05

Атомная кинетика в плазме при воздействии лазерных импульсов

© Н.Н. Нагель [1], В.А.Астапенко [2], В.С.Лисица [1], Д.С.Кутузов [1]

[1] НИЦ „Курчатовский институт“,
Москва, Россия
[2] Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Москва, Россия

e-mail: Nagel_NN@nrcki.ru

Поступила в редакцию 02.05.2025 г.
В окончательной редакции 04.07.2025 г.
Принята к публикации 24.10.2025 г.

Рассмотрена проблема корректного построения атомной кинетики в плазме при воздействии лазерных импульсов различной длительности. На основе использования обобщенной вероятности временной эволюции фотопроцесса проведены расчеты сигналов лазерной флюоресценции на линиях гелия в плазме с температурой $\approx 10\,\mathrm{eV}$ и плотностью $\approx 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Моделировалась схема лазерной накачки и флюоресценции для плазмы установки E-1 (прототипа безэлектродного плазменного ракетного двигателя) для различного числа мод в импульсе. Приведены данные для временной эволюции заселенностей уровней, ответственных за сигнал флюоресценции, под воздействием лазерных импульсов.

Ключевые слова: лазерный импульс, плазма, атомная кинетика, теория возмущений.

DOI: 10.61011/OS.2025.11.62159.7989-25

Введение

Рассмотрена проблема построения обобщенной радиационно-столкновительной модели заселения атомных состояний в плазме под воздействием столкновений с заряженными частицами и импульсами лазерного излучения различной длительности. Задача актуальна для корректной интерпретации экспериментов по лазерной флюоресценции в плазме. В отличие от стандартной атомной кинетики, основанной на понятии стационарных скоростей переходов в единицу времени между атомными уровнями, используется обобщенная полная вероятность временной эволюции фотопроцесса [1–3]. Проведены расчеты населенностей атомных уровней, определяющих сигнал флюоресценции под воздействием лазерного излучения на синглетных переходах 3^1S-2^1P при накачке на переходе 2^1S-3^1P в гелиевой плазме. Получены аналитические выражения, описывающие изменение населенностей возбужденных уровней, участвующих в синглетной схеме лазерной накачки атома гелия.

Основой системы лазерной диагностики является лазер на красителях, накачка производится второй/третьей гармоникой твердотельного Nd:YAG-лазера с частотой 20 Hz. Лазерная диагностика используется для определения осевой скорости и температуры атомов гелия для плазмы установки E-1. Характерная длительность импульса составляла 5 ns [4]. Основные параметры плазмы принимались характерными для плазмы установки E-1 ($T_e = 10\,\mathrm{eV}$, $N_e = 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$). Время жизни возбужденных уровней обратно пропорционально коэффициентам радиационного распада. Для рассмотренной системы синглетных состояний нейтрального гелия только время жизни уровня $2p$ сравнимо с временем воздействия лазерного импульса 5 ns, для остальных уровней времена распадов больше длительности импульса.

Длина резонатора лазера составляет 30 cm, межмодовое расстояние — 0.65 pm. При ширине линии генерации 4–6 pm в спектре генерации будет 6–10 продольных лазерных мод.

Спектральный контур лазерного импульса представлен в виде огибающей импульсов на различных несущих частотах. Полученное аналитическое выражение для населенности верхнего возбужденного уровня использовано для описания изменения сигнала флуоресценции в поле лазерного импульса. Проведено сравнение населенностей в зависимости от количества мод, учитываемых в расчете для описания формы лазерного импульса:

1) импульс малой длительности,

2) несколько мод с межмодовым расстоянием 0.65 pm.

Определение населенности уровня 3p нейтрального гелия для различных представлений спектральной плотности мощности вынужденного возбуждения

Для учета влияния лазерного возбуждения на переходе $2s-3p$ в уравнения баланса, описывающих динамику населенностей, вводятся слагаемые, описывающие нестационарное возбуждение лазерными импульсами

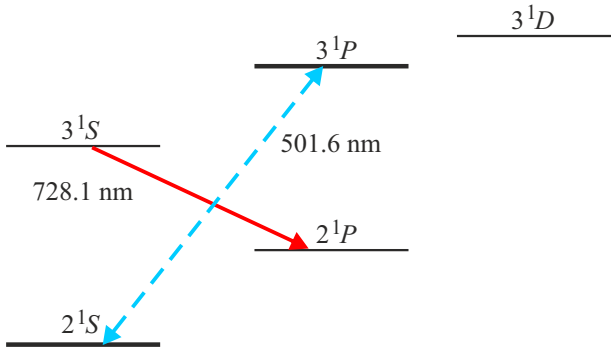

Рис. 1. Схема учитываемых синглетных уровней атома гелия, рассмотренных в радиационно-столкновительной модели.

