УДК 539.186.22; 537.563.5

ХАРАКТЕРИСТИКИ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ АТОМОВ ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. И. Магунов, С. И. Страхова

(*НИИЯФ*)

В резонансном приближении выполнены расчеты спектров фотопоглощения пробного электромагнитного излучения атомом магния в окрестности $3p^2\ ^1S$ автоионизационного состояния (АИС). При этом АИС $3p^2\ ^1S$ связано сильным лазерным полем с состоянием $3p3d\ ^1P$. Получено качественное согласие с результатами измерений выхода ионов при двухфотонной ионизации паров магния бихроматическим лазерным излучением для различных значений лазерных частот.

В настоящее время большой интерес представляет изучение атомных процессов в сильном электромагнитном поле (ЭМП) [1], в том числе с участием автоионизационных состояний (АИС) [2]. Сравнительно недавно было получено экспериментальное подтверждение того, что возможно наблюдение изменения характеристик АИС под действием сильного лазерного поля [3]. Теоретическое рассмотрение требует использования подходов, не основанных на теории возмущения (см., напр., [4]). Типичные величины спектральных ширин АИС по данным [5], определяющие степень влияния ЭМП, указывают на адиабатичность изменения амплитуды ЭМП лазерного импульса. При этом взаимодействие между АИС в сильном поле можно рассматривать в резонансном приближении [6], что позволяет получить аналитическое выражение для вероятности поглощения пробного излучения [7].

В настоящей работе результаты [7] применены для описания структуры АИС реального атома в сильном ЭМП. На рис. 1 показана схема уровней и переходов при двухфотонной ионизации атома магния [3]

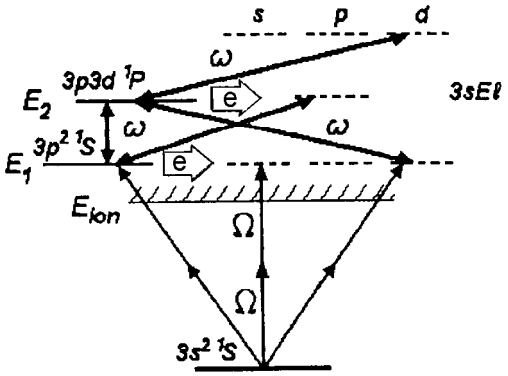

Рис. 1. Схема уровней при двухфотонной ионизации атома магния излучением с частотой Ω в окрестности АИС $2p^2\ {}^1S$ в сильном ЭМП с частотой ω, настроенном в резонанс с АИС $3p3d\ {}^1P$. Указаны основные переходы и каналы распада АИС

линейно поляризованным излучением лазера с перестраиваемой частотой Ω в окрестности АИС $3p^2\ {}^1S$ (энергия возбуждения $E_1 = 8,464$ эВ) в присутствии интенсивного излучения с частотой ω, соответствующей энергии оптического перехода между АИС $3p^2\ {}^1S$ и $3p3d\ {}^1P$ ($E_2 = 10,65$ эВ). Выражение для скорости фотоионизации в атомной системе единиц согласно [7] имеет вид

$$w = w_0\left[1 - \mathrm{Im}\left\{\frac{\rho^2\gamma_1^a(q-i)^2}{\epsilon_1 + i - \gamma_{12}(1-i/Q)/(\epsilon_2+i)} - \right.\right.$$

$$-\frac{(1-\rho^2)\gamma_2^{i-}}{\epsilon_2 + i - \gamma_{12}(1-i/Q)/(\epsilon_1+i)} - \qquad (1)$$

$$\left.\left. -\frac{\rho'\sigma\sqrt{\gamma_1^a\gamma_2^{i-}\gamma_{12}}(q-i)(i+1/2Q)}{(\epsilon_1+i)(\epsilon_2+i) - \gamma_{12}(1-i/Q)}\right\}\right],$$

