

Атомная кинетика в плазме при воздействии лазерных импульсов

© Н.Н. Нагель¹, В.А. Астапенко², В.С. Лисица¹, Д.С. Кутузов¹

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 ≈ 10 eV и плотностью $\approx 10^{12}$ см $^{-3}$. Моделировалась схема лазерной накачки и флюоресценции для плазмы установки Е-1 (прототипа безэлектродного плазменного ракетного двигателя) для различного числа мод в импульсе. Приведены данные для временной эволюции заселеностей 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 Е-1. Характерная длительность импульса составляла 5 ns [4]. Основные параметры плазмы принимались характерными для плазмы установки Е-1 ($T_e = 10$ eV, $N_e = 10^{12}$ см $^{-3}$). 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 см, 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, описывающие динамику населенностей, вводятся слагаемые, описывающие нестационарное возбуждение лазерными импульсами

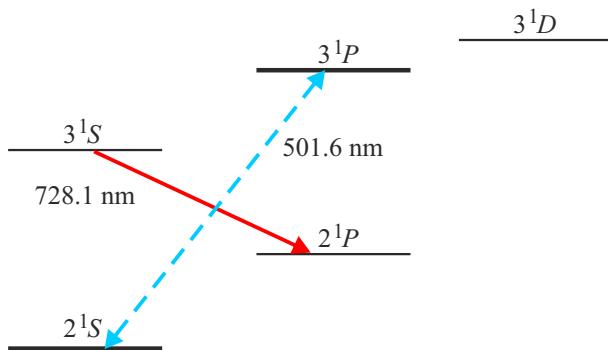


Рис. 1. Схема учитываемых синглетных уровней атома гелия, рассмотренных в радиационно-столкновительной модели.

(рис. 1):

$$\begin{cases} \frac{dn_{2s}}{dt} = -(C + w(t))n_{2s} + D_1n_{2p} + E_1n_{3s} + (A_1 + w(w(t)))n_{3p} + F_1n_{3d}, \\ \frac{dn_{2p}}{dt} = C_2n_{2s} - D_2n_{2p} + E_2n_{3s} + A_2n_{3p} + F_2n_{3d}, \\ \frac{dn_{3s}}{dt} = C_3n_{2s} + D_3n_{2p} + A_3n_{3s} + A_3n_{3p} + F_3n_{3d}, \\ \frac{dn_{3p}}{dt} = (d_4 + w(t))n_{2s} + D_4n_{2p} + E_4n_{3s} - (A_4 + w(t))n_{3p} + F_4n_{3d}, \\ \frac{dn_{3d}}{dt} = c_5n_{2s} + D_5n_{2p} + E_5n_{3s} + A_5n_{3p} - F_5n_{3d}, \end{cases} \quad (1)$$

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} см^{-3} , а на возбужденных состояниях, ответственных за флюоресценцию, на 4 порядка меньше). В итоге на расстояниях порядка 10 см (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]

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

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

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

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

где $G(\omega)$ — доплеровский контур линии поглощения. Для экспоненциального импульса

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

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, $\omega_c, \tau \gg 1$):

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

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)

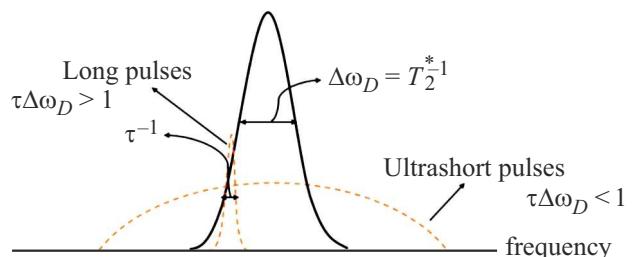


Рис. 2. Спектральный профиль линии в сравнении с длительностью воздействия лазерного импульса. T_2^* — время доплеровской релаксации, τ — длительность импульса.

