1990 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 60, в. 11
1990 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 60, N 11

02

СЕЛЕКТИВНОСТЬ ДВУХСТУПЕНЧАТОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ФОТОИОНИЗАЦИИ АТОМОВ В СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ С УЧЕТОМ ДОППЛЕРОВСКОГО УШИРЕНИЯ

Э. Б. Гельман, А. В. Елецкий, С. В. Фомичев

Представлено решение задачи о вычислении зависимости эффективности двухступенчатой импульсной фотоионизации атомов от величины интенсивности резонансного излучения и от расстройки его частоты относительно центра линии резонансного перехода. Используется подход, основанный на уравнениях для атомной матрицы плотности, позволяющий адекватно описать процесс двухступенчатой импульсной фотоионизации в сильном монохроматическом поле. Полученные результаты используются для вычисления зависимости селективности двухступенчатой фотоионизации от интенсивности резонансного излучения и параметров атома в условиях допплеровского уширения резонансного перехода. Показано, что существенное увеличение селективности ионизации может быть достигнуто в результате отстройки частоты излучения от точного резонанса в случае, если знак отстройки противоположен знаку изотопического сдвига.

1. Процесс двухступенчатой импульсной фотоионизации атомов (ДИФА), включающий в себя фотовозбуждение атомов резонансным излучением с последующей фотоионизацией возбужденных атомов нерезонансным излучением, лежит в основе широко распространенного способа селективного воздействия лазерного излучения на атомы или изотопы определенного сорта [1]. Такой способ нашел применение в технике детектирования одиночных атомов [2], лазерном изотопном анализе [3], технологии лазерного разделения изотопов [4] и др. В типичных условиях эксперимента по селективной ступенчатой ионизации атомов [1] допплеровская ширина резонансного перехода много больше его естественной ширины, поэтому при малых интенсивностях резонансного излучения лишь незначительная часть атомов подвергается воздействию этого излучения, а следовательно, и ионизации. Эффективный путь преодоления указанного ограничения связан с использованием резонансного излучения повышенной интенсивности, когда благодаря явлению динамического эффекта Штарка в резонансное взаимодействие втягиваются атомы, не находящиеся в точном резонансе с излучением. Однако возникающая при этом возможность ионизации ненужного изотопа приводит к снижению селективности ионизации с ростом интенсивности резонансного излучения. Тем самым возникает постановка задачи о вычислении зависимости селективности ДИФА от интенсивности резонансного излучения и степени отстройки его частоты от точного резонанса с учетом допплеровского уширения.

Задача о двухступенчатой резонансной фотоионизации атомов рассматривалась, в частности, в монографии [1], однако использованное при анализе приближение скоростных уравнений для населенностей неприменимо в случае сильных полей и не дает возможности учета когерентных эффектов. Более последовательный подход [5], основанный на использовании уравнений для волновых функций квазиэнергетических состояний, также не является общим и не позволяет, в частности, рассмотреть случай, когда ширина верхнего уровня, обусловленная фотоионизацией γ_i меньше однородной ширины γ, обусловленной спонтанным распадом. В данной работе для решения поставленной выше задачи используется метод атомной матрицы плотности, свободный от указанных ограничений. При этом, оставляя в стороне вопрос о выборе оптимальной с точки зрения максимальной селективности ДИФА формы импульсов резонансного и ионизирующего излучений, а также временно́й задержки между двумя этими импульсами, мы ограничимся здесь рассмотрением ситуации, когда оба импульса имеют прямоугольную форму и характеризуются единым моментом включения. Такая ситуация достаточно широко распространена практически [1, 2] и представляет также методический интерес в связи с возможностью аналитического решения задачи.

