

И.М.Шпинарёва, к.ф.-м.н.

Одесский государственный экологический университет

ТЕОРИЯ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ В ЗАДАЧАХ ОПТИМИЗАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ АТОМНО-ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

На основе аппарата теории оптимального управления и оптимальных лазерных воздействий, а также развитых ранее моделей элементарных процессов излагается новый подход к расчету оптимальных схем реализации лазерно-атомно-ионизационных процессов

Ключевые слова: теория оптимального управления, оптимальные лазерные воздействия

Введение. Новым перспективным направлением на стыке современной теории оптимального управления, вычислительной и промышленной математики, лазерной фотохимии представляется круг задач оптимизации процессов лазерного воздействия на элементарные фотохимические процессы и развитие соответствующих оптимизационных моделей. Данная работа посвящена изложению нового подхода к расчету оптимальных схем реализации атомно-ионизационных процессов в поле лазерного излучения на основе методов теории оптимального управления и оптимальных лазерных воздействий [1-6].

Постановка задачи оптимального управления. Задача формулируется как требование найти оптимальную форму лазерного импульса резонансного излучения, обеспечивающую тах ионизованных частиц в схеме селективной фотоионизации. В общем виде задачу с учетом спонтанной релаксации можно записать в виде:

$$J = - \int_0^{\tau_f} R(\tau)x_2 d\tau \rightarrow \min; \quad (1)$$

$$dx_1 / d\tau = x_2 - \bar{u}(x_1 - x_2), x_1(0) = 1; \quad (2)$$

$$dx_2 / d\tau = -[R(\tau)+1]x_2 + \bar{u}(x_1 - x_2), x_2(0) = 0; \quad (3)$$

$$dx_3 / d\tau = \bar{u}, x_3(0) = 0, x_3(\tau_f) = E_f; \quad (4)$$

$$0 \leq \tau \leq \tau_f, \bar{u}(\tau) \geq 0;$$

где x_1, x_2 – нормированные заселенности основного и возбужденного состояний атома; $\bar{u} = u/\gamma$ – безразмерная скорость индуцированных процессов испускания и поглощения резонансного излучения; γ – вероятность спонтанного распада в единицу времени; $u(t) = \sigma_{12}I_1(t)/\hbar\omega_{21}$ – скорость индуцированных переходов (переход 1-2); ω_{21} – частота излучения, соответствующая переходу 1-2; σ_{12} – сечение поглощения на переходе 1-2; $R = R'/\gamma$ – безразмерная скорость ионизации с возбужденного состояния; $R'(t) = \sigma_{\phi}I_2(t)/\hbar\omega_{\phi}$ – скорость фотоионизации; ω_{ϕ} – частота излучения; σ_{ϕ} – сечение фотоионизации; $\tau = t\gamma$ – безразмерное время; I_1, I_2 – интенсивности лазерных импульсов соответственно для возбуждения из основного состояния и ионизации с этого уровня; E_f, τ_f – энергия импульса резонансного излучения и его длительность. Переход к производной задаче осуществляется соотношениями:

$$s_1 = x_1 + x_2, \quad s_2 = (x_1 - x_2) \exp(2x_3). \quad (5)$$

Новой управляющей функцией объявляется функция: $w(\tau) = \exp(-2x_3)$. Задача оптимального управления принимает следующий вид:

$$J = s_1(\tau_f) \rightarrow \min, \quad (6)$$

$$ds_1 / d\tau = -R / 2(s_1 - s_2 w), s_1(0) = 1, \quad (7)$$

$$ds_2 / d\tau = 1 / w [R / 2 + 1](s_1 - s_2 w), s_2(0) = 1.$$

Введенное управление удовлетворяет следующим очевидным условиям:

$$w_0 \leq w \leq 1, w_0 = \exp(-2E_f). \quad (8)$$

Гамильтониан и уравнения для сопряженных переменных λ_1, λ_2 в сформулированной задаче:

$$H = (s_1 - s_2 w)[-R(\tau) / 2 \cdot \lambda_1 + \{R(\tau) / 2 + 1\} \lambda_2 / w], \quad (9)$$

$$d\lambda_1 / d\tau = R(\tau)\lambda_1 - (R(\tau) / 2 + 1)\lambda_2 / w, \lambda_1(\tau_f) = -1, \quad (10)$$

$$d\lambda_2 / d\tau = -w[R(\tau)\lambda_1 - (R(\tau) / 2 + 1)\lambda_2 / w], \lambda_2(\tau_f) = 0. \quad (11)$$

Далее задача может быть сведена к соответствующей нелинейной двухточечной краевой задаче принципа максимума. Условие: $\arg \max_{w_0 \leq w \leq 1} H = w_0$ является решением