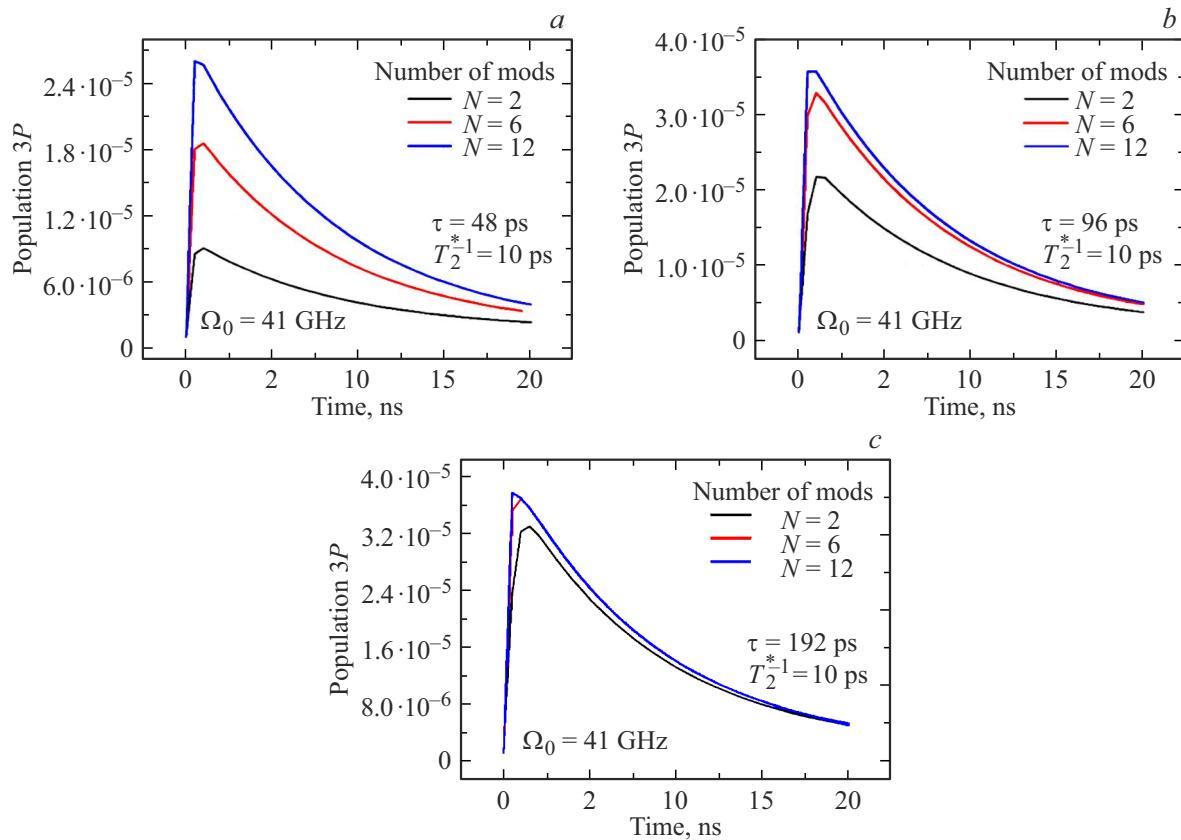


Рис. 3. (a, b) Населенность 3p-уровня синглетного гелия в ходе возбуждения многомодовым лазерным импульсом на переходе 2s–3p длительностью 48 и 96 ps. (c) Населенность 3p-уровня синглетного гелия в ходе возбуждения многомодовым лазерным импульсом на переходе 2s–3p длительностью 192 ps.

приобретает вид (для гауссова профиля усиления в лазере и в отсутствие корреляции между модами)

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

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:

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

где Δ — межмодовая частота. Таким образом, ширина лазерного спектра определяется количеством мод. Из формулы (5) можно получить 2 предельных случая ультракоротких и длинных импульсов.

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

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

где Ω_0 — частота Раби,

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

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

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

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

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

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

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

Результаты

1. Представлены результаты расчета нестационарной населенности синглетного уровня 3p нейтрального гелия под воздействием многомодового лазерного импульса интенсивностью I (W/cm²), вероятность фотопроцесса в единицу времени под воздействием ультракоротких импульсов в рамках теории возмущения.

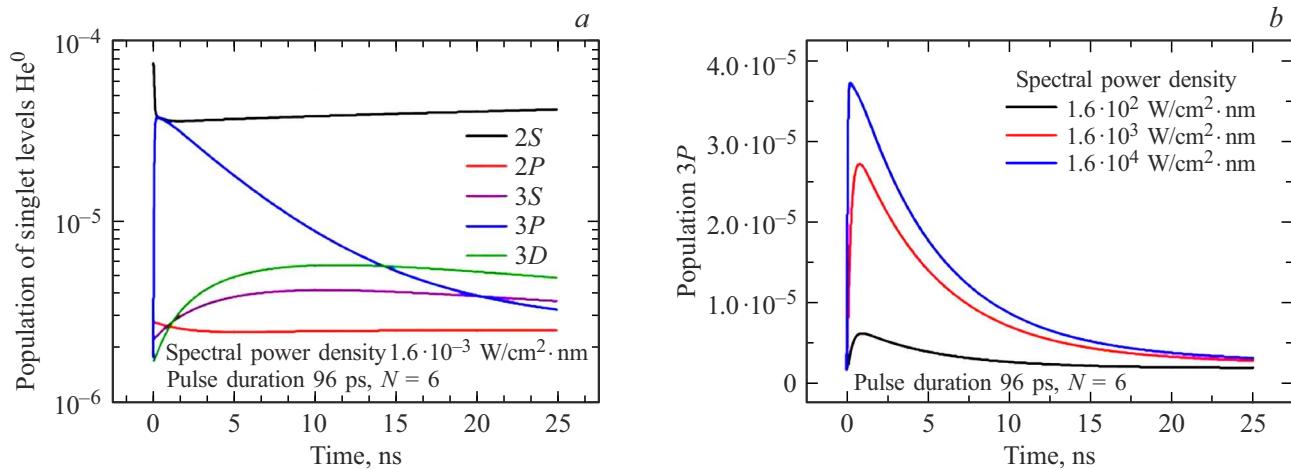


Рис. 4. (a) Эволюция населенностей пятиуровневой системы различных состояний гелия при воздействии лазерного импульса на переход $2S-3P$ (спектральная плотность мощности $10^4 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{nm}$, длительность — 192 ps), (b) зависимость населенности уровня $3P$ нейтрального гелия под воздействием 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 многомодности становится малосущественным при приближении населенности к уровню насыщения.

Проведенные расчеты позволяют учсть влияние лазерного поля с различными спектральными и временными характеристиками при анализе экспериментальных результатов с использованием ЛИФ для плазменных установок, в частности для плазмы установки Е-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. Kramov. 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: 10.1088/1361-6587/ac89ad