2. Рассмотрим динамику системы двухуровневых атомов, подвергаемых воздействию резонансного излучения с частотой ω, близкой к частоте перехода ω_0, и амплитудой поля E и ионизирующего излучения, частота которого ω_i достаточна для ионизации резонансно-возбужденных атомов, но недостаточна для ионизации невозбужденных атомов. Указанная динамика описывается уравнениями для матрицы плотности атомов, имеющих определенное значение проекции скорости v_x на направление распространения световой волны [6],

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho_{11} = i\gamma\rho_{22} - \frac{1}{2} V\rho_{12} + \frac{1}{2} V\rho_{21}, \tag{1}$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho_{22} = -i\gamma_s\rho_{22} + \frac{1}{2} V\rho_{12} - \frac{1}{2} V\rho_{21}, \tag{2}$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho_{12} = -\varepsilon^*\rho_{12} - \frac{1}{2} V(\rho_{11} - \rho_{22}), \tag{3}$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21} = \varepsilon\rho_{21} - \frac{1}{2} V(\rho_{22} - \rho_{11}), \tag{4}$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho_i = i\gamma_i\rho_{22}. \tag{5}$$

Здесь $V=dE$ — матричный элемент энергии взаимодействия резонансного излучения с атомом, d — дипольный момент перехода, $\gamma_s=\gamma+\gamma_i$, $\varepsilon=\Delta-(i\gamma_s/2)$, $\Delta=\omega-\omega_0-kv_x$ — отстройка частоты лазерного излучения от резонанса с учетом эффекта Допплера, $k=\omega/c$ — волновое число резонансного излучения. Степень ионизации ρ_i атомов данного сорта с заданной проекцией скорости v_x выражается через диагональный элемент матрицы плотности ρ_{22} соотношением

$$\rho_i = \int_0^\tau \gamma_i\rho_{22}(t)\,dt. \tag{6}$$

Тем самым задача сводится к вычислению населенности верхнего уровня $\rho_{22}(t)$.

В соответствии с наиболее распространенной схемой эксперимента по ДИФА будем считать, что излучение обоих лазеров имеет форму синхронизованных импульсов постоянной интенсивности

$$\begin{gathered} V=\text{const},\ \gamma_i=\text{const} \ \text{при}\ 0\leqslant t\leqslant\tau, \\ V=0,\ \gamma_i=0\ \text{при}\ t<0,\ t>\tau. \end{gathered} \tag{7}$$

Это соответствует начальным условиям для системы (1)—(4) $\rho_{11}(0)=1$, $\rho_{12}(0)=\rho_{21}(0)=\rho_{22}(0)=0$, отражающим тот факт, что в момент начала импульсов все атомы находятся в основном состоянии. Кроме того, мы должны потребовать выполнения нормировочного соотношения

$$\rho_{11}(t, v_x) + \rho_{22}(t, v_x) + \rho_i(t, v_x) = 1.$$

3. Систему уравнений (1)—(4) будем решать, используя преобразование Фурье, решая полученную таким образом систему алгебраических уравнений и используя затем обратное преобразование Фурье. Это дает

$$\rho_i = -i\frac{\gamma_i V^2}{2}\int_0^\tau dt \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\Omega}{2\pi} e^{-i\Omega t} \frac{(\Omega + i\gamma_s/2)}{D(\Omega)}, \tag{8}$$

где

$$D(\Omega) = \Omega(\Omega + i\gamma_s)\left(\Omega + \Delta + \frac{i\gamma_s}{2}\right)\left(\Omega - \Delta + \frac{i\gamma_s}{2}\right) - V^2\left(\Omega + \frac{i\gamma_i}{2}\right)\left(\Omega + \frac{i\gamma_s}{2}\right) \tag{9}$$

— характеристический многочлен системы (1)—(4).

Вычисление интеграла (8) существенно упрощается благодаря тому обстоятельству, что нас интересует изотопическая селективность ДИФА в сильных полях, когда вследствие динамического эффекта Штарка возникает возможность ионизации ненужного изотопа. Такая ситуация соответствует условию

$$V \gg \gamma_s, \tag{10}$$

накладываемому на величину частоты осцилляций Раби. Кроме того, эффективная ионизация нужного изотопа возможна при условии достаточно большой длительности лазерного излучения

$$\tau \gg 1/V. \tag{11}$$

Интеграл по частотам (8) определяется полюсами подынтегрального выражения, соответствующими корням характеристического уравнения $D(\Omega)=0$. Это уравнение с детерминантом (9) имеет четыре корня, причем в силу условия (10) два из них по абсолютной величине порядка V, а два находятся в области $\gamma_s \ll V$. В силу условия (11) на больших временах $\tau \gg V^{-1}$ вклад в интеграл, соответствующий решениям с $\Omega \sim V$, благодаря быстроосциллирующей экспоненте $\exp(-i\Omega t)$ оказывается пренебрежимо малым, так что основной вклад в результат интегрирования вносят области частот, соответствующие малым корням характеристического уравнения. С учетом этого обстоятельства решение характеристического уравнения, принимающего в рассматриваемой ситуации форму

$$D(\Omega) \approx -\Delta^2\Omega(\Omega + i\gamma_s) - V^2\left(\Omega + \frac{i\gamma_i}{2}\right)\left(\Omega + \frac{i\gamma_s}{2}\right) = 0, \tag{12}$$

