ЖЭТФ, 2025, том 168, вып. 4 (10), стр. 464–475 © 2025

ЛАЗЕРНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ ШТАРКА

А. В. Демура [a*], ***Д. С. Леонтьев*** [a,b], ***В. С. Лисица*** [a]

[a] *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*
123182, Москва, Россия

[b] *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)*
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 2 июля 2025 г.,
после переработки 21 августа 2025 г.
Принята к публикации 21 августа 2025 г.

Проведено теоретическое исследование спектра резонансной лазерной флуоресценции на структуре уровней атома водорода при электродинамическом эффекте Штарка, возникающей при пересечении магнитного поля пучком быстрых атомов в плазме. Построена нестационарная модель атомной кинетики заселения массива штарковских атомных состояний при их возбуждении частицами плазмы и лазерным излучением различной интенсивности и поляризации. Исследовано влияние селективного возбуждения штарковской структуры на формирование спектра лазерной флуоресценции в зависимости от параметров лазерного импульса, плотности плазмы, геометрии ввода лазерного пучка по отношению к магнитному полю. Проанализировано подавление сигнала резонансной флуоресценции при увеличении плотности плазмы, вызывающее преобразование динамических неравновесных населенностей в статистически равновесные. Исследовано влияние лазерной флуоресценции на MSE-диагностику. Результаты представляют интерес в контексте пионерского исследования резонансной лазерной флуоресценции на динамически неравновесной штарковской структуре атомных уровней, а также для локальной диагностики плазмы в системе скрещенных пучков нейтралов и лазерного излучения.

DOI: 10.31857/S0044451025100025

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема электродинамического эффекта Штарка вызывает интерес ввиду его использования в исследованиях топологии магнитного поля термоядерных установок с магнитным удержанием [1–15]. Электродинамический эффект Штарка, или MSE (Motional Stark Effect), обусловлен явлением электромагнитной индукции и возникает в соответствии с преобразованием Лоренца в электрическом поле $\mathbf{F} = \frac{[\mathbf{vB}]}{c}$ при пролете пучка нейтрального водорода через магнитное поле $\mathbf{B}$ в системе координат, связанной с пучком. Это приводит к штарковскому расщеплению спектра излучения атома на компоненты [16–18], обладающие различной поляризацией: π-компоненты, поляризованные вдоль $\mathbf{F}$, и σ-компоненты с поляризацией поперек $\mathbf{F}$ [1–15]. Штарковское расщепление между соседними компонентами пропорционально величине электрического поля [16–18] и для линии H_α (для подавляющего числа компонент) в единицах частоты равно $\Delta_{st} = 3\mathrm{Ry}(F/F_a)$, F_a — атомная единица электрического поля [16–18]. В эксперименте, анализируя поляризацию излучения штарковских компонент и их относительную интенсивность, восстанавливают значение и направление вектора индукции магнитного поля $\mathbf{B}$ [1–3, 13], эта поляриметрическая методика (Line-Polarization MSE) обозначается как MSE-LP. Аналогичную информацию можно получить и при спектроскопическом измерении величины штарковского расщепления (Line-Shift MSE, MSE-LS) [7, 14]. В зависимости от параметров плазмы и имеющейся аппаратуры применяется та или иная методика MSE [1–3, 5, 7–9, 13–15].

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию резонансной лазерной флуоресценции (см. [19–29]) на структуре уровней электродинамического эффекта Штарка (MSE), вызывающей се-

* E-mail: demura45@gmail.com

лективное возбуждение или гашение (девозбуждение) штарковских подуровней быстрых атомов водорода диагностического пучка нейтралов. Считается, что применение резонансной лазерной флуоресценции в схеме скрещенных атомарного и лазерного пучков открывает новые возможности для локального измерения структуры магнитного поля. Помимо прикладной значимости эта задача представляет интерес для изучения штарковской структуры атомных уровней, определяемой кинетикой их населенностей при столкновениях с ионами окружающей плазмы и изменением поляризации компонент при различных направлениях лазерного пучка по отношению к магнитному полю. Важный вопрос формирования населенностей штарковских компонент обсуждался в связи с экспериментальной проверкой предсказаний теории Шредингера эффекта Штарка для водорода в известном обзоре Бете [16] и в сокращенном виде в монографии Бете – Солпитера [17]. В [16, 17] было введено понятие о двух типах населенностей — статистической, отвечающей статистически равновесному заполнению подуровней и совпадающей с предсказаниями теории Шредингера для интенсивностей штарковских компонент [16–18], и существенно отличающейся от статистического случая динамической, обусловленной временем жизни состояний из-за радиационного распада [16, 17]. В дальнейшем термин «динамическая населенность» приобрел более широкое значение, в котором подразумевается, что она определяется всеми механизмами заполнения и опустошения, т. е. атомной кинетикой. В свете рассматриваемой проблемы резонансной лазерной флуоресценции на штарковской структуре уровней вопрос формирования населенностей является принципиальным. Действительно, указанное выше различие особенно ярко проявляется при резонансной лазерной флуоресценции — в случае равновесных статистических населенностей воздействие излучения не может их изменить и спектр флуоресценции исчезает. Таким образом, спектр резонансной флуоресценции напрямую связан с динамическим неравновесным характером населенностей, и поэтому очевидно, что он подавляется при повышении плотности окружающей плазмы, приводящей к их статистическому выравниванию.

В MSE-диагностике [1–15], как правило, рассматривается наиболее интенсивная структура спектра атома водорода, возникающего при переходе с $n = 3$ на $n = 2$ (линия H_α). Уровень с $n = 3$ расщепляется на шесть подуровней, с $n = 2$ — на три подуровня [16–18]. С учетом правил отбора основная линия расщепляется на 15 компонент — по семь симметричных боковых компонент в разные стороны относительно наиболее интенсивной центральной [16–18]. При этом только четыре из сдвинутых в одну сторону семи боковых компонент удается разрешить, так как у остальных интенсивность очень мала [1, 2, 5–12]. Положение j-й компоненты линии H_α определяется по формуле

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{2\pi c}{\omega_D + j\Delta_{st}}, \\ \omega_D &= \frac{2\pi c}{\lambda_{32}\left(1 + \frac{(\mathbf{vl})}{c}\right)}, \\ \Delta_{st} &= 6\mathrm{Ry}\left(\frac{\hbar \mathbf{v}}{e^2}\right)\left(\frac{\hbar e \mathbf{B}_\perp}{2mc}\frac{\hbar^3}{me^4}\right), \end{aligned} \tag{1}$$

где $\mathbf{v}$ — скорость атомов пучка, $\mathbf{l}$ — направление наблюдения, λ_{32} — длина волны линии H_α в отсутствие электрического поля, $\mathbf{B}$ — магнитное поле, $\mathbf{vl}$ определяет доплеровский сдвиг штарковского спектра относительно невозмущенной линии H_α или D_α, а запись эффекта Доплера соответствует системе координат неподвижного приемника в нерелятивистском случае [30]. Как показывает предварительное моделирование с учетом геометрии реальных установок TRT и T15-МД, при регистрации штарковского спектра диагностического пучка нейтралов будет видна только часть расщепленной линии, в частности, компоненты π^3 и π^4 [13]. Эти крайние компоненты и представляют наибольший интерес для диагностики. Одновременно, для повышения точности измерений в эксперименте необходимо уменьшить вклад от центральной σ^0-компоненты [1–11, 13–15].

