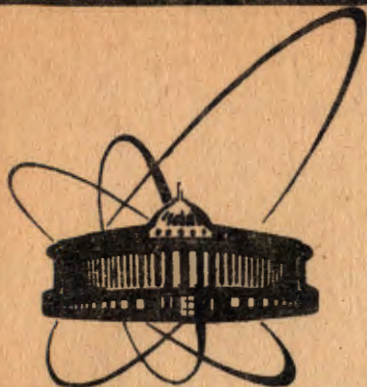


89-741



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Г19

P13-89-741 e+

Ю.П.Гангрский, Ч.Градечны, Б.Н.Марков

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ
ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ АТОМОВ
С КОРОТКОЖИВУЩИМИ ЯДРАМИ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
СВЕТОИНДУЦИРОВАННОГО ДРЕЙФА

1989

I. СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДРЕЙФ АТОМОВ

Целью работы является обсуждение возможности применения светоиндуцированного дрейфа для измерений оптических резонансов атомов с нестациональными ядрами.

Светоиндуцированный дрейф (СИД) атомов был предсказан и обнаружен в 1979 г. ^{1,2/}. Это явление возникает, когда атомы, составляющие небольшую примесь в буферном газе, селективно по скоростям возбуждаются лазерным излучением, длина волны которого смещена относительно центра возбуждаемого доплеровски уширенного перехода. В таком случае возникают противоположные потоки атомов примеси в основном и возбужденном состояниях, которые тормозятся за счет столкновений с атомами буферного газа. Поскольку размеры атомов в основном и возбужденном состояниях различаются, то различаются и силы столкновительного торможения, действующие на соответствующие потоки атомов примеси. В таком случае потоки возбужденных и невозбужденных атомов не компенсируют друг друга и атомы примеси в целом дрейфуют в направлении меньшей силы столкновительного торможения.

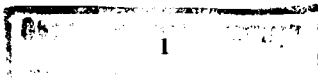
СИД до сих пор экспериментально наблюдался лишь на нескольких щелочных элементах (Na ^{2-7/}, Rb ^{8/}) и на неоне ^{9/}. Тем не менее предполагается, что его можно осуществить с атомами и других элементов. Скорость u СИДа зависит от многих параметров, таких как отстройка $(\omega_c - \omega)$ лазерной частоты ω от центральной частоты ω_c возбуждаемого перехода, интенсивность I и спектральная ширина $\Delta\omega_L$ лазерного излучения, однородная $\Delta\omega_H$ и доплеровская $\Delta\omega_D$ ширины резонанса, схема уровней возбуждаемых атомов, давление буферного газа и т.д. Результаты основных экспериментальных исследований по СИДу, которые были сделаны со стабильным натрием, находятся в хорошем соответствии с наиболее разработанной теоретической моделью СИДа простейшей двухуровневой системы. В соответствии с ней в одномерном случае, когда $\Delta\omega_D \gg \Delta\omega_L \gg \Delta\omega_H$ и распределение атомов по скоростям мало отличается от распределения Максвелла, скорость СИДа можно определить следующим выражением:

$$u = - \frac{D_2 - D_1}{D_c} \frac{v_L}{A + \xi_e} \frac{G_{\text{eff}} I}{\hbar \omega (1 + I/I_{\text{sat}})}, \quad (1)$$

$$v_L = (\omega_c - \omega)/k, \quad \xi_e = k_3 T / (m D_c), \quad (2)$$

$$G_{\text{eff}} = G W_0(v_L) (\Delta\omega_H + \Delta\omega_L)/k, \quad (3)$$

$$I_{\text{sat}} = \hbar \omega A / 2 B = (\Delta\omega_L + \Delta\omega_H) A / 2 B, \quad (4)$$



где D_0 , D_e - коэффициенты диффузии атомов в основном и возбужденном состояниях, v_L - скорость атомов, частота исследуемого перехода которых находится в резонансе с лазерным излучением, k - волновое число лазерного излучения, A , B - коэффициенты Эйнштейна, \hbar - постоянная Планка, f_c - транспортная частота столкновений, k_B - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, m - масса возбуждаемых атомов, I_{sat} - интенсивность насыщения, σ , σ_{eff} - резонансное и эффективное сечения возбуждения атомов, $W_c(v)$ - нормализованное одномерное максвелловское распределение атомов по скоростям. Более общая зависимость u от разных параметров представлена в работах [3, 10].