имеет следующий вид:

$$\Omega_{1,2} = -i\gamma_s(A \pm B), \tag{13}$$

где

$$A = \frac{x^2 + (1+\varkappa)/2}{2(x^2+1)}, \tag{14}$$

$$B = (A^2 - G)^{1/2}, \quad G = \frac{\varkappa}{4(x^2+1)}, \tag{15}$$

$$x = \frac{\Delta}{V} \equiv \frac{\omega - \omega_0 - kv_x}{V}, \quad \varkappa = \frac{\gamma_i}{\gamma_s} \equiv \frac{\gamma_i}{\gamma + \gamma_i}. \tag{16}$$

Легко убедиться в том, что из условия $\varkappa < 1$ следует $A^2 > G$, т. е. величина B имеет действительное положительное значение. Тем самым оказывается, что оба корня характеристического уравнения (12) имеют мнимые отрицательные значения.

Интегрирование выражения (8) с учетом найденных корней характеристического уравнения дает

$$\rho_i(x) = \frac{\xi_2(2\xi_1 - 1)(1 - e^{-\theta\xi_1}) - \xi_1(2\xi_2 - 1)(1 - e^{-\theta\xi_2})}{\xi_1 - \xi_2}, \tag{17}$$

где

$$\theta = \tau\gamma_s, \quad \xi_{1,2} = A \pm B. \tag{18}$$

Полагая $\Delta=0$, в результате интегрирования (8) получим

$$\rho_i(\Delta=0)\approx\frac{i\gamma_i}{2}\int_0^\tau dt\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\Omega}{2\pi}\,\frac{e^{-i\Omega t}}{\Omega+i\gamma_i/2}=1-\exp\left(-\frac{\tau\gamma_i}{2}\right). \tag{19}$$

Это же выражение получается из соотношения (17) в пределе $x\to 0$. Выражение (17) будет положено в основу расчета селективности ДИФА. Следует отметить, что полученное решение (17) отличается от результата решения скоростных уравнений для населенностей [1]. В частности, на малых временах $(V^{-1}\ll\tau\ll\gamma_s^{-1})$ скоростные уравнения дают зависимость $\rho_i\sim\tau^2$, в то время как истинная зависимость имеет вид $\rho_i\sim\tau$.

4. Выражение (17) принимает простую форму в некоторых предельных случаях. Так, в случае слабой ионизации $\gamma_i\ll\gamma$ на временах $\tau\gg\gamma^{-1}$ выражение (17) сводится к

$$\rho_i=1-\exp\left[-\frac{\tau\gamma_i}{2}\,\frac{V^2/2}{(\Delta^2+V^2/2)}\right], \tag{20}$$

в то время как в случае сильной ионизации $\gamma_i\gg\gamma$, подробно рассмотренном ранее [5], имеем

$$\rho_i=\frac{V^2}{2(V^2+\Delta^2)}\left\{\frac{1-\exp\left[-\tau\gamma_i(1+\alpha)/2\right]}{1+\alpha}+\frac{1-\exp\left[-\tau\gamma_i(1-\alpha)/2\right]}{1-\alpha}\right\} \tag{21}$$

$(\alpha=\Delta/(\Delta^2+V^2)^{1/2}$. что совпадает с результатом [5].