Увеличения или уменьшения интенсивности отдельной компоненты можно добиться путем резонансного лазерно-индуцированного возбуждения или тушения соответственно. В работах [25, 28] рассматривалась возможность резонансной лазерно-индуцированной флуоресценции (РЛИФ) и резонансного лазерно-индуцированного тушения (РЛИТ) на атомах водорода в основной плазме в отсутствие пучка быстрых нейтралов с помощью широкополосного и узкополосного лазеров на красителях [25, 28]. В этом случае отсутствует сильное штарковское расщепление уровней как при MSE-эффекте, и возможно использование одномерной кинетики заселения уровней, селективной только по главному квантовому числу n. В данной работе рассматривается многомерная кинетика заполнения уровней в массиве параболических квантовых чисел nkm (k, m — электрическое и магнитное квантовые

числа соответственно [16–18]) как для столкновительного, так и для лазерного возбуждения, что позволяет исследовать влияние эффекта РЛИФ на заполнение отдельных штарковских подуровней, а следовательно, и на интенсивность отдельных штарковских компонент линии H_α.

2. КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЗАСЕЛЕНИЯ ШТАРКОВСКИХ СОСТОЯНИЙ АТОМА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ MSE-ДИАГНОСТИКЕ

2.1. Источники лазерной накачки с узкополосным и широкополосным спектрами и их различие

В данной работе рассматривается воздействие импульсного лазера, который имеет профиль Гаусса по времени с максимумом в $t_0 = 20$ нс и шириной $\tau = 5$ нс и профиль Лоренца по частоте:

$$f_L(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\tau} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\tau^2}}, \tag{2}$$

$$G(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\omega_L}{(\omega-\omega_0)^2 + \Delta\omega_L^2}, \tag{3}$$

где ω_0 — частота лазера, $\Delta\omega_L$ — его спектральная ширина. Рассмотрим воздействие лазерного излучения в центре линии. Тогда спектральная плотность энергии лазерного излучения в шкале частот $U_L(t,\omega)$ имеет вид

$$U_L(t,\omega) = \frac{E_L}{cS} f_L(t) G(\omega) = \\ = \frac{E_L}{cS} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\tau} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\tau^2}} \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\omega_L}{(\omega-\omega_0)^2 + \Delta\omega_L^2}. \tag{4}$$

В шкале длин волн это выражение эквивалентно следующему:

$$U_L(t,\lambda) = \frac{E_L}{cS} f_L(t) G(\lambda) = \\ = \frac{E_L}{cS} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\tau} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\tau^2}} \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\lambda_L}{(\lambda-\lambda_0)^2 + \Delta\lambda_L^2}. \tag{5}$$

Умножив (4) и (5) на скорость света c, максимальную спектральную интенсивность лазерного излучения $P_L(t,\omega)$ или $P_L(t,\lambda)$ в разные моменты времени можно представить в виде

$$P_L(t,\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{E_L}{S\tau\Delta\omega_L} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\tau^2}}, \\ P_L(t,\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{E_L}{S\tau\Delta\lambda_L} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\tau^2}}. \tag{6}$$

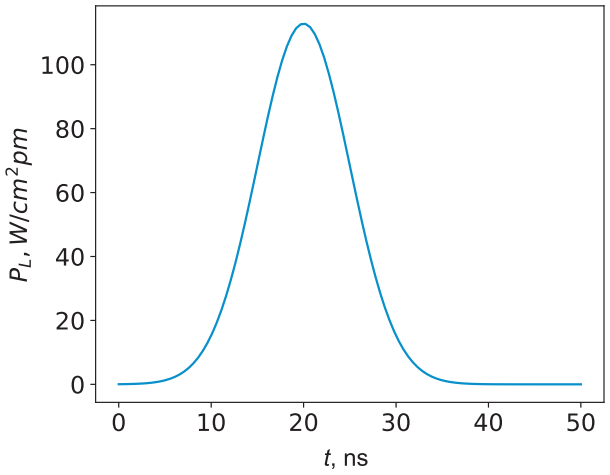

Рис. 1. Временная зависимость максимальной спектральной интенсивности лазерного импульса в шкале длин волн — $\lambda{=}\lambda_0$, энергия импульса $E_L{=}1$ мДж, $\Delta\lambda_L{=}100$ пм

Площадь сечения пучка лазерного излучения взята равной $S = 2.25\,\text{см}^2$. Зависимость от времени максимальной спектральной интенсивности лазерного импульса представлена на рис. 1.

Ниже рассматриваются два типа лазерного возбуждения: 1) селективное возбуждение и тушение отдельных штарковских состояний узкополосным лазерным излучением, ширина которого меньше расстояния между соседними штарковскими компонентами, и 2) возбуждение массива штарковских компонент широкополосным лазерным излучением, покрывающим весь штарковский спектр $\Delta\omega_{St} = 3\text{Ry}(F/F_a)n(n-1)$, где n — главное квантовое число верхнего уровня. При этом рассматриваются два основных случая соотношения интенсивностей узкополосного и широкополосного лазерных импульсов: одинаковая энергия в лазерном импульсе и одинаковая максимальная спектральная интенсивность импульсов. В последнем случае энергия широкополосного импульса значительно выше, чем узкополосного.

2.2. Одномерная и многомерная модели заселения атомных состояний в лазерном поле

Многомерная модель атомных состояний включает в себя уровни с $n = 1$–6 атома водорода, которые расщеплены в электрическом поле под воздействием MSE. Всего 56 состояний с параболическими квантовыми числами nkm. Исходная нестационарная система кинетических уравнений имеет вид (см. [12])

$$\frac{dN_{100}}{dt} = 0, \quad nkm = 100,$$
$$\frac{dN_{nkm}}{dt} = -N_{nkm}\Bigg[\sum_{\substack{n'k'm'\\ n\le n'}} C^{nkm}_{n'k'm'} + \sum_{\substack{n'k'm'\\ n>n'}} \left(C^{nkm}_{n'k'm'} + A^{nkm}_{n'k'm'}\right) + C^{nkm}_{ion}\Bigg] + \sum_{\substack{n'k'm'\\ n\le n'}} N_{n'k'm'}\left[C^{n'k'm'}_{nkm} + A^{n'k'm'}_{nkm}\right] + \sum_{\substack{n'k'm'\\ n>n'}} N_{n'k'm'}C^{n'k'm'}_{nkm}, nkm \neq 100. \quad (7)$$

Здесь $C^{nkm}_{n'k'm'} = N_p v\sigma^{nkm}_{n'k'm'}$ — скоростной коэффициент возбуждения, $C^{n'k'm'}_{nkm} = \frac{g_{nkm}}{g_{n'k'm'}} N_p v\sigma^{nkm}_{n'k'm'}$ — скоростной коэффициент девозбуждения, $C^{nkm}_{ion} = N_p v\sigma^{nkm}_{ion}$ — скоростной коэффициент ионизации при столкновениях с протонами плазмы, $A^{nkm}_{n'k'm'}$ — вероятность радиационного распада уровня nkm на уровень $n'k'm'$ (см. [12]). Добавление резонансного лазерного взаимодействия между отдельными штарковскими уровнями nkm и $n'k'm'$ приводит к появлению дополнительных слагаемых в двух уравнениях [31]:

$$\begin{aligned}
\frac{dN_{nkm}}{dt} &= \ldots - N_{nkm}B^{nkm}_{n'k'm'}U(\theta,t) + \\
&\quad + N_{n'k'm'}B^{n'k'm'}_{nkm}U(\theta,t), n < n', \\
\frac{dN_{n'k'm'}}{dt} &= \ldots + N_{nkm}B^{nkm}_{n'k'm'}U(\theta,t) - \\
&\quad - N_{n'k'm'}B^{n'k'm'}_{nkm}U(\theta,t) \\
B^{n'k'm'}_{nkm} &= A^{n'k'm'}_{nkm}\frac{\pi^2c^3}{\hbar\omega^3}, \\
B^{nkm}_{n'k'm'} &= A^{n'k'm'}_{nkm}\frac{\pi^2c^3}{\hbar\omega^3}\frac{g_{n'k'm'}}{g_{nkm}}.
\end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $U(\theta,t) = U_L(t,\omega)f(\theta)$, где $U_L(t,\omega)$ — спектральная плотность энергии лазерного излучения в зависимости от времени, $f(\theta)$ — функция, учитывающая поляризацию излучения. Одномерная кинетика не предполагает различия штарковских компонент и поляризации лазерного излучения и позволяет рассчитывать только полную населенность уровня (ср. [25, 28]):