СИД многоуровневых атомов зависит, кроме того, и от числа промежуточных и более низких уровней, от их расположения, от коэффициентов диффузии атомов, находящихся на этих уровнях, от их заселенности в процессе оптического возбуждения и т.д. Скорость u СИДа многоуровневых атомов, при их возбуждении с уровня i с населенностью w_i , можно в первом приближении определять по формулам (1) - (4), учитывая, что эффективное сечение σ_{eff} возбуждения атомов из i -того уровня равно $\sigma_{eff} w_i$. Когда в системе отсутствует оптическая накачка, то заселенность w_i уровней будет соответствовать распределению Больцмана:

$$w_i = g_i \text{const} \exp(-E_i/k_B T), \quad \sum w_i = 1, \quad (5)$$

где g_i - степень вырождения уровня и E_i - энергия уровня. При наличии оптической накачки в многоуровневой системе величина w_i может оказаться на несколько порядков меньше, чем это следует из распределения Больцмана. Для группы из нескольких близко расположенных резонансов (в масштабе $\Delta\omega_D$, например, из-за сверхтонкого расщепления уровней) с частотами $\omega_c^{i,k}$, возбуждаемых из уровней i основного состояния на уровни k возбужденного состояния, каждый из этих резонансов будет создавать свой СИД со скоростью u_{ik} . Скорость u общего СИДа будет тогда выражаться формулой

$$u = \sum u_{ik}. \quad (6)$$

Некоторые частные аспекты СИДа в многоуровневых системах рассмотрены в [4, 11, 12].

Плотность N атомов при наличии СИДа определяется обобщенным уравнением диффузии [3]:

$$\partial N / \partial t + \nabla(uN - \nabla DN) + \gamma N = 0, \quad (7)$$

где D - эффективный коэффициент диффузии, γ - постоянная, характеризующая убыль атомов. Если СИД атомов, направленный вдоль закрытой трубки, постоянный по всей ее длине L и количество N_0 свободных атомов в трубке не меняется, то стационарное распределение $N(x)$ атомов по длине трубки будет определяться выражением

$$N(x) = (N_0/x_0) \exp(x/x_0) / [\exp(L/x_0) - 1], \quad x_0 = D/u. \quad (8)$$

Из (8) следует, что все атомы будут локализоваться у одного конца трубки в слое с характерной длиной $\approx x_0$. Экспериментально были достигнуты значения величины $D/u \approx 0,2$ мм при $u \approx 27$ м/с [11]. Из вышесказанного следует, что СИД имеет большие потенциальные возможности для транспортировки и локализации атомов в малые объемы и для очистки объемов от определенного сорта атомов.

Из (1), (2) и (3) следует, что зависимость u от отстройки $(\omega - \omega_0)$ имеет дисперсионный характер с экстремумами при

$$(\omega - \omega_0) = kv_L = \pm k\sqrt{k_B T/m}. \quad (9)$$

Если $(\omega - \omega_0) = 0$, то $u = 0$. Из сказанного следует, что из зависимости $u(\omega - \omega_0)$ можно однозначно определять ω_0 или, другими словами, что СИД может быть эффективно использован в атомной спектроскопии.

2. ИЗМЕРЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ АТОМОВ С РАДИОАКТИВНЫМИ ЯДРАМИ С ПОМОЩЬЮ СИДА

Подходящим способом обнаружения СИДа и, следовательно, определения значения ω_0 оптического резонанса радиоактивного изотопа является детектирование изменения локальной интенсивности его характерного излучения, поскольку вследствие СИДа исследуемый изотоп меняет свое распределение в трубке, в которой осуществляется измерение. Очень важным является то обстоятельство, что измерения этим способом можно успешно проводить в присутствии большого избытка стабильных и долгоживущих изотопов того же элемента.

