

ОПТИМАЛЬНЫЕ СХЕМЫ СЕЛЕКТИВНОЙ ФОТОИОНИЗАЦИИ АТОМОВ СО СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

С.В.Амбросов

Одесский гидрометеорологический институт, п/я 116, Одесса-9, 65009
e-mail: glushkov@paco.net

Предложен эффективный подход к моделированию оптимальных схем селективной фотоионизации атомов лазерным полем, базирующийся на комплексном использовании моделей элементарных атомных процессов, оптимальных лазерных воздействий, теории оптимального управления и аппарата матрицы плотности. Проведен численный расчет оптимальной схемы разделения изотопов Sr и Cs.

К числу перспективных методов разделения газов, изотопов относится метод многоступенчатого возбуждения и ионизации атомов [1–3]. Как правило, при селективной фотоионизации атомов выбранного сорта в их смеси в пучке или паре существенную роль играют столкновительные процессы различного типа (см. [1–8]). Прежде всего, речь идет о процессах столкновительной ионизации возбужденных атомов. Экспериментальные сложности исследования рассматриваемых процессов, а также очень значительные сложности, возникающие при теоретическом их описании, явились причиной отсутствия и неполного набора данных по столкновительным процессам, в частности, для их дальнейшего применения в задачах селективной фотоионизации атомов. Селективное возбуждение атомов газа реализуется на первом этапе посредством резонансного лазерного излучения, затем проводится ионизация возбужденных частиц, требующая в классических схемах либо мощного лазерного излучения либо приложения электрического поля. Альтернативным механизмом на второй стадии может быть использование действия столкновительной ионизации (действие электронного удара, ион-атомных столкновений и т.д.). Новым перспективным направлением здесь представляется моделирование оптимальных

схем селективной фотоионизации с механизмом ионизации за счет столкновений. Данная работа посвящена поиску и моделированию оптимальных схем селективной фотоионизации атомов лазерным полем на основе комплексного использования моделей элементарных атомных процессов, оптимальных лазерных воздействий, аппарата матрицы плотности (см. [8]). В практической реализации схем селективной фотоионизации лазерным излучением, как правило, смесь буферного и разделяемых газов (изотопов) движется поперек зоны электрического разряда, причем разрядная зона облучается внешним электромагнитным полем, резонансным одному из выбранных изотопов [1]. Буферный газ определяет характеристики разряда (температуру T , концентрацию частиц n). В зоне разряда изотопы ионизируются, после чего ионы выводятся из зоны разряда и собираются одним из физико-химических методов. В силу различия коэффициентов диффузии ионы при перпендикулярном скорости течения газа движении достигнут окружающих стенок быстрее, чем атомы с дальнейшей локализацией благодаря процессу конденсации. Время ионизации соответствует времени пролета атома через зону действия электромагнитных полей и равно: $\tau = t_f = L/v$ (L - размер облучаемой зоны; v – скорость потока частиц). Если излучение насыщает

резонансный переход и реализуется столкновительный механизм ионизации возбужденных атомов, то условие ионизации резонансной компоненты имеет вид: $1/nS'(T) > 1/v = t_f$, где S' -коэффициент ионизации возбужденных атомов в столкновении. Указанные параметры удовлетворяют следующим типичным значениям: $L = 1$ см, $v = 10^4$ см/с, $n = (10^{11} - 10^{13})$ см⁻³. Этап оптимизации модели опторазрядного разделения состоит в поиске оптимальной формы электромагнитного импульса резонансного излучения, обеспечивающую max ионизованных частиц в схеме разделения газов (одна из возможных формулировок). Процесс разделения изотопов (газов) описывается следующей системой уравнений (см. [1,4]):

