой и второй ступенях возбуждения атомов узкополосных лазеров. Частота лазера на одном переходе, используемом для измерений, сканируется, а на другом-фиксируется.

Рассмотрим случай, когда у исследуемого ядра спин равен нулю. Тогда в оптическом спектре, соответствующем данному атомному переходу, проявляется лишь одна линия. Пусть лазер на второй ступени возбуждения атома настроен на частоту ν_2 вблизи резонансного значения ν_2^0 (в пределах доплеровского уширения линии). Частоту лазера на первой ступени сканируем. Условие резонанса с учетом доплеровского смещения здесь возникает при частоте $\nu_1 = (\nu_2 / \nu_2^0) \nu_1^0$, где ν_1^0 - резонансное значение частоты на первой ступени возбуждения покоящегося атома. Таким образом, измеряемое значение частоты ν_1 свободно от доплеровского смещения, но оно зависит от величины ν_2 . Разрешающая способность в данном подходе определяется ширинами спектров излучения лазеров, используемых на первой и второй ступенях возбуждения атомов. Сдвиг же частоты ν_1 для ядер двух изотопов с массами A и A' составит $\Delta\nu_1|_{AA'} \approx \Delta\nu_1|_{AA'} - (\nu_1^0/\nu_2^0)\Delta\nu_2^0|_{AA'}$, где $\Delta\nu_1^0|_{AA'}$ и $\Delta\nu_2^0|_{AA'}$ - изотопические сдвиги резонансных частот ν_1^0 и ν_2^0 в общепринятом смысле. Видим, что измеряемая величина $\Delta\nu_1$ зависит как от изотопического сдвига $\Delta\nu_1^0$, так и от изотопического сдвига $\Delta\nu_2^0$, конкретное же значение величины ν_2 на измеряемую величину $\Delta\nu_1$, естественно, не влияет.

Ситуация резко усложняется для ядер, спин которых отличается от нуля. Однако если выбрать такую схему многоступенчатого возбуждения атомов, в которой сверхтонкая структура оптических линий на втором переходе мала, что может иметь место, например, в случае $p \rightarrow d$ -переходов, то тогда картина опять становится простой. Сужение ширины генерации лазера на второй ступени возбуждения приводит к более жесткой селекции скоростей атомов, которые могут быть ионизованы. При этом надо иметь в виду, что отбираемые скорости атомов у двух изотопов могут несколько отличаться из-за разного массового сдвига. Сверхтонкая же структура измеряемых спектров будет определяться характеристиками первой ступени возбуждения. Таким образом, в данном подходе можно получить достаточно высокое разрешение. Повышение разрешающей способности здесь достигается, естественно, за счет некоторого уменьшения эффективности. Однако, вследствие того что эффективность обсуждаемого лазерного ионного источника очень высока, эффективность данного варианта резонансной ионизационной спектроскопии даже с учетом ее уменьшения при сужении полосы излучения лазера на 2-й ступени возбуждения оказывается значительно выше, чем в традиционном подходе. В зависимости от требуемого разрешения выигрыш в эффективности может составить 10^2 - 10^3 раз.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ж е р и х и н А.Н. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. С.1249.
- [2] A l k h a z o v G.D., B e r l o v i c h E.Ye., P a n t e l e y e v V.N. // NIM. 1989. V. A280. P. 141.

Поступило в Редакцию
22 апреля 1991 г.