(рис. 1):

$$\begin{cases} \frac{s_{2ns}}{dt} = -(C + w(t))n_{2s} + D_1 n_{2p} + E_1 n_{3s} + (A_1 \\ \quad +w(w(t)))n_{3p} + F_1 n_{3d} \\ \frac{dn_{2p}}{dt} = C_2 n_{2s} - D_2 n_{2p} + E_2 n_{3s} + A_2 \mathbf{n}_{3p} + F_2 n_{3d} \\ \frac{dn_{3s}}{dt} = C_3 \mathbf{n}_{2s} + D_3 n_{2p} + A_3 n_{3s} + A_3 n_{3p} + F_3 n_{3d}\ , \\ \frac{dn_{3p}}{dt} = (d_4 + w(\mathrm{t}))n_{2s} + D_4 \mathbf{n}_{2p} + E_4 n_{3s} \\ \quad -(A_4 + w(\mathbf{t}))n_{3p} + F_4 n_{3d} \\ \frac{dn_{3d}}{dt} = c_5 n_{2s} + D_5 n_{2p} + E_5 n_{3s} + A_5 n_{3p} - F_5 n_{3d} \end{cases} \quad (1)$$

где $w(t)$ — скорость переходов в единицу времени под воздействием импульсов.

Коэффициенты A_1–A_5, C_1–C_5, D_1–D_5, E_1–E_5, F_1–F_5 определяются через скорости возбуждения и релаксации переходов, коэффициенты Эйнштейна для спонтанного излучения и скорости ионизации [5,6]. Рассматриваемая система отвечает достаточно низкой концентрации гелия (гелий как примесь в термоядерных системах и основная компонента в плазменном потоке — в обоих случаях его концентрация в основном состоянии порядка $10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$, а на возбужденных состояниях, ответственных за флюоресценцию, на 4 порядка меньше). В итоге на расстояниях порядка 10 cm (размер пристеночной области токамаков или камеры двигателя) оптическая толщина $\sim 10^{-2}$.

Вероятность фотопроцесса под воздействием импульсов длительностью τ в единицу времени в рамках теории возмущения равна

$$w(t) = \frac{d}{dt} W(t, \tau). \quad (2)$$

Вероятность фотовозбуждения в момент времени t имеет вид [1–3]

$$W(t, \tau)\omega_0 \Omega_0^2 \int_0^\infty G(\omega)(D\omega) \frac{\tilde{D}(t, \tau, \omega)}{\omega} d\omega, \quad (3)$$

$$\tilde{D}(t, \tau, \omega) = \left| \int_{-\infty}^{t} \exp(i\omega t') \tilde{E}(t', \tau) dt' \right|^2 \quad (4)$$

— квадрат модуля неполного преобразования Фурье безразмерной напряженности электрического поля в лазерном импульсе (или D-функция),

$$w(t) = \omega_0 \Omega_0^2 \int_0^\infty \frac{G(\omega)}{\omega} \frac{d}{dt} \tilde{D}(t, \tau, \omega) d\omega. \quad (5)$$

Для экспоненциального импульса

$$E_{\mathrm{EP}}(t, \tau) = \theta(t) E_0 \exp(-t/\tau) \cos(\omega_c, t). \quad (6)$$

Экспоненциальная форма лазерного импульса хорошо описывает режим модуляции добротности (режим генерации коротких импульсов), в котором работает лазер на красителях (у него резкое начало с последующим плавным спадом). В рассмотренном случае выбор формы для математической записи импульса не так важен, основным условием является быстро возрастающая в начальный момент времени функция.