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_0 &= -W_1(\rho_0 - \rho_1) + \rho_1/T_1 + K_1\rho_0\rho_1 \\ \dot{\rho}_1 &= W_1(\rho_0 - \rho_1) - \rho_1/T_1 - R\rho_1 - K_1(\rho_0\rho_1 - \rho_1\rho_0) \\ \dot{\rho}'_0 &= -W_1(\rho'_0 - \rho'_1) + \rho'_1/T_1 + K_1\rho_0\rho'_1 \\ \dot{\rho}'_1 &= W_1(\rho'_0 - \rho'_1) - \rho'_1/T_1 - R\rho'_1 - K_1(\rho_0\rho'_1 + \rho_1\rho'_0) \\ \dot{n} &= R\rho_1 - n(K_2^{(0)}\rho'_0 + K_2^{(1)}\rho'_1) + \\ &+ n'(K_2^{(0)}\rho_0 + K_2^{(1)}\rho_1) - n/\tau \\ \dot{n}' &= R\rho'_1 - n'(K_2^{(0)}\rho_0 + K_2^{(1)}\rho_1) + \\ &+ n(K_2^{(0)}\rho'_0 + K_2^{(1)}\rho'_1) - n'/\tau \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ_0, ρ'_0 – концентрации атомов каждой из изотопических модификаций в основном состоянии; ρ_1, ρ'_1 – в возбужденном состоянии; n, n' – концентрации их ионов; коэффициенты K_1 и K_2 соответственно определяют скорость процесса резонансной передачи энергии возбуждения ($K_1 = \sigma_w v_t$; σ_w – сечение Вайскопфа, v – скорость атомов) и скорость процесса перезарядки ($K_2 = \langle \sigma_{ch}(v_i) v_i \rangle$; σ_{ch} – сечение резонансной перезарядки вытягиваемых ионов, v – их скорость относительно нейтральных атомов).

Усреднение в формуле для K_2 проводится по распределению вытягиваемых

атомов. Поскольку в шкале энергий расстояние от возбужденного до границы ионизации меньше, чем от основного, то константы скорости перезарядки для возбужденных и невозбужденных нейтральных атомов могут заметно различаться. Величины W_1, W'_1 в (1) – вероятности радиационных переходов, относящиеся каждая к своей изотопической компоненте и определяемые формулами:

$$\begin{aligned} W_1 &= I_1 \sigma_1(\omega) / \hbar \omega_1 = \\ &= I_1 (16\pi / c T_2) (\mu_{01} / 2\hbar)^2 [(1/T_2)^2 + (\omega - \omega_{01})^2]^{-1} \\ W'_1 &= I_1 \sigma'_1(\omega) / \hbar \omega_1 = \\ &= I_1 (16\pi / c T_2) (\mu_{01} / 2\hbar)^2 [(1/T_2)^2 + (\omega - \omega'_{01})^2]^{-1} \end{aligned} \quad (2)$$

где I_1 – интенсивность поля резонансного излучения, T_2 – время поперечной релаксации, остальные обозначения стандартные. Поскольку рассматривается механизм столкновительной ионизации, удобно провести замены: $W_2 \rightarrow S'n/\gamma$, $\tau \rightarrow \gamma z/v$, $E_f = \sigma_{12} \bar{w}_0 / v d \hbar \omega_{21}$, где z – пространственная координата вдоль потока, d – поперечные размеры облучаемой зоны. Типичные значения: $S'n = 10^4$ с⁻¹, $\gamma = 10^4$ с⁻¹, $t_f = 4 \cdot 10^{-4}$ с, $E_f = 2,5$. Аналитическое решение нелинейной системы (1) найти не удастся, поэтому задача решается численно. Система (1) может быть сведена к линейной при условии, что лазерное излучение воздействует на наиболее редкий из двух изотопов и концентрация этого изотопа мала. Кроме того предполагается выполнение условий, при которых вероятность резонансного обмена меньше скорости ионизации, т.е. $W_2 > \sigma_w v_i N$, где N – концентрация сталкивающихся атомов) и время вывода ионов из облака нейтральных атомов меньше времени перезарядки, т.е. $N \sigma_{ch} d < 1$. В этом случае решение системы (1) существенно упрощается. В качестве примера рассмотрим схему опторазрядного разделения изотопов Sr, Cs. Отметим, что в [6,8] рассматривалась задача поиска