Как следует из полученных выражений, при $\tau\to\infty$ $\rho_i(x)\to 1$, т. е. независимо от величины отстройки за достаточно большое время достигается полная ионизация газа. Это означает, что селективная ионизация атомов определенного сорта может быть осуществлена лишь при облучении газа импульсами ионизирующего лазерного излучения конечной длительности (либо должно быть наложено ограничение на время пролета атомов через облучаемую область). Правда, при использовании сравнительно невысоких интенсивностей резонансного излучения ($V\ll|\Delta|$) длительность этих импульсов может быть как угодно большой. Существенные ограничения длительности импульса возникают при использовании сильных полей. При этом максимальная степень селективности фотоионизации S, определяемой как отношение доли ионизованных атомов при резонансном ($\Delta=0$) и квазирезонансном ($\Delta\neq 0$) облучении

$$S=\frac{N_i^{(0)}/N^{(0)}}{N_i/N}\equiv\frac{\rho_i(\Delta=0)}{\rho_i(\Delta)},$$

достигается на временах $\tau\ll\gamma_i^{-1}$. В этом случае экспоненты в (20), (21) можно разложить в ряд, ограничившись первым членом разложения, при $\gamma_i\ll\gamma$

$$S_{\max}(\gamma^{-1}\ll\tau\ll\gamma_i^{-1})=\frac{\Delta^2+V^2/2}{V^2/2}, \tag{22а}$$

при $\gamma_i\gg\gamma$

$$S_{\max}(\tau\ll\gamma_i^{-1})=\frac{\Delta^2+V^2}{V^2}. \tag{22б}$$

Физический смысл выражений (22) очевиден: динамический эффект Штарка влияет на селективность ДИФА через уширение спектральной линии резонансного перехода, при этом ширина определяется частотой Раби V [6, 7].

Как видно из выражений (22), высокая селективность ДИФА достижима только при достаточно низких интенсивностях резонансного излучения, когда выполняется условие

$$V^2\ll\Delta^2. \tag{23}$$

Как следует из общих выражений (20), (21), с ростом длительности импульса ионизирующего излучения селективность ионизации падает относительно своего максимального значения (22). При длительностях $\tau\gg\gamma_i^{-1}$, когда происходит практически полная ионизация резонансно-возбужденных атомов нужного изотопа, число ионов ненужного изотопа дается соотношением

$$\frac{N_i}{N} = 1 - \exp\left(-\frac{\tau\gamma_i}{4}\frac{V^2}{\Delta^2}\right). \tag{24}$$

Высокая селективность ДИФА возможна при $N_i/N \ll 1$, для чего необходимо выполнение условия

$$V^2 \ll \frac{4\Delta^2}{\tau\gamma_i}, \tag{25}$$

более жесткого, чем условие (23). При этом селективность ДИФА определяется выражением

$$S = \frac{\Delta^2}{V^2}\frac{4}{\tau\gamma_i}. \tag{26}$$

5. До сих пор рассматривалось взаимодействие резонансного излучения с атомами, характеризующимися определенным значением проекции скорости на направление распространения излучения. В более общем случае имеет место распределение атомов по скоростям. Ширина и форма этого распределения, очевидно, в силу эффекта Допплера должны отражаться на селективности ДИФА. Проанализируем влияние эффекта Допплера на селективность ДИФА, вводя функцию распределения атомов по скоростям $f(v_x)$ и учитывая зависимость (17) степени ионизации ρ_i от скорости v_x как от параметра. В этом случае выражение для относительного числа ионов $n_i(\tau)$, образовавшихся к моменту времени τ, получается в результате усреднения выражения (17) по функции распределения атомов по скоростям

$$n_i(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(v_x)\,\rho_i(v_x)\,dv_x, \tag{27}$$

где $f(v_x)$ нормирована на единицу.

Конкретные расчеты селективности ДИФА производились для случая максвелловского распределения атомов по скоростям

$$f(v_x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,v_T}\exp\left(-\frac{v_x^2}{v_T^2}\right). \tag{28}$$

Следует отметить, что результаты этих расчетов легко обобщаются на случай, когда частота лазерного излучения, используемого для резонансного возбуждения атомов, характеризуется нестабильностью при условии, если спектральная характеристика лазерного излучения описывается гауссовским распределением

$$F(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,\sigma_\omega}\exp\left\{-\frac{(\omega-\omega_л)^2}{\sigma_\omega^2}\right\}.$$

В этом случае, как легко убедиться, селективность оказывается функцией отношения $\beta = \Delta_0/\sigma$, где $\sigma = \sqrt{\sigma_\omega^2 + \sigma_D^2}$ включает в себя как эффект допплеровского уширения, так и эффект нестабильности частоты лазерного излучения ($\sigma_D = kv_T$, Δ_0 — изотопический сдвиг).

