

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

Поглощение резонансного лазерного излучения в ультрахолодной плазме

Н.Я.Шапарев

Рассмотрено поглощение резонансного лазерного излучения в расширяющейся ультрахолодной плазме. На начальном этапе оптическая толщина среды τ_0 уменьшается за счет корреляционного нагрева ионов, дальнейшее уменьшение τ_0 обусловлено изменением радиальных скоростей ионов. Показано, что расширяющаяся оптически плотная среда становится прозрачной, когда отношение радиальной скорости разлета частиц на границе сферы к тепловой скорости превышает оптическую толщину τ_0 .

Ключевые слова: оптическое просветление, резонансное лазерное излучение, расширяющаяся ультрахолодная лазерная плазма.

1. Введение

Распространение резонансного излучения в обычных условиях описывается законом Бэра–Бугера–Ламберта, а длина поглощения $l \approx 1/k_0$, где k_0 – коэффициент поглощения на центральной длине волны излучения. Мощное резонансное излучение при взаимодействии со средой вызывает эффект насыщения, который приводит к просветлению газа, и излучение проникает в среду на длину $l_1 \approx I_0(\gamma n)^{-1}$, где γ – вероятность спонтанного распада возбужденного атома, n – концентрация атомов, I_0 – интенсивность потока фотонов [1]. Следует отметить, что в условиях насыщения, когда концентрация возбужденных атомов велика, может возникать ионизация газа, вызванная образованием иона и электрона при столкновении двух возбужденных атомов и электронной лавиной, поддерживаемой сверхупругим нагревом электронов при столкновении с возбужденными атомами. В результате ионизации уменьшается концентрация атомов, что в конечном счете приводит к ионизационному просветлению среды и уменьшению длины экстинкции до величины $l_2 \approx I_0[\gamma(n - n_i)]^{-1}$ [2, 3], где n_i – концентрация образующихся ионов. В обоих случаях просветление среды обусловлено уменьшением концентрации поглощающих частиц.

В настоящей работе исследуются особенности поглощения слабого резонансного излучения в расширяющихся средах, имеющих градиенты скоростей. Такие ситуации возникают в астрофизике [4], в лабораторных условиях при исследовании рентгеновских и ультрафиолетовых лазеров [5, 6] и получении ультрахолодной лазерной плазмы [7]. Нами рассмотрены спектральные характеристики поглощения внешнего резонансного лазерного

излучения (оптическая толщина, форма и ширина спектральной линии) в расширяющейся ультрахолодной плазме (УХП) в отсутствие насыщения поглощения. Полученные расчетные данные сопоставляются с экспериментальными результатами [7], и предсказывается эффект резонансного просветления, обусловленный изменением спектра поглощения вследствие радиального градиента скоростей ионов. Отметим, что впервые на особенности характера переноса резонансного излучения в расширяющихся средах обратил внимание В.В.Соболев [8], а поглощение излучения с непрерывным спектром в расширяющихся средах рассмотрено в работах [9–11].

2. Модель процесса поглощения

УХП сферической формы впервые была получена путем ступенчатой фотоионизации ансамбля охлажденных лазерным излучением атомов стронция [12]. Температура образованных ионов T_i была равна температуре охлажденных атомов, а их пространственные расположения хаотичны. Кулоновское взаимодействие между атомами вынуждает их переход в более равновесное (упорядоченное) состояние, при этом часть потенциальной энергии ионов переходит в кинетическую. В результате возникает корреляционный нагрев ионов [13], и за время $\tau_c \sim 1/\omega_i$ (ω_i – плазменная частота ионов) температура ионов увеличивается с 10^{-2} до 1 К [7].

Температура электронов T_e определяется превышением энергии фотона над потенциалом ионизации возбужденного атома. При $T_i \gg T_e$ в результате электронного давления возникают радиальные скорости ионов, которые в точке r в момент времени t определяются как [14]

$$V(r, t) \approx \frac{k_B T_e}{m_i \sigma_0^2} t r, \quad (1)$$

где k_B – постоянная Больцмана; m_i – масса иона; σ_0 – характерный размер УХП в начальный момент времени. Радиальное движение ионов приводит к сдвигу частоты резонансного поглощения ν_0 , которая принимает вид

Н.Я.Шапарев. Институт вычислительного моделирования (Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр») СО РАН, Россия, 660036 Красноярск, Академгородок, 50; Национальный исследовательский Томский государственный университет, Россия, 634050 Томск, просп. Ленина, 36; e-mail: shaparev@icm.krasn.ru

Поступила в редакцию 16 мая 2017 г., после доработки – 29 июня 2017 г.

$$v'_0 = v_0 \left(1 + \frac{V(r, t) l}{c} \right), \quad (2)$$

где l – единичный вектор, определяющий направление распространения резонансного лазерного излучения; c – скорость света.