где $w_0 = 2\pi \sum\limits_{l=s,d} |v_{0,2\Omega l}|^2$ — скорость прямой фотоионизации; $\rho^2 = 2\pi|v_{0,2\Omega s}|^2/w_0$ — вклад континуума, интерферирующего с АИС; $\rho' = 4\pi v_{0,2\Omega s}v_{0,2\Omega d}/w_0$ — вклад, обусловленный индуцированной сильным ЭМП интерференцией каналов прямой ионизации; $\epsilon_n = 2(2\Omega + (n-1)\omega - E_n)/\Gamma_n$ — приведенная энергия; $\Gamma_n = \Gamma_n^a + \Gamma_n^{i+} + \Gamma_n^{i-}$ — полные (автоионизационные плюс фотоионизационные) ширины уровней $n = 1,2$; $\gamma_n^{a,i\pm} = \Gamma_n^{a,i\pm}/\Gamma_n$ — коэффициенты ветвления каналов автоионизации и фотоионизации сильным полем; $\Gamma_n^a = 2\pi|W_{n,[2\Omega+(n-1)\omega]l_n}|^2$, $\Gamma_n^{i\pm} = 2\pi|V_{n,[2\Omega+(n-1\pm1)\omega]l_n}|^2$ — парциальные ширины автоионизации и фотоионизации сильным полем; $\gamma_{12} = 4|V_{21}|^2/(\Gamma_1\Gamma_2)$ — параметр связи двух АИС; $\sigma = \mathrm{sgn}(V_{12}W_{1,2\Omega s}V_{2\Omega s,2})$. Профильные индексы Фано [8] определяются в виде

$$Q = \frac{V_{12}}{\pi V_{1,(2\Omega+\omega)p}W_{(2\Omega+\omega)p,2}},$$

$$q = \frac{v_{10} + P\int dEW_{1,Es}v_{Es,0}/(2\Omega - E)}{\pi W_{1,2\Omega s}v_{2\Omega s,0}}.$$

Последнее слагаемое в фигурных скобках в (1) учитывает интерференцию процессов возбуждения уровня E_1 и вынужденного многофотонного перехода на уровень E_2 с поглощением кванта сильного поля. Вклад его исчезает как при большой расстройке резонанса ($|E_1 + \omega - E_2| \gg \Gamma_1 + \Gamma_2$), так и при слабой связи между АИС ($\gamma_{12} \ll 1$). При этом первое слагаемое в фигурных скобках описывает асимметричный резонанс Фано [8], а второе слагаемое — резонанс типа окна прозрачности, обусловленный отталкиванием одетого сильным полем уровня E_2 и прилегающего к нему континуума. В случае малой расстройки вклады трех слагаемых в (1) перемешиваются. Если переходы между дискретными уровнями более вероятны, чем переходы в континуум ($\gamma_2^{i-} \ll 1$ и $Q \gg 1$), из (1) следует

$$w = w_0\left\{\rho^2\times\right.$$

$$\times\frac{(q+\epsilon_1)^2 + \gamma_{12}[q^2 + 1 + \gamma_{12} - \epsilon_2(q+\epsilon_1)]/(\epsilon_2^2+1)}{\epsilon_1^2 + 1 + \gamma_{12}[\gamma_{12} - 2(\epsilon_1\epsilon_2 - 1)]/(\epsilon_2^2+1)} +$$

$$\left. +1 - \rho^2\right\}, \qquad (2)$$

что при $q^2\rho^2 \gg 1$ с точностью до обозначений совпадает с формулой (3) в [9].

В работе [3] были измерены зависимости выхода ионов от длины волны ионизующего излучения при различных значениях длины волны сильного ЭМП (рис. 2,*а* соответствует точному резонансу между АИС, рис. 2,*б* — небольшой расстройке) и от расстройки между АИС при фиксированной длине волны ионизующего излучения (рис. 3,*а* соответствует точному резонансу между основным состоянием и АИС, рис. 3,*б* — небольшой расстройке).