D-функция в данном случае приобретает вид для мультициклового случая (когда на времени длительности импульса укладывается много периодов колебаний, $\omega_c, \tau \gg 1$):

$$\tilde{D}_{\mathrm{EP}}(t, \tau, \omega) \simeq \frac{1}{4}\theta(t)\tau^2 \frac{1 + \exp(-2t/\tau) - 2\exp(-t/\tau)\cos[(\omega - \omega_c)t]}{1 + \tau^2(\omega - \omega_c)^2}, \quad (7)$$

где $G(\omega)$ — доплеровский контур линии поглощения. Тепловая скорость заметно превышает макроскопическую скорость для плазменных двигателей, поэтому доплеровский контур, ответственный за поглощение излучения, является основным. Направленное движение несущественно для направления лазерного луча поперек направленной скорости.

В случае нескольких продольных мод в импульсе с одинаковой длительностью τ и различными несущими частотами для числа продольных мод $2N$ функция (12) приобретает вид (для гауссовского профиля усиления в

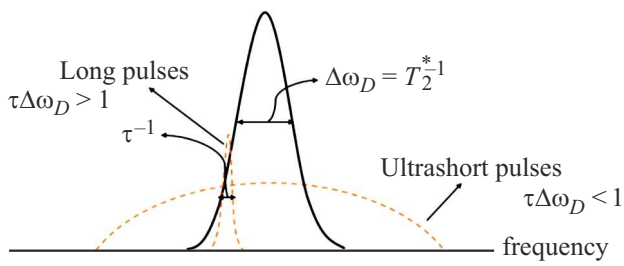

Рис. 2. Спектральный профиль линии в сравнении с длительностью воздействия лазерного импульса. T_2^* — время доплеровской релаксации, τ — длительность импульса.