Принципиальная схема такого оптического атомного спектрометра представлена на рис. 1. Он состоит из дрейфовой трубки 1, наполненной буферным газом с примесью атомов исследуемого радиоактивного изотопа. При работе спектрометра в режиме офф-лайн исследуемый изотоп (период полураспада $T_{1/2} > 1$ часа) вводится в дрейфовую трубку до начала измерения и при повышенной температуре из-за испарения равномерно распределяется по всей ее длине. В режиме он-лайн спектрометра поток 2 исследуемого изотопа

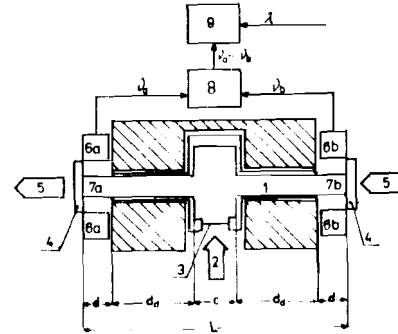


Рис. 1. Схема оптического спектрометра, использующего СИД.

длина. В режиме он-лайн спектрометра поток 2 исследуемого изотопа

поступает в центр дрейфовой трубки через входное окно 3 из тонкой фольги во время измерения, что компенсирует его потери за счет радиоактивного распада. В таком случае распределение исследуемого изотопа в дрейфовой трубке будет симметричным относительно ее центра. На торцах дрейфовой трубки имеются оптические окна 4 для ввода в трубку и вывода из нее лазерного излучения 5, длина волны λ которого сканируется в спектральной области исследуемого резонанса. Системы детекторов 6а и 6б характерного ядерного излучения расположены симметрично относительно центра трубки и регистрируют интенсивность этого излучения в зонах измерения 7а и 7б. Когда длина волны лазерного излучения проходит измеряемый резонанс, возникает СИД исследуемых атомов, который приводит к перераспределению исследуемого изотопа в дрейфовой трубке, в том числе и в зонах детектирования 7а, 7б. Это перераспределение будет сопровождаться изменениями интенсивности характерного ядерного излучения, детектируемого системами детекторов 6а и 6б. Скорости счета ν_a и ν_b этих систем детекторов в схеме сравнения 8 вычитаются, и результирующий сигнал $(\nu_a - \nu_b)$ регистрируется в многоканальном анализаторе 9 в зависимости от длины волны λ лазерного излучения. По этой зависимости можно судить об оптических резонансах атомов исследуемого изотопа.

Скорость счета ν_i ($i = a, b$) детекторов можно разложить на скорость сигнального счета ν_{is} , обусловленную распадом ядер атомов исследуемого изотопа, которые при СИДе перераспределяются, и на скорость счета ν_{if} , которая вследствие СИДа не меняется. Скорости счета детекторов, которые вследствие СИДа возрастут или уменьшатся, обозначим ν_i^+ и ν_i^- соответственно. Положим, что детекторы отъюстированы так, что в отсутствие СИДа при равновесном распределении исследуемого изотопа в трубке имеет место $\nu_{is} = \nu_s$ и $\nu_{if} = \nu_f$. В таком случае условный критерий для выделения сигнала $(\nu_a^+ - \nu_b^-)$ перераспределения, обусловленного СИДом, над средним квадратичным отклонением сигнала $(\nu_a - \nu_b)$ равновесного распределения в отсутствие СИДа можно записать, в соответствии с законами статистики, в виде

$$(\nu_a^+ - \nu_b^-) \tau_k \geq 3\sqrt{2}(\nu_s + \nu_f) \tau_k, \quad (I0)$$

где τ_k - время набора информации. Величину ν_s можно выразить через активность A исследуемого изотопа в дрейфовой трубке, а величину

$(\nu_a^+ - \nu_b^-)$ можно определить как

$$\nu_a^+ - \nu_b^- = \kappa \nu_s, \quad \nu_s = A \eta \Gamma, \quad (II)$$

где κ - коэффициент перераспределения исследуемого изотопа в дрейфовой трубке, η - эффективность регистрации детекторами характерного ядерного излучения исследуемого изотопа, Γ - геометрический фактор данного спектрометра. Подставляя (II) в неравенство (I0) и решая его, получаем

$$A \geq A^{min} = (9 + \sqrt{81 + 18 \kappa^2 \tau_k \nu_f}) / (\kappa^2 \tau_k \Gamma), \quad (I2)$$

где A^{min} характеризуют чувствительность спектрометра.