Интегрирование выражения (27) с учетом (17), (28) позволяет получить степень ионизации «нужного» изотопа $n_i^{(0)}$ в зависимости от безразмерных параметров $y_1 = I/I_1$, θ, $\varkappa$, $\delta = (\omega_л - \omega_0)/\sigma$, где I — интенсивность лазерного излучения, $I_1 = \sigma^2 m_e c\hbar\omega_0/4\pi f_{12}e^2$, $\omega_л$ — центр линии лазерной генерации, ω_0 — центр линии поглощения «нужного» изотопа, f_{12} — сила осциллятора резонансного перехода. При расчете селективности S более удобным безразмерным параметром является не y_1, а $y_2 = I/I_2$, где $I_2 = \Delta_0^2 m_e c\hbar\omega_0/4\pi f_{12}e^2$. Кроме того, при этом появляется параметр $\beta = \Delta_0/\sigma$. На рис. 1—3 представлены зависимости $n_i^{(0)}(y_1)$ и $S(y_2)$ при некоторых значениях параметров θ, $\varkappa$, δ и β.

Отметим, что, как показывает анализ результатов численных расчетов, параметр $\varkappa = \gamma_i/(\gamma + \gamma_i)$ практически не влияет на величину селективности ДИФА.

В то же время имеет место влияние данного параметра на величину степени ионизации «нужного» изотопа $n_i^{(0)}(y_1)$ (рис. 1). Изменение параметра

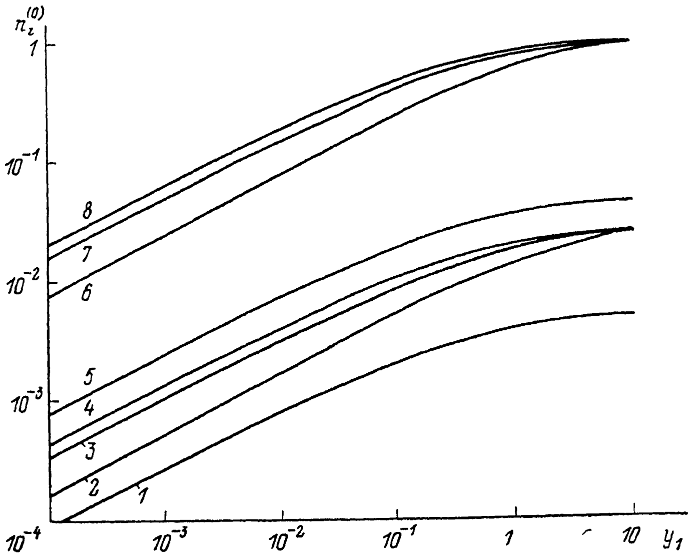

Рис. 1. Зависимость степени ионизации «нужного» изотопа от приведенной интенсивности резонансного излучения y_1.

θ: *1—5* — 0.1, *6—8* — 10; δ: *1, 4, 5, 8* — 0; *2, 6* — —1.0; *3, 7* — —0.5; $\varkappa$: *1* — 0.1; *2—4, 6—8* — 0.5; *5* — 0.9.

$\theta=(\gamma_i+\gamma)\tau$, связанного с временем взаимодействия атомов с лазерным излучением, при $n_i^{(0)} \ll 1$ вызывает близкое к пропорциональному изменение сте-