Малость амплитуды двухфотонного перехода из основного состояния на уровень E_1 позволяет рассматривать соответствующее излучение как пробное. Учитывая слабость двухэлектронных связанно-свободных переходов с участием АИС, а также соотношение длительности импульса (~ 10 нс) и времени жизни АИС ($\sim 0,4$ пс), для анализа результатов измерений можно использовать приближенную формулу (2). Основной вклад в полную ширину дает автоионизационная ширина ($\Gamma_1 = 0,00127$ а.е. для уровня $3p^2\ {}^1S$ и $\Gamma_2 = 0,00006$ а.е. для $3p3d\ {}^1P$). Скорость прямой ионизации согласно [3] $w_0 \sim 10^8 I_1^2$ а.е. при $I_1 \sim 10^8$ Вт/см^2. Профильный индекс $q = 25$ и $\rho^2 = 0,022$.

Результаты расчета скорости фотоионизации, приведенные на рис. 3, качественно воспроизводят индуцированные сильным полем характерные особенности в экспериментальных данных. В работе [3] результаты измерений моделировались с помощью решения нестационарных уравнений для матрицы плотности, что также дало качественное согласие

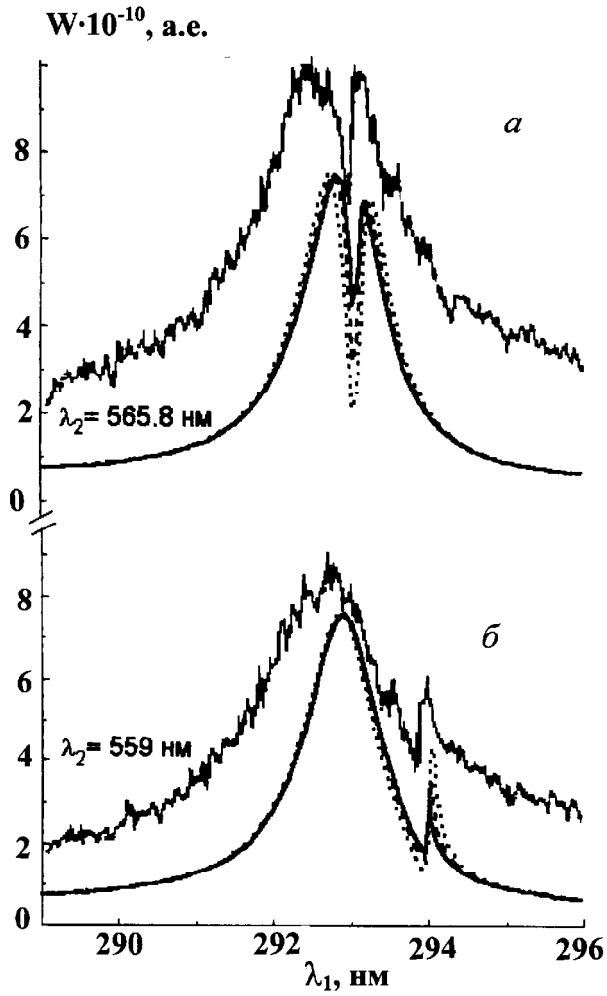

Рис. 2. Результаты расчетов по формуле (2) зависимости скорости двухфотонной ионизации магния от длины волны пробного излучения вблизи точного резонанса сильного ЭМП между АИС (λ_2 = 565,8 нм — *а*) и при значительной расстройке резонанса (λ_2 = 559 нм — *б*). Сплошные кривые соответствуют интенсивности сильного поля $5 \cdot 10^8$ Вт/см^2, пунктирные — 10^9 Вт/см^2, точечные — $2 \cdot 10^9$ Вт/см^2. Экспериментальная кривая (верхняя) выхода ионов из работы [3] приведена в относительных единицах