Спектральное разрешение представленного метода ограничено уширением атомных переходов. Точность определения центра одиночного оптического резонанса будет зависеть в основном от его ширины и статистики набранной информации и может быть доведена до значений порядка 20 МГц.

3. АТОМНЫЙ СПЕКТРОМЕТР, РАБОТАЮЩИЙ В РЕЖИМЕ ОФФ-ЛАЙН

Длину волны оптических резонансов атомов изотопов (и изомеров) с временем жизни больше одного часа можно измерять с помощью СИДа в режиме офф-лайн. Схема такого спектрометра аналогична общему случаю, рассмотренному в предыдущем разделе, только дрейфовая трубка 1 не имеет входного окна 2 и уширения в своей центральной части, как приведено на рис. 1. Оптимальной плотности паров образца в дрейфовой трубке можно достигать путем ее нагрева. Описание непосредственного измерения оптического резонанса офф-лайн спектрометром совпадает с общим случаем, рассмотренным в предыдущем разделе.

Геометрический фактор Γ из соотношения (I2), характеризующего чувствительность данного спектрометра, определяется как

$$\Gamma = \Gamma_{det} d/L, \quad (I3)$$

где Γ_{det} - отношение угла захвата системой детекторов зоны изменения к полному пространственному углу, L - и d - длины дрейфовой трубки и зоны измерения 7.

Для определения κ рассмотрим случай, когда оптическая толщина паров образца в дрейфовой трубке достаточно прозрачная для прохождения возбуждающего излучения без заметного его ослабления и когда локальное равновесие атомов исследуемого изотопа в газовой фазе и адсорбированных на поверхности дрейфовой трубки устанавливается мгновенно (такая картина наблюдалась при исследовании оптического поршня^{4/}). В таком случае можно предположить, что перераспределение атомов при возникновении СИДа будет происходить следующим образом: атомы исследуемого изотопа начнут уходить от того конца дрейфовой трубки, от которого направлен СИД, и будут собираться у противоположного конца в области длиной примерно D/μ . Если $D/\mu < d$, то можно величину κ выразить как

$$\kappa = \begin{cases} 2d'/d & \text{при } d' \leq d, \\ (d'+d)/d & \text{при } d < d' < L-d, \\ L/d & \text{при } d' \geq L-d, \end{cases} \quad (I4)$$

$$d' = \mu t N_{gf} / (N_{ad} + N_{gf}),$$

где d' - длина дрейфовой трубки, обедненная исследуемым изотопом,

t - время протекания СИДа со средней скоростью u , N_{gf} , N_{ad} - число атомов исследуемого изотопа соответственно в газовой фазе и адсорбированных на поверхности трубки.

Активность \mathcal{A} связана с числом атомов N исследуемого радиоактивного изотопа в трубке выражением

$$N = \mathcal{A} T_{1/2} / \ln 2, \quad (15)$$

где $T_{1/2}$ - период полураспада исследуемого изотопа.

Рассмотрим пример, характеризующий чувствительность такого спектрометра. Положим, что $N_{gf}/N_{ad} = 10^{-3}$; $u = 100$ см/с; $t = \tau_k = 100$ с; $\Gamma_{det} = 0,3$; $L = 30$ см; $v_f = 1$ с $^{-1}$; $d = 2$ см; $\eta = 0,1$. Подставляя эти значения в (13) и (13) в (12), получаем: $\mathcal{A} \geq 66$ распадов/с и $N \geq 96 T_{1/2}$ (для $T_{1/2} \approx 10^4$ с $N^{min} \approx 10^6$ атомов). Отметим, что подставляемые значения величин не являются теоретическими пределами и для многих элементов легко достигаются выбором подходящих экспериментальных условий. Сказанное свидетельствует о высокой чувствительности данного спектрометра, даже когда большинство атомов исследуемого изотопа адсорбировано на стенке трубки.