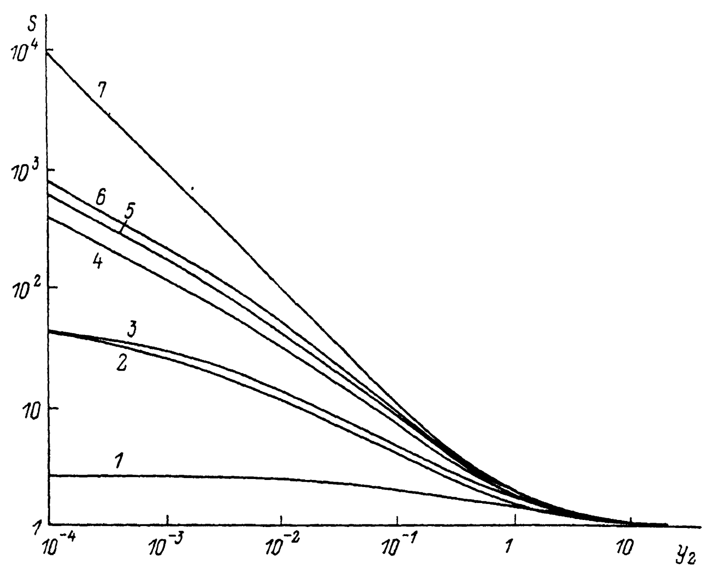

Рис. 2. Зависимость селективности ДИФА от приведенной интенсивности резонансного излучения y_2 ($\varkappa=0.5$, $\delta=0$).

β: *1* — 1; *2, 3* — 2; *4* — 3; *5* — 4; *6* — 5; *7* — $\beta\to\infty$ (формула (2б)); θ: *1, 3—6* — 0.1; *2* — 10.

пени ионизации «нужного» изотопа (рис. 1) и также весьма незначительно влияет на селективность ДИФА (рис. 2). Учитывая это обстоятельство, а также тот факт, что роль параметров $\varkappa$ и θ не имеет отношения к исследуемому здесь эффекту полевого уширения резонансного перехода, мы приводим результаты детальных расчетов селективности ДИФА, относящихся к фиксированным значениям параметров $\varkappa=0.5$ и $\theta=0.1$.

Поведение функции $S(y_2)$, установленное на основании численных расчетов при различных значениях параметра $\beta=\Delta_0/\sigma$, представлено на рис. 2. При

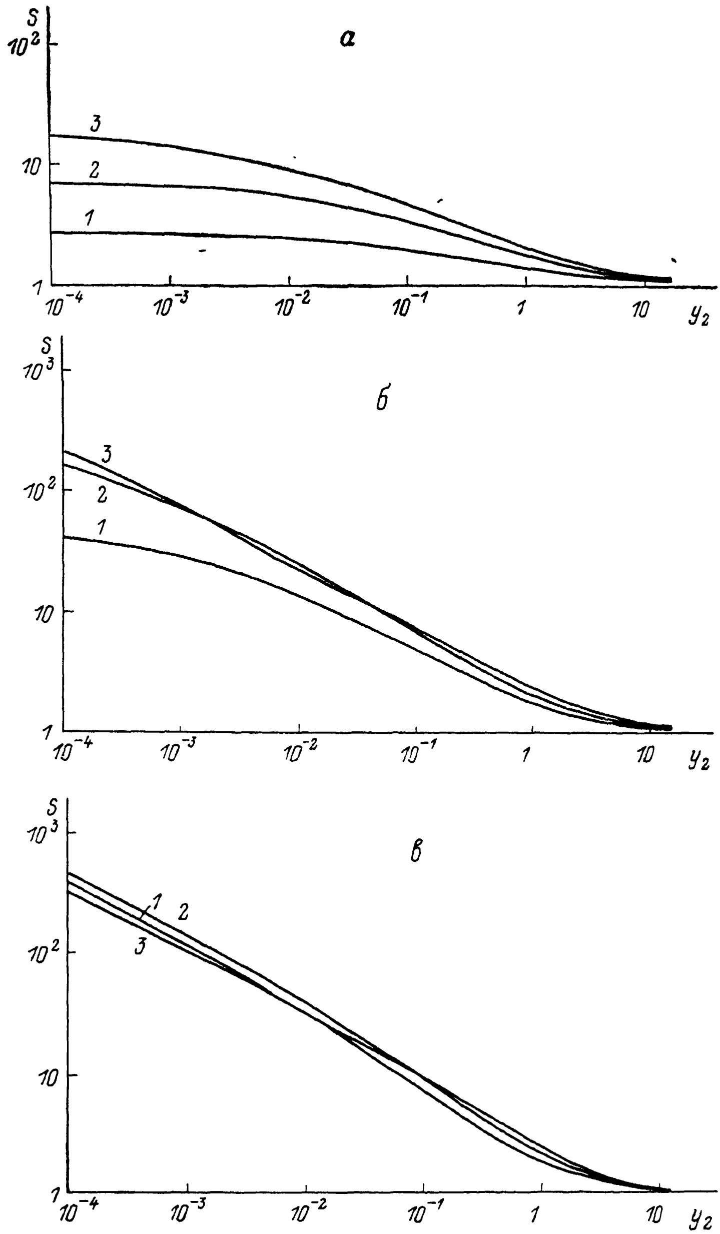

Рис. 3. Зависимость селективности ДИФА от приведенной интенсивности резонансного излучения y_2 при отстройке от точного резонанса.