$$\begin{aligned}
\frac{dN_1}{dt} &= 0, \\
\frac{dN_n}{dt} &= -N_n\Bigg[\sum_{\substack{n'\\ n\le n'}} N_p v\sigma_{n-n'}\Bigg] - \\
&\quad - N_n\sum_{\substack{n\\ n>n'}}\left[N_p v\sigma_{n-n'} + A_{n-n'}\right] - N_nN_p v\sigma^n_{ion} + \\
&\quad + \sum_{\substack{n'\\ n\le n'}}\Bigg[N_{n'}N_p v\sigma_{n-n'} + A_{n'-n}\Bigg] + \\
&\quad + \sum_{\substack{n'\\ n>n'}}\Bigg[N_{n'}N_p v\sigma_{n-n'}\Bigg] - \\
&\quad - N_nB_{n-n''}U_L(t) + N_{n''}B_{n''-n}U_L(t), \quad n < n'', \\
\frac{dN_{n''}}{dt} &= \ldots + N_nB_{n-n''}U_L(t) - N_{n''}B_{n''-n}U_L(t), \\
B_{n''-n} &= A_{n''-n}\frac{\pi^2c^3}{\hbar\omega^3}, \\
B_{n-n''} &= A_{n''-n}\frac{\pi^2c^3}{\hbar\omega^3}\frac{g_{n''}}{g_n}, \\
A_{n''-n} &= \sum_{k''m''km}\frac{A^{n''k''m''}_{nkm}}{n''^2}, \\
\sigma_{n-n''} &= \sum_{k''m''km}\frac{g_{n''k''m''}\sigma^{nkm}_{n''k''m''}}{n^2}.
\end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $U(t) \equiv U_L(t,\omega)$ [31].

В качестве начальных условий для нестационарной задачи использовались решения, полученные в ходе расчетов стационарной задачи $d\mathbf{N}/dt = 0$ [12], где $\mathbf{N}$ — столбец населенностей, соответствующий либо многомерной, либо одномерной кинетике. При этом считается, что населенность основного состояния в обоих случаях значительно превосходит населенность остальных уровней и $N_{100} = 1, N_1 = 1$.

3. РАСЧЕТЫ СИГНАЛОВ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ НА ЛИНИИ H_α ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПЕРЕХОДА 3–2 В ВОДОРОДЕ

Поскольку лазерное излучение поляризовано, оно в зависимости от угла падения может возбуждать переходы с определенной поляризацией относительно электрического поля в системе координат покоящегося атома. На рис. 2 показаны взаимные расположения векторов магнитного поля $\mathbf{B}$, электрического поля $\mathbf{F}$, скорости пучка $\mathbf{v}$, волнового вектора лазерного излучения $\mathbf{k}_L$ и вектора поляриза-

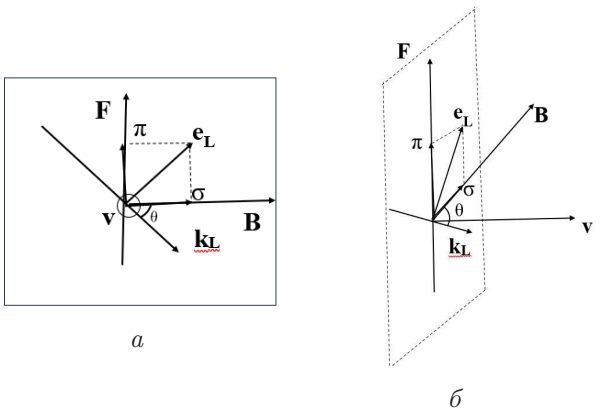

Рис. 2. Схема векторов при MSE-диагностике с РЛИФ/РЛИТ: *а* — двумерная схема (плоскость векторов магнитного поля $\mathbf{B}$ и электрического поля $\mathbf{F}$); *б* — трехмерная схема; θ — угол между магнитным полем $\mathbf{B}$ и волновым вектором лазера $\mathbf{k}_L$. $\mathbf{k}_L$ лежит в плоскости векторов $\mathbf{F}$ и $\mathbf{B}$. Предполагается, что вектор поляризации лазера $\mathbf{e}_L$ также находится в плоскости векторов $\mathbf{F}$ и $\mathbf{B}$

ции лазера $\mathbf{e}_L$ в общем случае произвольного направления лазерного луча.

В рассматриваемой геометрии интенсивность лазерного излучения можно представить как сумму двух слагаемых с проекцией вектора поляризации лазерного излучения по полю $\mathbf{F}$:

$$I_{\parallel} = I^T \cos^2\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) = I^T \sin^2(\theta),$$

и перпендикулярно к нему:

$$I_{\perp} = I^T \cos^2(\theta).$$

Получим

$$I(\theta, t) = I^T(t)\cos^2(\theta) + I^T(t)\cos^2\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) = \\ = I^T(t)\cos^2(\theta) + I^T(t)\sin^2(\theta), \quad (10)$$

где $I^T(t)$ — полная интенсивность лазерного излучения. Очевидно, что при этом первое слагаемое в (10) отвечает σ-компонентам в поглощении, второе — π-компонентам. В частном случае, когда лазерное излучение направлено перпендикулярно магнитному полю, $\theta = 90°$, возбуждаются только σ-компоненты. Если же лазерное излучение направлено параллельно (или антипараллельно) магнитному полю, $\theta = 0°$ (или $\theta = 180°$), возбуждаются только π-компоненты. В работе представлены расчеты по многомерной и одномерной кинетическим моделям с энергией нейтрального пучка $E_{Beam} = 50$ кэВ и величиной магнитного поля

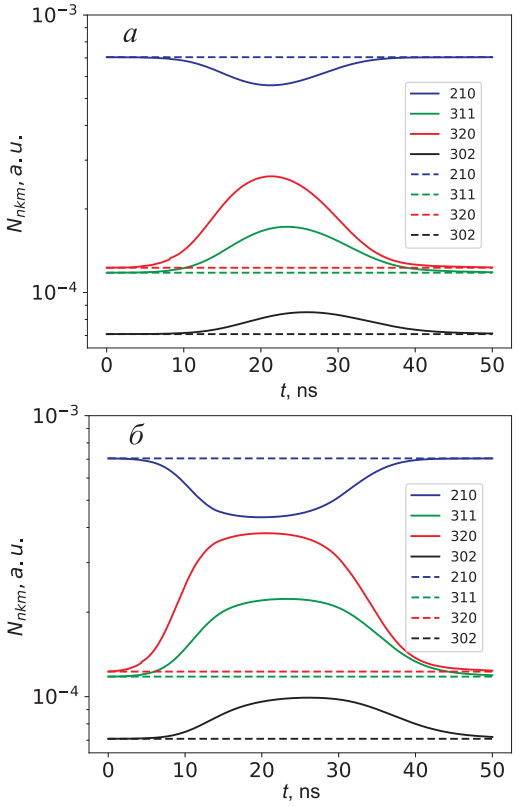

Рис. 3. Населенности уровней с $nkm = 210, 311, 320, 302$ в зависимости от времени при энергии узкополосного лазерного импульса $E_L = 10^{-4}$ Дж (*а*), 10^{-3} Дж (*б*). Плотность плазмы $N_p = 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл, расчет по многомерной кинетике (7), (8). Лазер действует на переход между $nkm = 320$ и $nkm = 210$. Спектральная ширина лазерного импульса равна $\Delta\omega_L = 4.38 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм). Сплошные линии — направление лазерного излучения параллельно магнитному полю, штриховые — лазерное излучение перпендикулярно магнитному полю

$B = 3$ Тл. На рис. 3 представлены населенности ряда штарковских подуровней при воздействии узкополосного лазера со спектральной шириной 100 пм на отдельный переход с параболическими квантовыми числами $nkm = 320$ и $nkm = 210$. Поскольку излучение этого перехода поляризовано вдоль электрического поля, при направлении лазера поперек магнитного поля возбуждения не происходит. Также на рис. 3 видно, что увеличение энергии в лазерном импульсе до $E_L = 10^{-3}$ Дж приводит к насыщению населенностей уровней, на которые воздействует лазер.