Коэффициент поглощения резонансного лазерного излучения $k(v)$ в УХП будет определяться лоренцевским (спонтанный распад) и доплеровским (тепловые и радиальные скорости движения ионов) уширениями. Их совместное действие описывается контуром Фойхта [15]:

$$k(v) = k_0 H(a, v), \quad (3)$$

$$H(a, v) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-\xi^2)}{a^2 + \left[\frac{v - v'_0}{v_0} \frac{c}{V_0} - \xi \right]^2} d\xi, \quad (4)$$

$$a = \frac{\lambda_0 (\gamma + \gamma_L)}{4\pi V_0}, \quad (5)$$

$$k_0 = \frac{\lambda_0^3}{8\pi} n_i \frac{g_2}{g_1} \frac{\gamma}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{V_0}. \quad (6)$$

Здесь $\lambda_0 = c/v_0$ – резонансная длина волны; $V_0 = \sqrt{2k_B T_i/m_i}$ – тепловая скорость ионов; g_2 и g_1 – статистические веса возбужденного и основного состояний иона; γ – вероятность спонтанного распада возбужденного иона. В (5) также учтена ширина линии резонансного лазерного излучения γ_L .

Пространственное распределение концентрации ионов в УХП в начальный момент времени копирует распределение атомов и определяется выражением

$$n_i(r) = n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_0^2}\right), \quad (7)$$

где n_0 – концентрация ионов в центре сферы.

Для расчета спектральных характеристик поглощения возьмем вспомогательную сферу радиусом $R > \sqrt{2}\sigma_0$ и рассмотрим распространение излучения вдоль хорды, которая параллельна направлению l . Положение хорды определяется углом φ между направлением l и направлением из центра сферы к точке, лежащей на пересечении хорды с поверхностью сферы. Тогда

$$r^2 = R^2 \sin^2 \varphi + x^2, \quad (8)$$

где x – расстояние вдоль хорды, которое изменяется от $-R \cos \varphi$ до $+R \cos \varphi$.

Принимая во внимание (1)–(4), (7) и (8), запишем оптическую толщину по хорде в момент времени t как

$$\tau(v, \varphi, t) = \int_{-R \cos \varphi}^{R \cos \varphi} k(v, \varphi, t) dx = \frac{k_0}{\pi} \exp(-\alpha^2 \sin^2 \varphi) \quad (9)$$

$$\times \int_{-R \cos \varphi}^{R \cos \varphi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp(-\xi^2)}{1 + \left[\frac{4\pi}{\gamma + \gamma_L} \left(v - v_0 - \frac{k_B T_e t x}{m_i \sigma_0^2 \lambda_0} \cos \varphi \right) - \frac{\xi}{a} \right]^2} d\xi dx,$$

где $\alpha = R/\sqrt{2}\sigma_0$.

3. Результаты расчетов

Расчеты выполнялись для иона стронция, совокупность экспериментальных данных для которого такова [7]: $\lambda_0 = 422$ нм, $\gamma/(2\pi) = 21$ МГц, $\gamma_L/(2\pi) = 5$ МГц, $n_0 = 2 \times 10^{10}$ см $^{-3}$, $\sigma_0 = 0.6$ мм, пространственное разрешение – 0.1 мм, температура электронов $T_e = 56$ К, начальная температура ионов $T_i(0) \approx 10^{-2}$ К, а после корреляционного нагрева $T_i \approx 1$ К. Согласно (5) параметр $a \approx 0.39/\sqrt{T_i}$.

Рассмотрим величину оптической толщины $\tau_0(T_i)$ для центра линии ($v = v_0$) вдоль диаметра ($\varphi = 0$) на стадии корреляционного нагрева, зависящую только от постоянной в пространстве температуры ионов T_i . На этом этапе радиальными скоростями ионов можно пренебречь, тогда при $R \rightarrow \infty$ из (9) получаем

$$\tau_0[T_i(t)] = \tau(v_0, 0, t) \approx \frac{\lambda_0^2}{\sqrt{2}} n_0 \sigma_0 \frac{g_2}{g_1} \frac{\gamma}{\gamma + \gamma_L} a \exp(a^2) (1 - \operatorname{erf} a), \quad (10)$$

где $\operatorname{erf} a$ – интеграл вероятности. Таким образом, оптическая толщина $\tau_0(t)$ изменяется во времени за счет изменения $T_i(t)$ (см. (5)).