Знак отстройки противоположен знаку изотопического сдвига, $\varkappa=0.5$, $\theta=0.1$. β: *а* — 1, *б* — 2, *в* — 3; *а—в* — δ: *1* — 0, *2* — —0.5, *3* — —1.0.

этом предполагалось, что центр линии лазерного излучения совпадает с центром линии резонансного поглощения «нужного» изотопа ($\delta=0$). Как видно, сколько-нибудь значительная селективность ДИФА достигается при достаточно большом изотопическом сдвиге, соответствующем условию $\beta \gg 1$. Анализируя характер представленных зависимостей $S(y_2)$, следует иметь в виду, что в отсутствие доплеровского уширения ($\beta \to \infty$) указанная зависимость определяется соотношением (22б), согласно которому $S \sim y_2^{-1} \sim I^{-1}$ (кривая 7 на рис. 2). Роль допплеровского уширения наиболее заметно проявляется в области параметров $1 \ll \beta \ll 1/\sqrt{y_2}$. В этом случае, как легко установить [8], анализируя общее выражение (27), зависимость селективности от интенсивности имеет более слабый характер $S \sim I^{-1/2}$. Как видно из представленных на рис. 2 данных, с ростом параметра β наблюдается переход от зависимости типа $S \sim I^{-1/2}$ к зависимости типа $S \sim I^{-1}$. Аналогичные рассуждения приводят к аналитической зависимости $n_{i}^{(0)} \sim I^{1/2}$ при $y_1 \ll 1$, которая хорошо описывает данные, представленные на рис. 1. Полученное значение селективности ДИФА качественно согласуется с результатом недавнего эксперимента [9], где наблюдалось обогащение Ti по изотопу ^{50}Ti. При использовании резонансного излучения с $\lambda \approx 500$ нм интенсивностью ~ 100 Вт/см^2, что соответствует значению $y_2 \sim \sim 3 \cdot 10^{-2}$, достигнуто значение селективности ДИФА на уровне $S \approx 15$.

Как следует из результатов выполненных расчетов, существенное повышение селективности ДИФА при небольших значениях изотопического сдвига, соответствующих условию $\beta \geqslant 1$, может быть достигнуто при некоторой отстройке центра линии лазерного излучения относительно центра линии поглощения «нужного» изотопа со знаком, противоположным знаку изотопического сдвига. На рис. 3 представлены результаты расчета зависимостей селективности ДИФА от приведенной интенсивности лазерного излучения y_2, полученные при различных значениях отстройки лазерного излучения $\delta = (\omega_1 - \omega_0)/\sigma$ и различных значениях параметра β. Оптимальное значение отстройки составляет $\delta_{\text{опт}} \approx -0.5 - -1.0$. При этом достигается резкое снижение степени ионизации ненужного изотопа без сколько-нибудь существенного снижения степени ионизации нужного изотопа (рис. 1). Как видно из рис. 3, наличие отстройки приводит к существенному увеличению селективности при умеренных интенсивностях лазерного излучения, причем роль отстройки наиболее заметна при сравнительно небольших значениях параметра β, когда изотопический сдвиг вызывает эффект того же порядка, что и эффект Допплера.