Поскольку между штарковскими подуровнями существуют столкновительные переходы, происходит изменение населенностей не только подуровней, непосредственно связанных с лазерным воздействием, но и других подуровней, относящихся к $n = 3$.

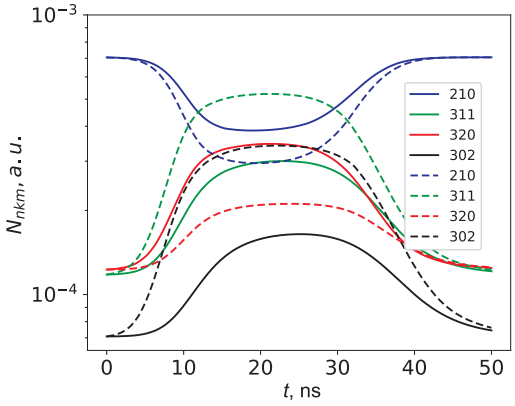

Рис. 4. Населенности уровней с $nkm = 210, 311, 320, 302$ в зависимости от времени при энергии широкополосного лазерного импульса $E_L = 0.0288$ Дж. Плотность плазмы $N_p = 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл, расчет по многомерной кинетике (7), (8). Лазер действует на переходы между $n = 3$ и $n = 2$. Спектральная ширина лазерного импульса равна $\Delta\omega_L = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 2.89$ нм). Сплошные линии — направление лазерного излучения параллельно магнитному полю, штриховые — лазерное излучение перпендикулярно магнитному полю

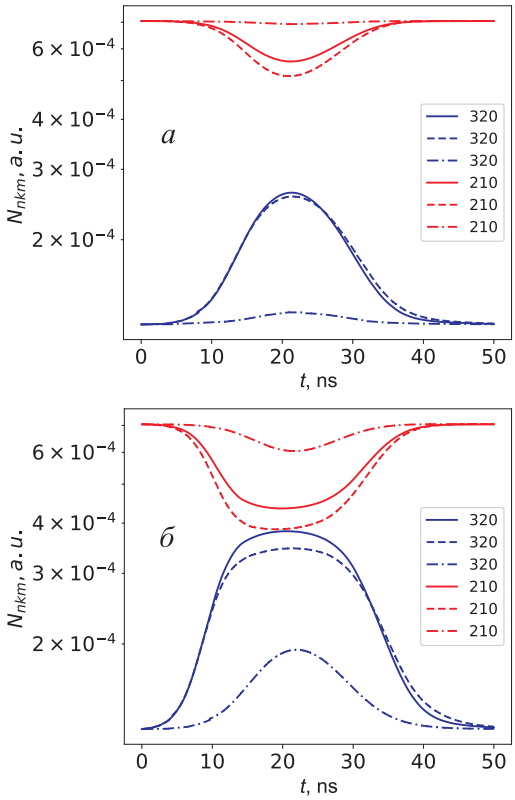

Рис. 5. Сравнение воздействия узкополосного и широкополосного лазерного излучения на населенности уровней с $nkm = 210, 320$ в зависимости от времени при различных и равных спектральных интенсивностях, $N_p = 3{\cdot}10^{13}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл, расчет по многомерной кинетике (7), (8), лазерное излучение параллельно магнитному полю. Сплошные линии — спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_L = 4.38 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм), максимальная спектральная интенсивность $P_{max} = 11.3$ (*а*), 113 (*б*) Вт/(см$^2\cdot$ пм), лазер действует на переходы между $nkm = 320$ и $nkm = 210$. Штриховые линии — спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_L = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 2.89$ нм), $P_{max} = 11.3$ (*а*), 113 (*б*) Вт/(см$^2\cdot$ пм), лазер действует на все переходы между $n = 3$ и $n = 2$. Штрихпунктирные линии — спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_L = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 2.89$ нм), $P_{max} = 0.0281$ (*а*), 0.281 (*б*) Вт/(см$^2\cdot$ пм), лазер действует на все переходы между $n = 3$ и $n = 2$

Если направление лазерного излучения перпендикулярно магнитному полю, то населенности подуровней остаются невозмущенными и равными их стационарному значению.

На рис. 4 показано воздействие широкополосного лазера на штарковские подуровни с определенными главными квантовыми числами. На рис. 4 видно, что в отличие от узкополосного лазера происходит возбуждение как π-, так и σ-компонент, поскольку в этом случае населенности подуровней изменяются при любой ориентации лазерного пучка относительно магнитного поля.

На рис. 5 показано сравнение действия узкополосного и широкополосного лазерного излучения на населенности штарковских подуровней, на которые настроен узкополосный лазер. Видно, что широкополосному лазеру необходима бóльшая энергия импульса для достижения того же эффекта, что и узкополосному лазеру. Это происходит при сравнивании максимальной спектральной интенсивности лазерного излучения обоих лазеров. Для широкополосного лазера, поскольку его спектральная ширина на два порядка больше, чем узкополосного, требуется на два порядка больше энергии в импульсе для достижения той же спектральной интенсивности. Далее рассматривается широкополосный лазер с той же максимальной спектральной интенсивностью, что и у узкополосного лазера, для того, чтобы более наглядно следить за воздействием лазерного излучения на населенности штарковских подуровней.

Рассмотрим теперь влияние плотности плазмы на населенности уровней 320 и 210 в случае лазера, направленного вдоль магнитного поля. На рис. 6 и 7 представлены населенности уровней 210 и 320 при разных плотностях плазмы и ориентации лазерного излучения вдоль магнитного поля $B = 3$ Тл. На-

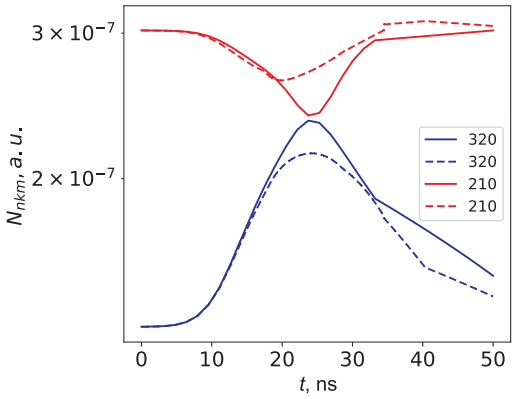

Рис. 6. Населенности уровней с $nkm = 210, 320$ в зависимости от времени при низкой плотности плазмы $N_p = 1 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл и одинаковой спектральной интенсивности лазерного импульса по многомерной кинетике (7), (8). Лазерное излучение параллельно магнитному полю. Сплошные линии — $\Delta\omega_L = 4.38 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм), $E_L = 10^{-4}$ Дж, лазер действует на переходы между $nkm = 320$ и $nkm = 210$. Штриховые линии — ширина лазера $\Delta\omega_L = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 2.89$ нм), $E_L = 0.00288$ Дж, лазер действует на переходы между $n = 3$ и $n = 2$