4. АТОМНЫЙ СПЕКТРОМЕТР, РАБОТАЮЩИЙ В РЕЖИМЕ ОН-ЛАЙН С УСКОРИТЕЛЕМ

Наиболее интересной является возможность измерять предложенным способом оптические резонансы атомов короткоживущих изотопов и изомеров, присутствующих в пучке 2 ионов отдачи (см. рис. 1), возникающих в ядерных реакциях, вызываемых пучками тяжелых ионов. Для таких измерений дрейфовая трубка I должна иметь в центре окно 3 из фольги для ввода пучка 2 ионов отдачи, которые затормаживаются в буферном газе в области, размеры которой обычно не превышают нескольких см. Поэтому диаметр дрейфовой трубки в своей центральной части должен быть увеличен, чтобы большинство ионов отдачи исследуемого изотопа, прошедшего через окно 3, останавливалось в газе, а не вбивалось в стенку. Расстояние от окна 3 до оси дрейфовой трубки I должно быть таким, чтобы ионы тормозились в благородном газе с наибольшей вероятностью в центре дрейфовой трубки I. Значительная часть заторможенных ионов отдачи превращается в свободные нейтральные атомы, что необходимо для проведения измерений предлагаемым способом, описанным в разделе 2.

При определении коэффициента перераспределения \mathcal{K} и геометрического фактора Γ в выражении (12) предположим, что атомы исследуемого изотопа с эффективной вероятностью α прилипают к стенке при столкновении с ней и будут на ней оставаться до распада своего ядра. Для простоты рассматриваемого случая будем пренебрегать перераспределением вследствие СИДа исследуемого изотопа в уширенной центральной части дрейфовой трубки и положим, что выполняется условие

$$d_{cl}/u^{max} < T_{1/2} \ll \tau_{sd} \gg \tau_k, \quad (16)$$

где d_{cl} - расстояние от уширенной части дрейфовой трубки до начала зоны измерения, u^{max} - максимальная скорость СИДа при данных экспериментальных условиях, τ_{sd} - время сканирования длины волны лазерного излучения через спектральную ширину доплеровского контура возбуждаемого перехода. В таком случае распределение исследуемого изотопа в дрейфовой трубке в достаточном приближении описывается одномерным стационарным решением уравнения (7), которое приводится в [3]:

$$N(x) = N_0 \exp(-x/L_1), \quad N(x) = N_c \exp(-x/L_2), \quad (17)$$

$L_{1,2} = [(u^2/4D^2 + \lambda^2/D^2)^{1/2} \mp u/2D]^{-1}$, где N_0 , $N(x)$, $N_c(x)$ - концентрации исследуемого изотопа в уширенной центральной части дрейфовой трубки и на расстоянии x от нее, когда соответствующая величина концентрации увеличивается или уменьшается вследствие СИДа. Если уменьшение числа исследуемых атомов обусловлена в основном их прилипанием к стенке при столкновении с ней, то \mathcal{K} можно выразить как

$$\mathcal{K} = D / (\Phi/4,8\alpha)^2, \quad (18)$$

где Φ - диаметр дрейфовой трубки. В таком случае \mathcal{K} можно выразить как

$$\mathcal{K} = (N_{(cl)}^+ - N_{(cl)}^-) / N_{(cl)}, \quad (19)$$

где $N_{(cl)}^+$, $N_{(cl)}^-$, $N_{(cl)}$ - концентрации исследуемых атомов в зоне измерения в отсутствие СИДа, увеличенная и уменьшенная вследствие СИДа соответственно.

Геометрический фактор Γ является произведением трех составляющих:

$$\Gamma = \Gamma_1 \Gamma_2 \Gamma_{det}, \quad (20)$$

где Γ_1 - доля атомов исследуемого изотопа, дошедшая до дрейфовой трубки с нормальным диаметром Φ на стыке с уширенным диаметром, Γ_2 - проходимость дрейфовой трубки до зоны измерения для диффундирующих атомов исследуемого изотопа, Γ_{det} - отношение угла захвата системой детекторов зоны детектирования к полному пространственному углу. Положим, что Γ_1 соответствует отношению угла захвата нормальным сечением дрейфовой трубки на стыке с ее уширенной частью центра камеры к полному пространственному углу. Тогда имеет место