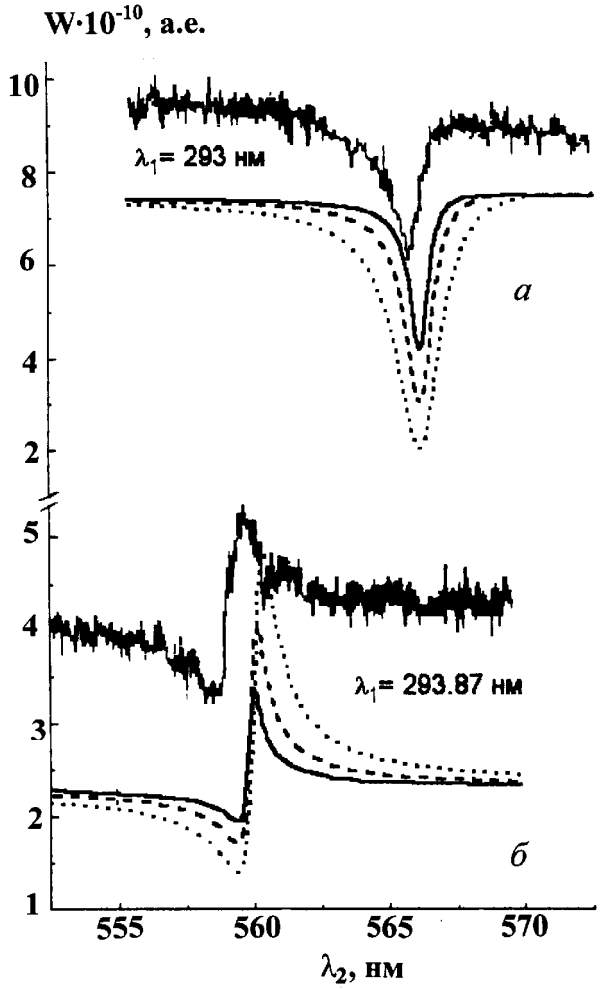

Рис. 3. Результаты расчетов по формуле (2) скорости двухфотонной ионизации магния от длины волны сильного ЭМП вблизи точного двухфотонного резонанса пробного излучения между основным состоянием и АИС $3p^2\,{}^1S$ (λ_1 = 293 нм — *а*) и при значительной расстройке (λ_1 = 293,87 нм *б*). Обозначения кривых как на рис. 2

теории и эксперимента. Следует отметить, что измеренный выход ионов соответствует усреднению данных по значениям напряженности лазерного поля при пространственном и временном изменении интенсивности излучения. Результаты расчетов, приведенных на рис. 2, 3 для различных интенсивностей сильного поля, показывают степень чувствительности профиля резонансной кривой и возможные пределы изменения лазерного поля в эксперименте. Параметр связи АИС линейно зависит от интенсивности и для разных значений ее (см. подпись к рис. 2) равен: $\gamma_{12}(5 \cdot 10^8) = 0,905$, $\gamma_{12}(10^9) = 1,81$ и $\gamma_{12}(2 \cdot 10^9) = 3,62$.

Таким образом, качественное согласие при описании спектра АИС при различных значениях параметров ЭМП обосновывает возможность применения полученных нами в стационарном подходе аналитических выражений [7] для анализа характеристик АИС в случаях, когда эффекты интерференции открытых и закрытых каналов существенны. Этот подход можно использовать для изучении АИС той же четности, что и у основного состояния, в атомах с высоким потенциалом ионизации, не возбуждаемых синхротронным излучением при однофотонном переходе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-02-16689).

Литература

1. *Protopapas M., Keitel C.H., Knight P.L.* // Rep. Progr. Phys. 1997. **60**, No. 4. P. 391.
2. *Kazakov A.E., Fedorov M.V.* // Progr. Quant. Electr. 1989. **13**. P. 1.
3. *Karapanagioti N.E., Faucher O., Shao Y.L.* et. al. // Phys. Rev. Lett. 1995. **74**. P. 2431.
4. *Burke P., Francken P., Joachain C.J.* // J. Phys. B. 1991. **24.** P. 761.

5. *Геллер Ю.И., Попов А.К.* Лазерное индуцирование нелинейных резонансов в сплошных спектрах. Новосибирск, 1981.
6. *Lambropoulos P., Zoller P.* // Phys. Rev. 1981. **A24**, No. 1. P. 379.
7. *Магунов А.И., Страхова С.И.* Препринт НИИЯФ МГУ. 1997, № 97–47/498.
8. *Fano U.* // Phys. Rev. 1961. **124**. P. 1866.
9. *Andryushin A.I., Fedorov M.V., Kazakov A.E.* // J. Phys. B. 1982. **15**. P. 2851.

Поступила в редакцию
02.03.98