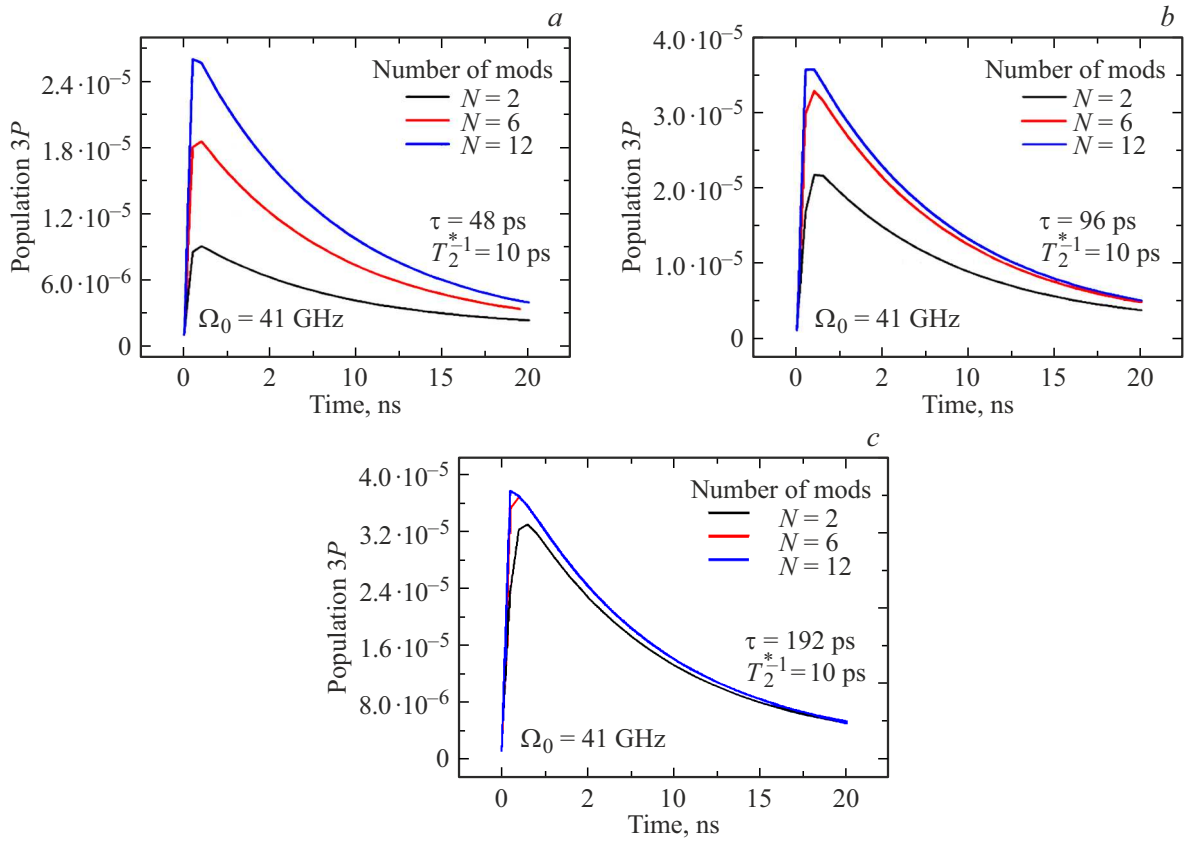

Рис. 3. (a, b) Населенность $3p$-уровня синглетного гелия в ходе возбуждения многомодовым лазерным импульсом на переходе $2s-3p$ длительностью 48 и 96 ps. (c) Населенность $3p$-уровня синглетного гелия в ходе возбуждения многомодовым лазерным импульсом на переходе $2s-3p$ длительностью 192 ps.

лазере и в отсутствие корреляции между модами)

$$D_N(t, \omega, \tau, \omega_c, \Delta, N) = \sum_{j=-N} ND(t, \omega\tau, \omega, \tau, \omega_c\Delta, j) \times \exp\left(-\left(\frac{j}{N}\right)^2\right). \quad (8)$$

Функция D под знаком суммы в формуле (8) дается (в случае экспоненциального импульса) формулой (7), в которой несущая частота каждой продольной моды заменяется на сумму:

$$\omega_c \to \omega_c + j\Delta, \quad (9)$$

где Δ — межмодовая частота. Таким образом, ширина лазерного спектра определяется количеством мод. Из формулы (10) можно получить 2 предельных случая ультракоротких и длинных импульсов.

1. Предел ультракоротких импульсов $\tau < T_2^*$: $w(t)$ — независящий от доплеровского контура линии перехода.

$$\omega(t) = \frac{1}{2}\pi\Omega_0^2\frac{\tau}{\pi}\theta(\mathbf{t})e^{-\frac{2t}{\tau}}, \quad (10)$$

где Ω_0 — частота Раби,

$$\Omega_0 = \sqrt{\frac{3f_0 I/I_a}{2}\omega_0/\omega a\omega_a}, \quad (11)$$

f_0 — сила осциллятора перехода, I — максимальная интенсивность лазерного импульса,

$$I_a = 3.52 \cdot 10^{16}\,\mathrm{W/cm^2}, \quad \omega_a = 4 \cdot 10^{16}\,\mathrm{c} - 1(27.2\,\mathrm{eV}).$$

2. Предел длинных импульсов $\tau > T_2^*$, содержащий доплеровский контур:

$$\frac{1}{\pi}\frac{\tau^{-1}}{(\omega-\omega_c)^2+\tau^{-2}} \to \delta(\omega-\omega_c), \quad (12)$$

$$w(t) = \pi G(\omega_c)\Omega_0^2\theta(\mathbf{t})\mathbf{e}^{-\frac{2t}{\tau}}, \quad (13)$$

Принципиальным является отличие скоростей возбуждения лазерным импульсом (10) и (13) от соотношения длительности к доплеровскому времени релаксации $\Delta\omega_{\mathrm{D}}\tau\left(\frac{T_2^*}{\tau}\right)$ (рис. 2).

Результаты

1. Представлены результаты расчета нестационарной населенности синглетного уровня $3p$ нейтрального гелия под воздействием многомодового лазерного импульса интенсивностью I (W/cm^2), вероятность фотопроцесса в единицу времени под воздействием ультракоротких импульсов в рамках теории возмущения.