производной задачи на рассматриваемом интервале времени. Формальное выражение для оптимального управления:

$$\tilde{w}(\tau) = \begin{cases} E_1 \delta(\tau) + \tilde{u}'(\tau), \tau \in [0, \tau_1] | p < 1 \\ 0, \dots, \dots, \dots, \tau \in [\tau_1, \tau_f] | p < 1 \\ E_f \delta(\tau), \dots, \dots, \dots, \tau \in [0, \tau_f] | p \geq 1 \end{cases} \quad (12)$$

с параметром типа КШШ [3], определяющим существования оптимального лазерного воздействия в виде одиночного импульса:

$$p = \exp(-2E_f) \{1 + 2 / R_0 + \exp[-(R_0 + 1)\tau_f]\} / (1 + 2 / R_0) \{1 - \exp[-(R_0 + 1)\tau_f]\}, p \geq 1. \quad (13)$$

Аналитическое решение задачи найти не удастся, поэтому необходимо численное решение. В задачах рассматриваемого типа эффективным численным методом себя зарекомендовала схема последовательных приближений [7]. Обратим внимание, что в дальнейшем в случае реализации схемы селективной ионизации лазерным излучением с ионизацией импульсным электрическим полем (ионизацией через автоионизационные резонансы) в качестве R следует подставлять значения величины: $R \rightarrow W/\gamma$, где W - скорость ионизации возбужденных атомом импульсным электрическим полем.

Численное решение задачи оптимального управления. Рассмотрим схему селективной фотоионизации на примере атома Cs. На 1 ступени используется излучение лазера для возбуждения в состояние $6p^2P_{1/2}$. Для паров Rb при 100°C (давление $\sim 10^{-4}$ торр.) доплеровская ширина поглощения $\Delta\omega_D = 4 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$, сечение возбуждения $\sigma_1 = 10^{-11} \text{ cm}^2$, сечение фотоионизации из возбужденного состояния $\sigma_2 = 10^{-18} \text{ cm}^2$. В случае схемы фотоионизации с возбуждением в ридберговские S и D состояния с $n=12-18$ и ионизацией электрическим полем ($\sim 30 \text{ кВ/см}$) расчет дает [5] для перехода $6^2P_{1/2} - 16^2D_{3/2}$ следующее значение сечения возбуждения- $\sigma_2 = 0,4 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$, которое в $10(+5)$ больше сечения ионизации из основного состояния и в $10(+4)$ – из низко возбужденного состояния. Параметр (13)

сложным образом зависит от всех физических параметров задачи оптимального управления: скоростей релаксации, фотовозбуждения и фотоионизации, энергетики и длительности лазерного импульса, импульса электрического поля. При умеренных требованиях к параметрам лазерного импульса путем соответствующего подбора длительностей импульсов и квантовых переходов удается добиться максимального вплоть до 100% выхода ионизации. Это предполагает достаточно малое время воздействия ($\exp[-(R+1)\tau_f] \sim 1$ в формуле (13) при достаточно экономном значении энергии лазерного излучения E_f . При селективной фотоионизации атомов с различными сценариями ионизации оптимальной будет схема в случае, если атом возбуждается лазерным излучением до состояния, имеющего вероятность распада в электрическом поле (автоионизационного распада) большую, чем вероятность радиационного распада. На рис. 1 приведены результаты численного моделирования оптимальной формы лазерного импульса в задачах селективной фотоионизации атомов Cs лазерным излучением с ионизацией импульсным электрическим полем, а также типичное поведение заселенностей основного (кривая 1) и возбужденного (кривая 2) состояний. Анализ результатов моделирования показывает, что, в зависимости от физического параметра p (13) реализуются с точки зрения теории оптимального управления два качественно различных режима: $p > 1$, $p < 1$.

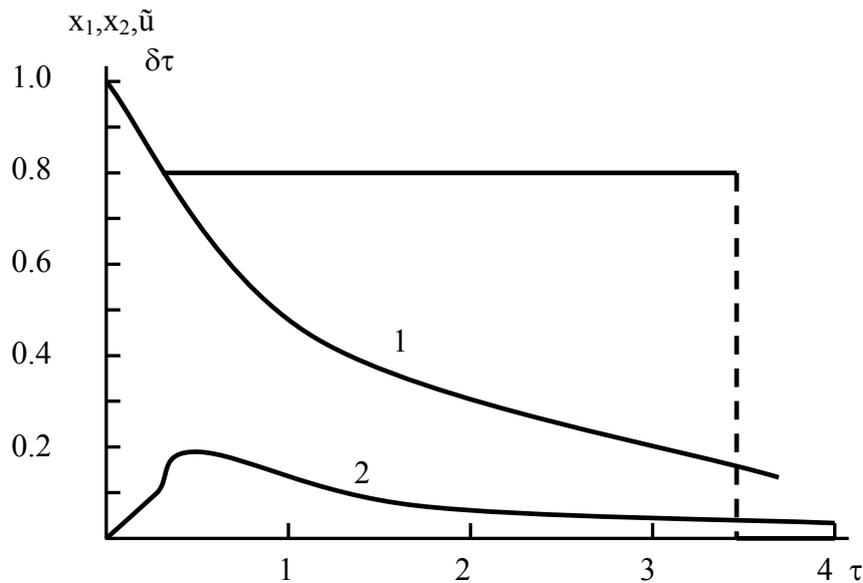


Рисунок 1- Результаты численного моделирования задачи фотоионизации атомов Cs лазерным излучением с ионизацией импульсным электрическим полем: δ -пунктир – оптимальная форма лазерного импульса, кривые 1 и 2 – соответственно поведение заселенностей основного и возбужденного состояний.