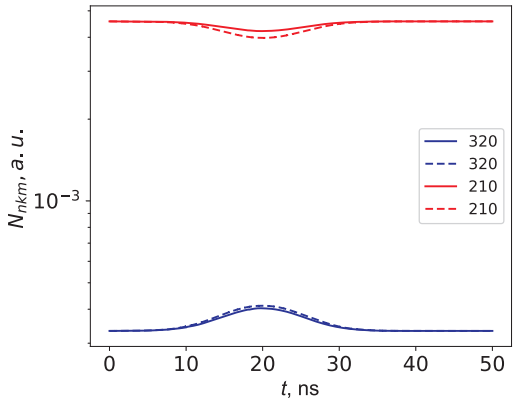

Рис. 7. Населенности уровней с $nkm = 210, 320$ в зависимости от времени при низкой плотности плазмы $N_p = 1 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл и одинаковой спектральной интенсивности лазерного импульса по многомерной кинетике (7), (8). Лазерное излучение параллельно магнитному полю. Сплошные линии — $\Delta\omega_L = 4.38 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм), $E_L = 10^{-3}$ Дж, лазер действует на переходы между $nkm = 320$ и $nkm = 210$. Штриховые линии — ширина лазера $\Delta\omega_L = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 2.89$ нм), $E_L = 0.0288$ Дж, лазер действует на все переходы между $n = 3$ и $n = 2$

сыщение уровней в случае малой плотности плазмы наступает при меньшей энергии лазерного импульса. В случае плотной плазмы (рис. 7) насыщения не происходит, поскольку уровни в результате радиационно-столкновительных процессов заполнены по их статистическим весам, и лазер уже не может дополнительно повлиять на их заполнение, в том числе и при увеличении спектральной интенсивности лазерного импульса.

Полная населенность уровня с определенным n является суммой парциальных населенностей штарковских подуровней, умноженных на их статистические веса. Как видно на рис. 8, полная населенность уровня с $n = 3$, рассчитанная в рамках нестационарной кинетики с парциальными радиационно-столкновительными коэффициентами (7), (8), достаточно хорошо совпадает с населенностью уровня с $n = 3$, рассчитанной по одномерной кинетике с полными коэффициентами радиационно-столкновительных переходов (9), при условии равной спектральной интенсивности лазерного импульса. При этом лучшее совпадение наблюдается в случае узкополосного лазера.

На рис. 9 представлены синтетические спектры линии H_α, взятые в начальный момент времени и в момент максимальной спектральной интенсивности лазера для демонстрации эффекта лазерной флуоресценции на нейтральном пучке. Видно, что узко-

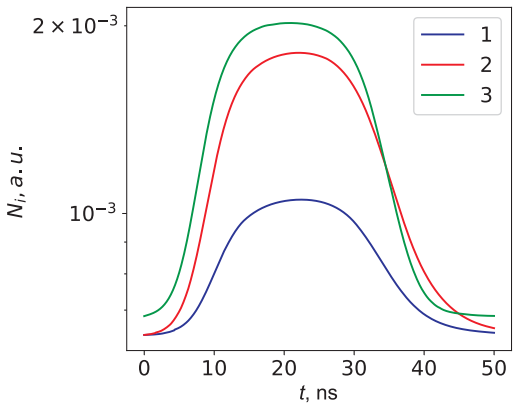

Рис. 8. Полная населенность уровня с $n = 3$ в зависимости от времени при $N_p = 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл, $P = 11.3$ Вт/(см$^2 \cdot$ пм). *1* — Расчет по многомерной кинетике (7), (8), лазер действует на переходы между $nkm = 320$ и $nkm = 210$, спектральная ширина лазера $\Delta\omega_L = 4.38 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм), $E_L = 10^{-3}$ Дж. *2* — Расчет по многомерной кинетике (7), (8), широкополосный лазер действует на переходы между $n = 3$ и $n = 2$, спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_L = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 2.89$ нм), $E_L = 0.0288$ Дж. *3* — Расчет по одномерной кинетике (9), спектральная ширина лазерного импульса $\Delta\omega_L = 1.26 \cdot 10^{13}$с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 2.89$ нм). Волновой вектор лазерного излучения направлен вдоль магнитного поля. Энергия лазерного импульса $E_L = 0.0288$ Дж

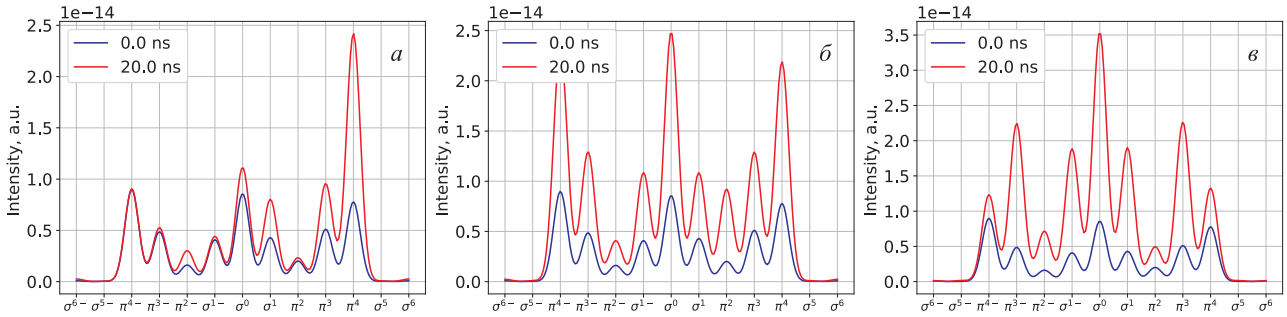

Рис. 9. Спектр линии H_α в различные моменты времени по многомерной кинетике (7), (8), $N_p = 3{\cdot}10^{13}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл, $P = 113$ Вт/(см$^2{\cdot}$ пм). *а* — Узкополосный лазер действует на переход между штарковскими подуровнями $nkm = 320$ и $nkm = 210$, $\Delta\omega_L = 4.38 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм), излучение лазера направлено вдоль магнитного поля. *б*, *в* — Широкополосный лазер действует на все переходы между уровнями $n = 3$ и $n = 2$, $\Delta\omega_L = 1.26 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 2.89$ нм), излучение лазера направлено вдоль (*б*) и поперек (*в*) магнитного поля

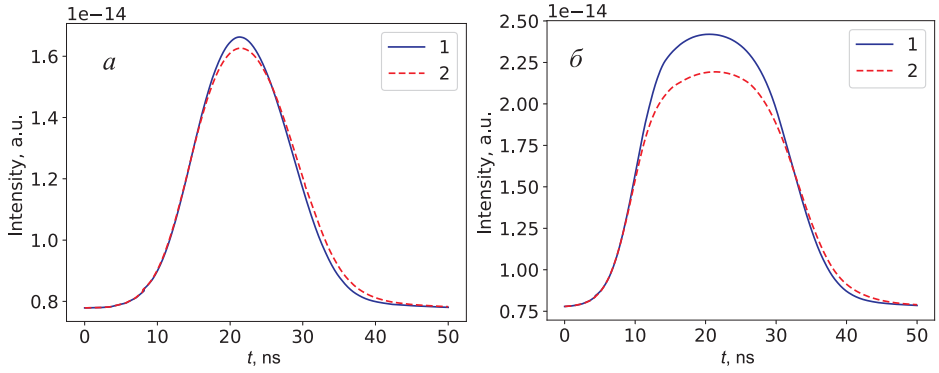

Рис. 10. Зависимости от времени интенсивности компоненты π^4 линии H_α, $N_p = 3{\cdot}10^{13}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл, расчет по многомерной кинетике (7), (8). $P_{max} = 11.3$ (*а*), 113 (*б*) Вт/(см$^2{\cdot}$ пм), кривые *1* — лазер действует на переход между $nkm = 320$ и $nkm = 210$, $\Delta\omega_L = 4.38 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм), энергия импульса $E_L = 10^{-4}$ (*а*), 10^{-3} (*б*) Дж; кривые *2* — лазер действует на все переходы между $n = 3$ и $n = 2$, $\Delta\omega_L = 1.26 \cdot 10^{13}$с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 2.89$ нм)