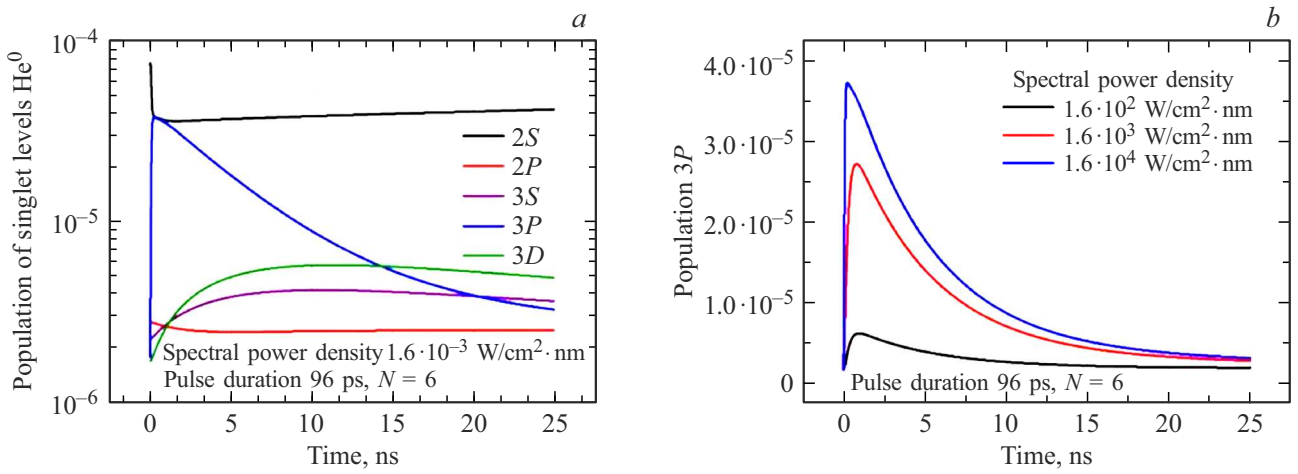

Рис. 4. (a) Эволюция населенностей пятиуровневой системы различных состояний гелия при воздействии лазерного импульса на переходе $2S-3P$ (спектральная плотность мощности 10^4 W/cm^2·nm, длительность — 192 ps), (*b*) зависимость населенности уровня $3P$ нейтрального гелия под воздействием лазерного импульса различной интенсивности.

Кинетика выражена через обобщенную вероятность перехода в единицу времени $w(t)$, полученную в рамках теории возмущений. Исследована зависимость временной эволюции населенностей при различной длительности импульса и разного числа мод. Результаты расчетов представлены на рис. 3, *a–c* для модельной двухуровневой системы 2^1S-3^1P. Начальные значения населенностей до воздействия лазерного импульса для указанных выше параметров плазмы равны $N_{3P}/N_{1S} = 1.1 \cdot 10^{-6}$, $N_{2S}/N_{1S} = 7.7 \cdot 10^{-5}$. Видно, что с увеличением длительности лазерного импульса зависимость от числа мод уменьшается.

2. Результаты расчета изменения населенности уровня синглетных уровней нейтрального гелия в пятиуровневой системе (рис. 1) под воздействием лазерного импульса в приближении коротких импульсов (10) представлены на рис. 4, *a*. Зависимость населенности уровня $3P$ нейтрального гелия от интенсивности лазерного импульса представлена на рис. 4, *b*.

Заключение

Проведены расчеты эволюции населенностей атомных уровней, определяющих сигнал флюоресценции под воздействием лазерного излучения на синглетных переходах в гелиевой плазме с использованием обобщенной вероятности фотопроцесса. Влияние многомодовости становится малосущественным при приближении населенности к уровню насыщения.

Проведенные расчеты позволяют учесть влияние лазерного поля с различными спектральными и временными характеристиками при анализе экспериментальных результатов с использованием ЛИФ для плазменных установок, в частности для плазмы установки E-1.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] В.А. Астапенко. ЖЭТФ, **157** (1), 67 (2020). DOI: 10.31857/S0044451020010071
[2] V.A. Astapenko, E.S. Khramov. Appl. Phys. B, **129** (107), 1 (2023). DOI: 10.1007/s00340-023-08052-5
[3] V.A. Astapenko, V.S. Lisitsa, Matter and Radiation at Extremes, **9** (5), 057801 (2024). DOI: 10.1063/5.0210407
[4] Д.О. Шуровский, Д.С. Кутузов, Е.А. Бунин, А.Е. Сухов, Е.Ю. Брагин, ВАНТ. Термоядерный синтез, **45** (2), 97 (2022). DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-2-97-104
[5] H.P. Summers. The ADAS User Manual, version 2.6, 2004, http://adas.phys.strath.ac.uk
[6] A. Gorbunov et al, Plasma Phys. Control. Fusion, **64** (11), 115004 (2022). DOI: 64 10.1088/1361-6587/ac89ad