Для ридберговских уровней сечение фотоионизации (через индуцированные электрическим полем автоионизационные резонансы) резко увеличилось по сравнению с ионизацией из низко возбужденного состояния. В этом случае δ -импульс обеспечивает максимально возможный уровень возбуждения верхнего состояния и далее паразитные процессы типа спонтанной релаксации и соответствующие столкновительные процессы за малое время не могут заметно изменить степень достигнутого возбуждения. Если импульс электрического поля включается после окончания лазерного импульса, то это обеспечивает высокую степень ионизации (100%

ионизация имеет место только из последнего высоковозбужденного состояния). В случае использования непрерывного электрического поля, опустошающего конечное состояние атома в течение лазерных импульсов, схема не будет оптимальной из-за сильного штарковского сдвига высоковозбужденных уровней. Хотя достоинство, как уже указывалось, состоит в том, что, действуя на атом внешним электрическим полем, имеется возможность управления структурой уровней высоковозбужденных состояний и оптическими свойствами атомов. Сильный Штарк эффект позволяет подстраивать спектры поглощения на последней ступени возбуждения на частоту генерации узкополосного неперестраиваемого лазера (типа газоразрядного). В результате эффективность всего процесса фотоионизации увеличивается. Если параметр $p < 1$ (большие значения энергии импульса резонансного излучения $E_f \gg 1$ и $R\tau_f \geq 1, \tau_f \sim 1$ и не слишком малые энергии и длительности импульса ионизирующего излучения), оптимальный режим лазерного воздействия будет содержать в конце так называемый пассивный участок управления, впервые предсказанный для схемы классической фотоионизации в модели КШШ [3]. В нашем случае его появление связано с конечной скоростью ионизации и следующей отсюда неэффективностью вклада энергии в резонансный канал в конце оптимизируемого процесса. Рассредоточение части энергии в интервале времени конечной протяженности приводит к уменьшению отрицательной роли обратных вынужденных, спонтанных радиационных процессов и уменьшению уравнивания заселенностей всех используемых уровней, что особенно важно для схемы с ионизацией электрическим полем.

Благодарность. Автор выражает глубокую благодарность проф. Глушкову А.В. за постановку задачи и полезные критические замечания.

Список литературы

1. *Летохов В.С.* Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах.- М.:Наука,1993.-480с.
2. *Бутковский А.Г., Самойленко Ю.И.* Управление квантово-механическими системами М.: Наука, 1994.- 256с.
3. *Краснов И.В., Шанарев Н.Я., Шкедов И.* Оптимальные лазерные воздействия .- Новосибирск, 1993.-92с.
4. *Хорозов О.А.* Исследование условий управляемости и оптимального управления функционалов квантовой системы// Автоматика .- 1990.- N4.- С.48-57.
5. *Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Shpinareva I.M. et al* Resonances in Quantum Systems in Strong External Fields: Consistent Quantum Approach// J. Techn. Phys.-1997.- Vol.38,N2.-P.215-219.
6. *Glushkov A.V., Ambrosov S.V., Shpinareva I.M. et al* Resonances in Quantum Systems in Strong External Fields: Nonlinear Effects. Autoionization Resonances in Tm // J. Techn. Phys.- 1997.- Vol.38, N2.- P.211
7. *Глушков А.В., Амбросов С.В., Шпинарева И.М.,* Вычислительные методы динамики сплошных сред.-Одесса:ТЕС, 2003.-190С.
8. *Панченко В.Я., Толстошеин А.Ю.* Оптимизация условий вращательного возбуждения молекулярного газа// Хим. физика.-1997.-Т.16, N1.-С.16-20.

Теорія оптимального управління в задачах оптимізації лазерних дій на елементарні атомно-іонізаційні процеси. Шпінарева І.М.

На підставі апарату теорії оптимального управління та оптимальних лазерних дій, а також запропонованих раніше моделей елементарних атомних процесів викладено новий підхід до розрахунку оптимальних схем реалізації лазерно-атомно-іонізаційних процесів.

Ключові слова: *теорії оптимального управління, оптимальні лазерні дії .*

Optimal governing theory in tasks of optimization of the laser action on elementary atomic ionization processes. I.Shpinareva

A new approach to calculation for the optimal schemes for realization of elementary atomic ionization processes by laser field is presented and based on the basis of the optimal governing theory methods and optimal laser actions theory.

Keywords: *optimal governing theory, optimal laser actions.*