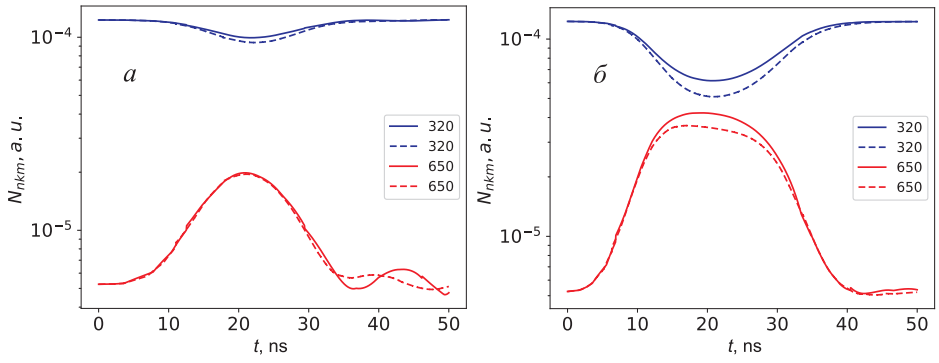

Рис. 11. Населенности уровней с $nkm = 320, 650$ в зависимости от времени, $N_p = 3 \cdot 10^{13}$см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл, расчет по многомерной кинетике (7), (8). *а*) Сплошные линии — лазер действует на переход между $nkm = 650$ и $nkm = 320$, ширина узкополосного лазера $\Delta\omega_L = 1.58 \cdot 10^{11}$с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм), $E_L = 10^{-4}$ Дж. Штриховые линии — лазер действует на все переходы между $n = 6$ и $n = 3$, ширина широкополосного лазера $\Delta\omega_L = 6.31 \cdot 10^{13}$с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 40$ нм), $E_L = 0.04$ Дж, лазер направлен по магнитному полю. *б*) Сплошные линии — лазер действует на переход между $nkm = 650$ и $nkm = 320$, ширина узкополосного лазера $\Delta\omega_L = 1.58 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм), $E_L = 10^{-3}$ Дж. Штриховые линии — лазер действует на все переходы между $n = 6$ и $n = 3$, ширина широкополосного лазера $\Delta\omega_L = 6.31{\cdot}10^{13}$с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 40$ нм), $E_L = 0.4$ Дж, лазер направлен по магнитному полю

полосный лазер увеличивает интенсивность не только одной компоненты, но и соседних, однако эффект гораздо слабее, чем у широкополосного лазера. При этом заметно, что в зависимости от ориентации лазерного излучения сильнее меняется интенсивность σ- или π-компоненты линии H_α. При максимальной спектральной интенсивности излучения, близкой к пределу насыщения, можно добиться увеличения интенсивности компонент в 2–3 раза.

Выделим компоненту, используемую для MSE-диагностики ввиду отсутствия для нее большого плазменного фона. Как показывает моделирование спектра, возникающего в токамаке при введении в его плазму диагностического нейтрального пучка [3], будут видны только крайние компоненты штарковского спектра H_α вследствие фона от пассивной линии D_α и излучения при перезарядке при наблюдении с учетом доплеровского смещения. Наибольшую интенсивность имеет компонента π^4. На рис. 10 показаны временные эволюции интенсивности данной компоненты при изменении максимальной спектральной интенсивности лазерного импульса. Как видно на рис. 10 *б*, интенсивность π^4 увеличивается почти в три раза (по сравнению со стационарным значением) при воздействии узкополосным лазером. Широкополосный лазер той же максимальной спектральной интенсивности увеличивает интенсивность этой компоненты несколько хуже. При равной максимальной спектральной интенсивности эффекты от воздействия узкополосного и широкополосного лазеров одинаковы.

4. СХЕМА НАБЛЮДЕНИЯ СИГНАЛА РЕЗОНАНСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ В МЕТОДЕ ТУШЕНИЯ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ

Для повышения точности измерений при MSE-диагностике нужно исключить вклад центральной компоненты в интенсивность крайних компонент. Этого можно добиться путем уменьшения населенности подуровня, который определяет интенсивность той или иной компоненты, с помощью воздействия на данный уровень лазерного излучения, приводящего к переходам в высоковозбужденные состояния. Метод тушения атомных уровней в задачах резонансной лазерной флуоресценции был реализован в работах [25,28], анализ в которых основывался на одномерной кинетике.

На рис. 11 показаны населенности уровней 320 и 650 при воздействии узкополосным лазером на уровни 320 и 650 и широкополосным на все уровни с

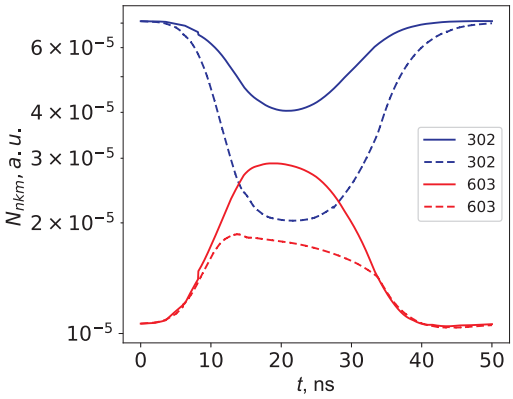

Рис. 12. Населенности уровней с $nkm = 302, 603$ в зависимости от времени, $N_p = 3\cdot10^{13}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл, расчет по многомерной кинетике (7), (8). Сплошные линии — лазер действует на переход между $nkm = 603$ и $nkm = 302$, ширина узкополосного лазера $\Delta\omega_L = 1.58\cdot10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм), $E_L = 10^{-3}$ Дж. Штриховые линии — лазер действует на все переходы между $n = 6$ и $n = 3$, ширина широкополосного лазера $\Delta\omega_L = 6.31\cdot10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 40$ нм), $E_L = 0.4$ Дж, лазер направлен перпендикулярно магнитному полю

$n = 6$ и $n = 3$ с одинаковой спектральной интенсивностью импульса. При спектральной интенсивности импульса $P = 11.3$ Вт/(см$^2\cdot$ пм) (энергии лазерного импульса $E_L = 10^{-4}$ Дж для узкополосного лазера) тушения компоненты 320 почти не происходит, хотя населенность уровня 650 увеличивается почти в два раза. При увеличении интенсивности на порядок эффект тушения становится гораздо заметнее.

На рис. 12 представлены зависимости от времени населенностей уровней 302 и 603 при воздействии узкополосным и широкополосным лазерным излучением, направленным перпендикулярно магнитному полю. На рисунке видно, что эффект тушения широкополосным лазером в два раза больше, чем узкополосным. Это обусловлено тем, что поляризованное таким образом лазерное излучение возбуждает большее число возможных переходов с уровня 302.