6. Задача о вычислении селективности ДИФА в сильных полях в пренебрежении эффектом Допплера приводит к сравнительно простым аналитическим выражениям (22), (26), которые применимы при некоторых ограничениях, накладываемых на форму и длительность импульсов резонансного и ионизирующего излучений. Учет допплеровского уширения, а также нестабильности частоты лазерного излучения приводит к более сложным выражениям, анализ которых возможен лишь при использовании численных методов. Полученные при этом безразмерные зависимости позволяют установить значения селективности ДИФА для атомов любого сорта при любой интенсивности лазерного излучения. Однако не следует полагать, что представленные результаты исчерпывают решение задачи о селективности двухступенчатой ионизации в сильных полях. Использованная здесь модель прямоугольных импульсов позволяет решить задачу до конца, однако остается неясным вопрос о зависимости вида решения от длительностей фронтов нарастания и убывания импульса, которые в реальной ситуации всегда имеют конечную величину. Такая зависимость не может быть получена при решении системы (1)—(5) преобразованием Фурье. Можно считать, что модель прямоугольных импульсов применима в случае, если ширина фронта нарастания и убывания импульса много меньше обратной собственной ширины линии резонансного перехода γ^{-1}. Следует отметить, что при фотоионизации оптически плотных слоев форма импульса резонансного излучения искажается в процессе распространения в газе [10], поэтому возможна ситуация, когда использованная здесь модель прямоугольных импульсов применима для описания лишь ограниченной области облучаемого объема.

Один из ключевых моментов данной теории связан с тем обстоятельством, что здесь рассматривается область сильных резонансных полей, в которых частота осцилляций Раби ($\sim V$) существенно превышает значение параметра γ_2. Благодаря этому обстоятельству оказывается справедливым приближенное решение характеристического уравнения $D(\Omega)=0$, и основной вклад в интеграл (8) вносят области вблизи малых корней уравнения. Только в этом случае быстро-осциллирующие решения рассматриваемой системы уравнений затухают прежде, чем ионизация окажется существенной, и становится возможным аналитическое решение задачи. Можно надеяться, что развитый здесь подход, основанный на условии $V \gg \gamma_s$, окажется плодотворным при решении более сложных задач многоступенчатой фотоионизации атомов в сильных полях.

Следует отметить, что близкая к рассмотренной здесь задача о квазирезонансном возбуждении двухуровневого атома на крыле линии поглощения анализировалась А. А. Макаровым [11], который рассмотрел случай $\gamma^{-1} \gg \tau \gg \Delta^{-1}$. Пользуясь методом квазиэнергетических состояний, в этой области параметров он получил зависимость эффективности возбуждения (а следовательно, и ионизации) «нерезонансных» атомов от расстройки в случае разнесенных во времени гладких импульсов резонансного и ионизирующего излучений $\sim\Delta^{-4}$. По-видимому, условия выполненных недавно И. М. Бетеровым и др. [12, 13] экспериментов, согласно которым, как, в частности, и в данной работе, зависимость близка к $\sim\Delta^{-2}$, ближе к тем, которые предполагались в настоящей работе.

Список литературы

[1] *Летохов В. С.* Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах. М.: Наука, 1983. 408 с.
[2] *Летохов В. С.* Лазерная фотоионизационная спектроскопия. М.: Наука, 1987. 318 с.
[3] *Whitaker T. J., Bushaw B. A., Cannon B. D.* // Laser Focus. 1988. Vol. 24. N 2. P. 88—101.
[4] *Paisner J. A.* // APPl. Phys. B. 1988. Vol. 46. N 3. P. 253—260.
[5] *Казаков А. Е., Макаров В. П., Федоров М. В.* // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. Вып. 1. С. 38—46.
[6] *Летохов В. С., Чеботаев В. П.* Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М.: Наука, 1975. 279 с.
[7] *Делоне Н. Б., Крайнов В. П.* Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1984. 224 с.
[8] *Елецкий А. В., Зайцев Ю. Н., Фомичев С. В.* Препринт ИАЭ. № 4611/12. М., 1988. 25 с.
[9] *Maruyama Y., Suzuki Y., Arisawa T., Shiba K.* // Appl. Phys. B. 1987. Vol. 44. N 2. P. 163—166.
[10] *Крюков П. Г., Летохов В. С.* // УФН. 1969. Т. 99. Вып. 2. С. 169—227.
[11] *Макаров А. А.* // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. Вып. 4. С. 1192—1202.
[12] *Бетеров И. М.* Докт. дис. Новосибирск, 1986. 403 с.
[13] *Бетеров И. М., Фатеев Н. В., Чеботаев В. П.* // Опт. и спектр. 1983. Т. 54. Вып. 6. С. 947—949.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
1 августа 1989 г.
В окончательной редакции
20 февраля 1990 г.