$$\Gamma_1 = [1 - \cos \arctg(\phi/c)]/2, \quad (21)$$

где c - длина уширенной части дрейфовой трубки и

$$\Gamma_2 = \exp[-d_0/4,8\alpha/\phi]. \quad (22)$$

Отметим, что активность \mathcal{A} связана с потоком \mathcal{Q} исследуемого изотопа в пучке ионов отдачи выражением

$$\mathcal{Q} = \mathcal{A}/\eta_p, \quad (23)$$

где η_p - эффективность доставки исследуемого изотопа в дрейфовую трубку. Из (12), (17) - (19) следует, что величины u и D входят

в зависимость ζ^{min} только в виде своего отношения. Поэтому на рис. 2 представлены зависимости ζ^{min} от величины $u/2D$ для двух

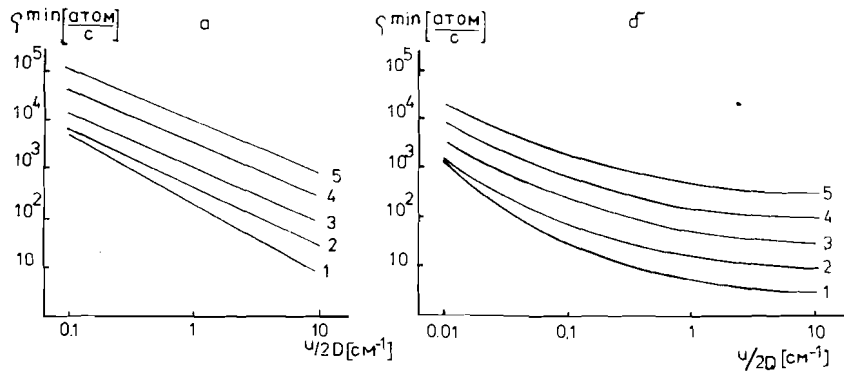


Рис. 2. Расчетные зависимости ζ^{min} от $u/2D$. Кривые 1; 2; 3; 4; 5 соответствуют скоростям фонового счета $\nu_f = 0,1; 1; 10; 100; 1000$ I/c. Остальные величины, входящие в расчет, имеют значения: $\phi = 1,2$ см; $c = 2$ см; $\nu_f = 100$ с; $\tau_{det} = 0,3$; $\tau = 1$; $\tau_f = 1$; а) $a = 1$; $d_d = 1$ см; б) $a = 0,1$; $d_d = 4$ см.

значений коэффициента прилипания a и для нескольких значений фонового счета ν_f . Отметим, что для атомов натрия были экспериментально достигнуты значения $u/2D \approx 25$ см⁻¹/77. Из рис. 2 видно, что рассматриваемый спектрометр может хорошо работать и при значениях величины $u/2D \sim 0,01 - 1$ см⁻¹, даже когда исследуемые атомы с большой вероятностью прилипают к стенке при столкновении с нею. Это обстоятельство может быть использовано при исследовании переходов со средней и, может быть, со слабой силой осциллятора. Из сказанного следует, что представленный спектрометр является достаточно универсальным для исследования радиоактивных изотопов широкого круга элементов.

Минимальное время жизни $T_{1/2}^{min}$ исследуемого изотопа соответствует времени τ_d дрейфа исследуемого атома в дрейфовой трубке:

$$T_{1/2}^{min} \approx \tau_d = d_d / u. \quad (24)$$

В спектрометре можно в принципе достигать скоростей СИДа до ~ 10 м/с. Если выбрать $d_d \approx 1$ см, то $T_{1/2}^{min} \approx 10^{-3}$ с. Максимальное время жизни исследуемых изотопов будет определяться временем τ_{sd} сканирования длины волны лазерного излучения в пределах доплеровского контура возбуждаемого резонанса. При медленном сканировании (например, $\tau_{sd} \sim 1$ час) можно исследовать изотопы с временем жизни до порядка 10 часов.

5. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Из анализа характеристик офф-лайн и он-лайн спектрометров следует, что их чувствительность определяется величиной u/D . Используя выражения (1) - (4) и полагая, что $v_L = \sqrt{k_B T/m}$, можно записать ее в виде

$$u/D = 0,12 \frac{D_g - D_e}{D_e} \frac{\xi A}{A + \xi e} \frac{m}{k_B T} \frac{\Delta\omega_L + \Delta\omega_H}{k} \frac{I}{I_{sat} + I}, \quad (25)$$

где $\xi = k_B T/(mD)$. Из (25) следует, что величина u/D растет с массой дрейфующих атомов и это является благоприятным обстоятельством для исследования радиоактивных изотопов тяжелых элементов. Зависимость u/D от давления определяется членом $\xi A/(A + \xi e)$. Когда $A \ll \xi e$ (что имеет место для сильных переходов при давлении буферного газа больше 5 - 10 Торр), то u/D пропорционально массе атома, а от давления не зависит.

Из (1 - 4) и (25) следует, что возбуждающее излучение используется эффективно только тогда, когда его интенсивность меньше интенсивности насыщения. Далее, из этих уравнений следует, что величины u и u/D растут с увеличением скоростного интервала $(\Delta\omega_L + \Delta\omega_H)/k$, из которого атомы возбуждаются, но этот рост будет иметь место лишь до значений порядка доплеровской ширины $\Delta\omega_D$ возбуждаемого перехода. Отметим, что для $\lambda = 580$ нм и $(\Delta\omega_L + \Delta\omega_H)/2\pi = 0,5$ ГГц получается $I_{sat} \approx 0,9$ Вт/см². Из этого следует, что мощности современных лазеров на красителе непрерывного действия ($\sim 0,1 - 0,5$ Вт) достаточны для осуществления спектроскопических исследований по предлагаемому способу в трубках с сечением до нескольких квадратных сантиметров.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Лазерная спектроскопия с использованием СИД может оказаться плодотворной универсальной методикой при измерении изотопических сдвигов и сверхтонкой структуры атомов с короткоживущими ядрами и может быть эффективной методикой для исследования ядер, удаленных от долины стабильности. Эта методика может оказаться практически пригодной для оптических исследований спонтанно делящихся изомеров америция $^{240,242,244}Am$ с целью прямого определения формы ядер в изомерном состоянии на пути к делению.

Исследования по СИДу атомов с радиоактивными ядрами могут дополнительно являться источником оригинальной информации об отличии размеров атомов в основном и возбужденном состояниях, то есть о способности атомов испытывать СИД.

Авторы выражают благодарность Ю.Ц.Оганесяну и Г.Н.Флерову за поддержку и постоянное внимание к работе и А.М.Шалагину и сотрудникам его группы за ценные советы и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- I. Ф.Х.Гельмуханов, А.М.Шалагин. Письма в ЖЭТФ, т.29, 1979, с.773.
2. В.Д.Анцигин и др. Письма в ЖЭТФ, т.30, 1979, с.262.
3. С.Н.Атутов, И.М.Ермолаев, А.М.Шалагин. ЖЭТФ, т.92, 1987, с. 1215.
4. H.G.C.Werij, J.E.M.Haverkort, and J.P.Woerdman. Phys. Rev., A33, 1986, p. 3270.
5. С.Н.Атутов, А.М.Шалагин. Опт. и спектр., т.64, 1988, с.223.
6. S.N.Atutov, St.Lesjak, S.P.Podjachev, A.M.Shalagin. Optics Comm., v. 60, 1986, p.41.
7. C.Gabbanini, J.H.Xu, S.Gozzini, L.Moi. Europhys. Lett., 7, 1988, 505.
8. A.D.Streater, J.Mooibroek, J.P.Woerdman. Optics Comm., v.64, 1987, 137.
9. S.N.Atutov, P.L.Chapovsky and A.M.Shalagin. Optics Comm., v.43, 1982, p. 265.
10. G.Nienhuis. Phys. Rev., A31, 1985, 1636.
- II. В.Р.Мироненко, А.М.Шалагин. Известия АН СССР, серия физ., т.45, 1981, 995.
12. А.И.Пахроменко, А.М.Шалагин. Квантовая электроника, т.9, 1982, 1658.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3.4.17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 октября 1989 года.