На рис. 13 показаны спектры линии H_α при тушении уровней с $n = 3$ при воздействии узкополосным и широкополосным лазерными импульсами с различной ориентацией поляризации излучения. На рис. 13 видно, что узкополосное лазерное излучение тушит центральную компоненту гораздо хуже, чем широкополосное при той же спектральной интенсивности. При этом широкополосное лазерное излучение с вектором поляризации, направленным по магнитному полю, слабее уменьшает интенсивность крайних компонент, чем поляризованное перпендикулярно магнитному полю. Применительно к

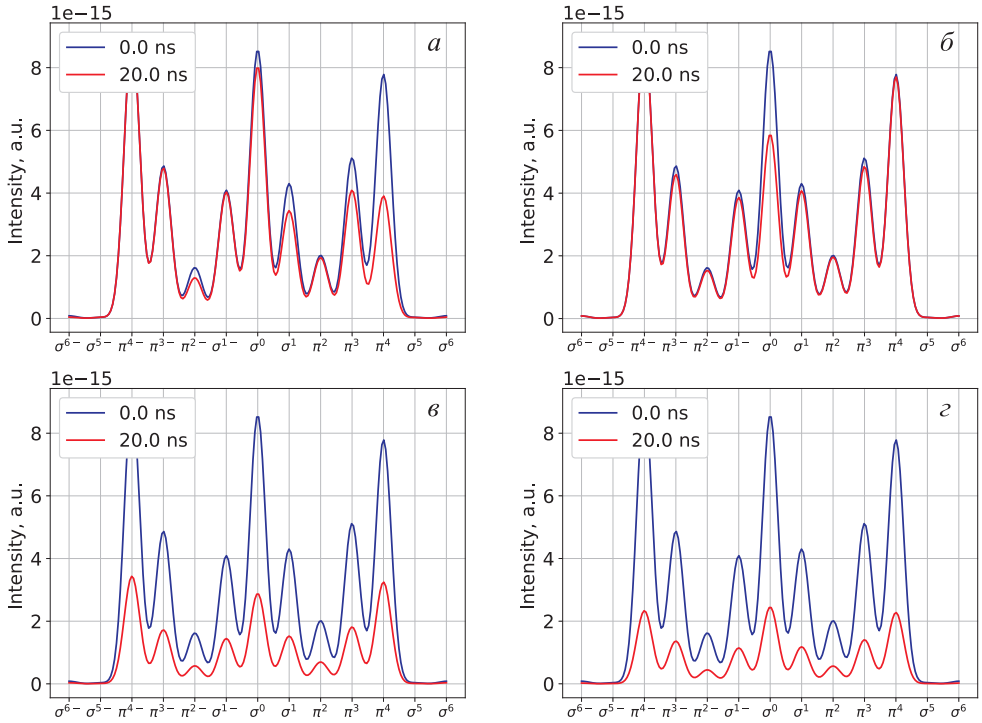

Рис. 13. Спектр линии H_α в различные моменты времени по многомерной кинетике (7), (8), $N_p = 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл. *а*, *б* — Ширина узкополосного лазера $\Delta\omega_L = 1.58 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм); энергия лазерного импульса $E_L = 10^{-3}$ Дж, лазер действует на переход между $nkm = 650$ и $nkm = 320$ и направлен по магнитному полю (*а*) и на переход между $nkm = 603$ и $nkm = 302$ и направлен перпендикулярно магнитному полю (*б*). *в*, *г* — Ширина широкополосного лазера $\Delta\omega_L = 6.31 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 40$ нм); энергия лазерного импульса $E_L = 0.4$ Дж, лазер действует на все переходы между $n = 6$ и $n = 3$ и направлен по магнитному полю (*в*) и перпендикулярно ему (*г*)

MSE-диагностике такой тип лазера может оказаться предпочтительнее.

На рис. 14 показаны временные зависимости интенсивности компоненты π^4 линии H_α при тушении: 1) узкополосным лазером, направленным вдоль магнитного поля, со спектральной шириной $\Delta\omega_L = 1.58 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм) и энергией лазерного импульса $E_L = 10^{-3}$ Дж, действующим на переход с $nkm = 650$ и $nkm = 320$; 2) широкополосным лазером, направленным вдоль магнитного поля, со спектральной шириной $\Delta\omega_L = 6.31 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 40$ нм) и энергией лазерного импульса $E_L = 0.4$ Дж, действующим на все переходы с $n = 6$ и $n = 3$. Поскольку спектральная интенсивность этих лазеров одинакова, эффект от их воздействия сравним. У широкополосного лазера провал в интенсивности больше, так как он возбуждает больше переходов на уровни с $n = 6$ с уровня $nkm = 320$, который определяет интенсивность данной компоненты.

На рис. 15 показаны временные зависимости интенсивности компоненты σ^0 линии H_α при тушении: 1) узкополосным лазером, направленным перпендикулярно магнитному полю, со спектральной шириной $\Delta\omega_L = 1.58 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм) и энергией лазерного импульса $E_L = 10^{-3}$ Дж, действующим на переход с $nkm = 603$ и $nkm = 302$; 2) широкополосным лазером перпендикулярно магнитному полю со спектральной шириной $\Delta\omega_L = 6.31 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 40$ нм) и энергией лазерного импульса $E_L = 0.4$ Дж, действующим на все переходы с $n = 6$ и $n = 3$. У этих лазеров одинаковая спектральная интенсивность, но так как интенсивность компоненты σ^0 складывается из двух переходов, а не одного, как в случае компоненты π^4, то тушение эффективней происходит в результате воздействия широкополосного лазера.

Эффект Фарадея при поглощении линии Бальмер-альфа отсутствует при направлении падения лазерного излучения перпендикулярно магнитному полю либо пренебрежимо мал из-за большой спектральной ширины лазерного импульса (использованного при рассмотрении в работе) по сравнению с естественной шириной линии.

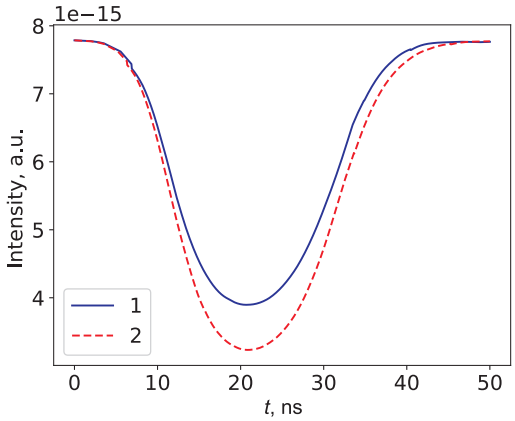

Рис. 14. Зависимости от времени интенсивности компоненты π^4 линии H_α, $N_p = 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл, расчет по многомерной кинетике (7), (8). Кривая *1* — ширина узкополосного лазера $\Delta\omega_L = 1.58 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм), энергия лазерного импульса $E_L = 10^{-3}$ Дж, лазер действует на переход между $nkm = 650$ и $nkm = 320$ и направлен по магнитному полю. Кривая *2* — ширина широкополосного лазера $\Delta\omega_L = 6.31 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 40$ нм), энергия лазерного импульса $E_L = 0.4$ Дж, лазер действует на все переходы между $n = 6$ и $n = 3$ и направлен по магнитному полю