оптимальной схемы селективной фотоионизации изотопов Rb [1,4]. Для изотопов Cs сечение возбуждения из состояния $6^2S_{1/2}$ в состояние $8^2P_{1/2}$ $\sigma_1 = 10^{-11} \text{ см}^2$, сечение столкновительной ионизации атомов Cs в возбужденных состояниях $9^2P - 13^2P$ $\sigma_2 = 10^{-14} - 10^{-12} \text{ см}^2$. При разделении изотопов методом селективной фотоионизации лазерным излучением оптимальной будет схема в случае, если атом возбуждается лазерным излучением до состояния, имеющего вероятность распада вследствие столкновительной ионизации большую, чем вероятность радиационного распада. На рис. 1 приведены результаты численного моделирования оптимальной формы лазерного импульса в задаче опторазрядного разделения Cs лазерным излучением со столкновительной ионизацией, а также типичное поведение заселенностей основного (кривая 1) и возбужденного (кривая 2) состояний. Искомые результаты качественно совпадают с данными, соответствующими сценарию фотоионизации атомов Rb [8]. Для искомой схемы разделения изотопов Cs δ – импульс обеспечивает максимально возможный уровень возбуждения верхнего состояния и далее паразитные процессы типа спонтанной релаксации, резонансной передачи возбуждения и резонансной перезарядки за малое время не

могут заметно изменить степень достигнутого возбуждения. В результате эффективности и оптимальности всей схемы фотоионизационного разделения увеличивается. В случае селективной фотоионизации атомов Sr со столкновительной ионизацией расчет показывает, что, помимо механизма ассоциативной ионизации, реализуется другой сценарий. Электроны, возникшие в процессе фотоионизации играют существенную роль в ионизации лазерным излучением атомов Sr в ридберговских состояниях. Особенно существенен этот механизм при высоких плотностях возбужденных атомов.

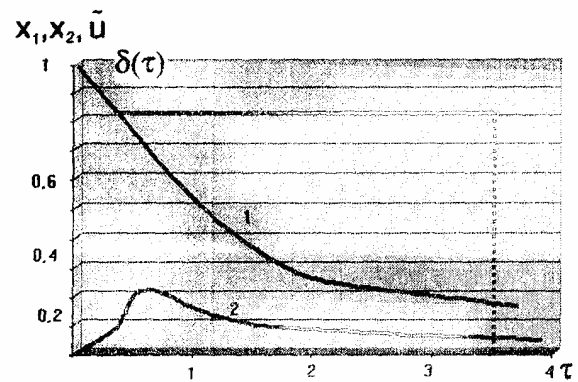


Рис. 1. Результаты численного моделирования процесса селективной фотоионизации изотопов Cs электромагнитным излучением со столкновительной ионизацией: δ – пунктир – оптимальная форма лазерного импульса, кривые 1 и 2 – соответствуют заселенностям основного и возбужденного состояний.

Литература

1. В.С.Летохов. *Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах*. (Наука, Москва, 1997).
2. И.В.Краснов, Н.Я.Шапарев, И.Шкедов. *Оптимальные лазерные воздействия* (Наука, Новосибирск, 1993).
3. Н.В.Карлов, А.И.Орлов, Ю.Н.Петров, А.М.Прохоров, *Изв.АН СССР. Сер. Физика*. **49**, 500 (1985).
4. L.N.Ivanov, V.S.Letokhov, *Quant.Electr.* **2**, 585 (1975).
5. A.V.Glushkov, L.N. Ivanov, *J. Phys. B*. **26**, L376 (1993).
6. S.V.Ambrosov, I.M.Shpinareva, in: *Proc. 32nd Europhysics Conference EGAS* (LAN, Vilnius, 2000), p.197.
7. I.M.Shpinareva, in: *Proc. 5th European Workshop "Quantum Systems in Physics and Chemistry"* (Univ.Uppsala, Uppsala, 2000), p.137.
8. S.V.Ambrosov, *Photoelectronics*. **10**, 33 (2001).
9. A.Glushkov, S.Ambrosov, S.Malinovskaya, *J.Techn.Phys.* **38**, 215 (1997).

OPTIMAL SCHEMES FOR SELECTIVE PHOTOIONIZATION OF ATOMS WITH COLLISIONAL IONIZATION

S.V.Ambrosov

Odesa Hydrometeorological Institute, P.O.Box 108, Odesa-9, 65009;
e-mail: glushkov@paco.net

An effective approach to modeling of the optimal schemes for the selective photoionization of atoms is developed. It is based on the complex use of the elementary atomic process models, optimal laser action models, density matrix formalism. Numeric calculations for optimal scheme of the Cs, Sr isotopes separation process are carried out.