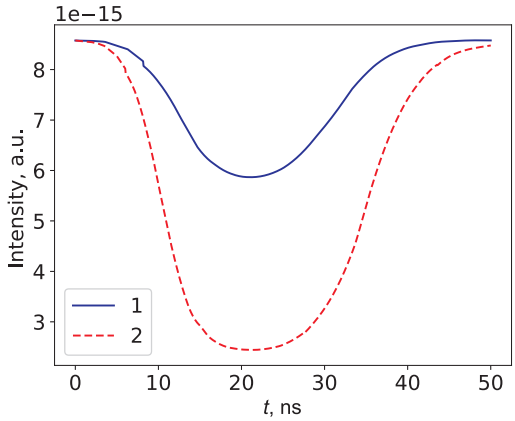

Рис. 15. Зависимости от времени интенсивности компоненты σ^0 линии H_α, $N_p = 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $E_{Beam} = 50$ кэВ, $B = 3$ Тл, расчет по многомерной кинетике (7), (8). Кривая *1* — ширина узкополосного лазера $\Delta\omega_L = 1.58 \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 100$ пм), энергия лазерного импульса $E_L = 10^{-3}$ Дж, лазер действует на переход между $nkm = 603$ и $nkm = 302$ и направлен перпендикулярно магнитному полю. Кривая *2* — ширина широкополосного лазера $\Delta\omega_L = 6.31 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ ($\Delta\lambda_L = 40$ нм), энергия лазерного импульса $E_L = 0.4$ Дж, лазер действует на все переходы между $n = 6$ и $n = 3$ и направлен перпендикулярно магнитному полю

Действительно, оценки согласно общей теории [32] показывают, что угол поворота вектора поляризации лазерного излучения из-за эффекта Фарадея пренебрежимо мал для ожидаемых параметров диагностического атомарного пучка и не оказывает существенного влияния на РЛИФ, так как спектральная ширина лазерного импульса на много порядков превышает естественную ширину линии. Схема же скрещенных атомного и лазерного пучков предполагает фокусировку лазерного излучения непосредственно на атомном пучке, поэтому вклад плазменных электронов можно не рассматривать. Отметим, что расщепление спектра из-за эффекта Зеемана много меньше расщепления из-за электродинамического эффекта Штарка, что из общих соображений может означать также и несущественность эффекта Фарадея в рассматриваемых условиях [32]. Вообще же оценка значимости эффекта Фарадея требует выхода за рамки теоретического рассмотрения настоящей работы и привлечения данных о конструкции и геометрии конкретной установки, параметров диагностического атомарного пучка (энергии, плотности и размеров — последние, как правило, относительно малы) и лазерного импульса, что не входит в цели данной работы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование спектров резонансной лазерной флуоресценции в системе скрещенных пучков — атомарного и лазерного, для определения топологии магнитных полей в плазме с магнитным удержанием. Рассмотрено поведение сигналов резонансной лазерной флуоресценции на пучках при различных условиях наблюдения — направлениях распространения лазерного излучения по отношению к магнитному полю. Исследованы зависимости от энергии диагностического и лазерного пучков, плотности окружающей плазмы, селективности, интенсивности и ширины спектра лазерного излучения. Продемонстрирована возможность управления сигналом флуоресценции и увеличения его амплитуды при изменении селективности и ширины спектра лазерного излучения. Приведенные данные направлены на выявление основных особенностей резонансной лазерной флуоресценции. Использование их в конкретных экспериментальных условиях обременено выбором геометрии наблюдения, учетом деградации диагностического пучка в плазме и других эффектов. Проведенное рассмотрение основано на нестационарной неравновесной кинетике заселения массива штарковских состояний,

которая принципиально зависит от плотности плазмы. Приводимые в литературе спектры в отсутствие лазерного излучения отвечают, как правило, статистически равновесному заполнению штарковских подуровней. Здесь, очевидно, спектр резонансной лазерной флуоресценции на пучках вообще отсутствует, как это демонстрируется на рис. 7. Таким образом, эффекты неравновесности заселения атомных состояний играют принципиальную роль. Отметим широкую потенциальную возможность применения лазерной диагностики в системе скрещенных атомарного и лазерного пучков, а также для пучковой диагностики плазмы, где использование лазерных импульсов может уточнить результаты по распределению содержания примесных ионов. Полученные результаты представляют общефизический интерес как первое рассмотренние уникального объекта резонансной лазерной флуоресценции — динамической неравновесной штарковской структуры атомных уровней.

Финансирование. Данная работа выполнена в рамках Государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

ЛИТЕРАТУРА

1. F. M. Levinton, R. J. Fonck, G. M. Gammel et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 2060 (1989).

2. A. Boileaut, M. von Hellerman, W. Mandl et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **22**, L145 (1989).

3. В. А. Крупин, С. Н. Иванов, А. А. Медведев и др., Препринт ИАЭ - 5940/7, Москва (1995).

4. D. Voslamber, Rev. Sci. Instrum. **65**, 2892 (1995).

5. F. M. Levinton and H. Yuh, Rev. Sci. Instrum. **79**, 10F522 (2008).

6. O. Marchuk, Yu. Ralchenko, R. K. Janev et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **43**, 011002 (2010).

7. E. L. Foley and F. M. Levinton, Rev. Sci. Instrum. **84**, 043110 (2013).

8. R. C. Wolf, A. Bock, O. P. Ford et al., J. Instrum. **10**, P10008 (2015).

9. A. Thorman, PhD Thesis, Australian Nat. Univ., Canberra (2018).

10. M. von Hellermann, M. de Bock, O. Marchuk et al., Atoms **7**, 30 (2019).

11. O. Marchuk, D. R. Schultz, and Yu. Ralchenko, Atoms **8**, 8 (2020).

12. А. В. Демура, Д. С. Леонтьев, В. С. Лисица, ЖЭТФ **165**, 341 (2024).

13. И. А. Земцов, В. С. Неверов, А. Р. Немец и др., Физика плазмы **50** (4), 442 (2024).

14. E. L. Foley, F. M. Levinton, I. U. Uzun-Kaymak et al., Rev. Sci. Instrum. **95**, 073522 (2024).

15. P. Balazs, M. von Hellermann, A. Yu. Shabashov et al., J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **58**, 065701 (2025).

16. Г. Бете, *Квантовая механика простейших систем*, ОНТИ, Ленинград, Москва (1935).

17. Г. Бете, Э. Солпитер, *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами*, ГИФМЛ, Москва (1960).

18. N. Ryde, *Atoms and Molecules in Electric Fields*, Almqvist and Wicksell Int., Stockholm (1976).

19. В. Демтредер, *Современная лазерная спектроскопия*, Интеллект, Долгопрудный (2014).

20. D. Voslamber, *Determination of Magnetic Field Direction in Tokamaks by Lyman-α Fluorescence, I — One Photon Excitation*, EUR-CEA-FC-1342 (1988).

21. D. Voslamber, *Determination of Neutral Particle Density and Magnetic Field Direction from Laser-Induced Lyman-α Fluorescence, II — Two Photon Excitation*, EUR-CEA-FC-1387 (1990).

22. D. Voslamber, AIP Conf. Proc. **328**, 3 (1995).

23. D. Voslamber and J. Seidel, AIP Conf. Proc. **645**, 52 (2002).

24. D. Voslamber and J. Seidel, in 17^{th} *ICSLS*, ed. by E. Dalimier, Frontier Group, Paris (2004), p. 488.

25. А. В. Горбунов, Д. А. Шуваев, И. В. Москаленко, Физика плазмы **38** (7), 627 (2012).

26. E. E. Mukhin, G. S. Kurskiev, A. V. Gorbunov et al., Nucl. Fusion **59**, 086052 (2019).

27. A. V. Gorbunov, E. E. Mukhin, E. B. Berik et al., Fusion Eng. Des. **146**, 2703 (2019).

28. A. V. Gorbunov, E. E. Mukhin, J. M. Munoz Burgos et al., Plasma Phys. Control. Fusion **64**, 115004 (2022).

29. E. E. Scieme, J. Freeze, T. J. Gilbert et al., Rev. Sci. Instrum. **95**, 083550 (2024).

30. Г. С. Ландсберг, *Оптика*, Наука, Москва (1976).

31. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, ГИФМЛ, Москва (1963).

32. А. А. Папченко, Е. А. Юков, *Эффект Фарадея в атомах*, Труды ФИАН **195**, 234 (1989).