Далее рассмотрим оптическую толщину $\tau_0(t)$ с учетом радиальных скоростей ионов. При этом будем считать, что температура ионов T_i сначала линейно растет со временем от 10^{-2} К до максимального значения $T_i = 1$ К в момент времени $t \approx 0.2$ мкс, а затем остается постоянной, что соответствует экспериментальным данным [16]. На рис.1 представлена найденная из (9) (при $\alpha = 2$) зависимость $\tau_0(t)$ с учетом радиальных скоростей ионов, определяемых выражением (1).

По данным рис.1 оптическая толщина вдоль диаметра сферы изменяется от 0.65 при $t = 0$ до 0.26 при $t = 1$ мкс. При $t = 0.1$ мкс $\tau_0 = 0.38$. Согласно экспериментальным данным [7] для этого момента времени $\tau_0 = 0.28$. Учитывая, что концентрация ионов n_0 определяется с погрешностью $\pm(30\% - 40\%)$ [7], погрешность $\Delta\tau_0$ составит примерно ± 0.1 . Соответственно экспериментальное значение $\tau_0 \approx 0.28 \pm 0.1$, что согласуется с нашими расчетными данными.

За время корреляционного нагрева ионов $\tau_c \approx \sqrt{m_i/n_0 e^2}$ (где e – заряд электрона) скорость радиального движения ионов в точке $r = \sigma_0$ согласно (1) возрастает до

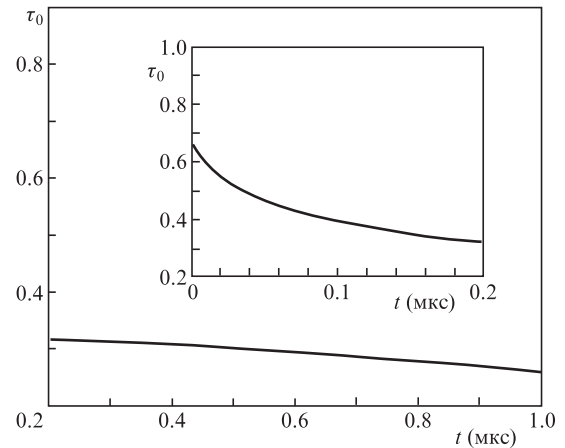


Рис.1. Зависимость оптической толщины τ_0 от времени с учетом радиальных скоростей. На вставке приведена зависимость $\tau_0(t)$ для $0 \leq t \leq 0.2$ мкс (корреляционный нагрев).

$$V(\sigma_0, \tau_c) = \frac{\lambda_D^i}{\sigma_0} \sqrt{\frac{k_B T_c}{m_i}}, \quad (11)$$

где λ_D^i – радиус Дебая для ионов. Для приведенных выше экспериментальных данных

$$\frac{V(\sigma_0, \tau_c)}{V_0} = \frac{\lambda_D^i}{\sqrt{2} \sigma_0} \sqrt{\frac{T_c}{T_i}} \approx 1.2 \times 10^{-1}. \quad (12)$$

Поэтому уменьшение оптической толщины до 0.2 мкс в основном обусловлено увеличением T_i за счет корреляционного нагрева и описывается выражением (10), а в дальнейшем сказывается увеличение радиальных скоростей ионов.

Для понимания физического смысла уменьшения оптической толщины с ростом радиальных скоростей рассмотрим ситуацию для $a \ll 1$. В этом случае контур Фойхта переходит в контур Доплера, и для $\tau_0(t)$ исходя из (9) получаем

$$\begin{aligned} \tau_0(t) &\approx \frac{k_0}{\pi} \int_{-R}^R \exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \left[1 + 2\left(\frac{V(\sigma_0, t)}{V_0}\right)^2\right]\right\} dx \\ &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{k_0 \sigma_0}{\sqrt{1 + 2\left(\frac{V(\sigma_0, t)}{V_0}\right)^2}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Если на границе сферы радиальная скорость ионов $V(\sigma_0, t) \gg V_0$, тогда

$$\tau_0(t) \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} k_0 \sigma_0 \frac{V_0}{V(\sigma_0, t)}. \quad (14)$$

Для неподвижной среды $\tau_0 \sim k_0 \sim 1/V_0$ (см. (6)), а для расширяющейся среды согласно (14) $\tau_0 \sim 1/V(\sigma_0, t)$. Отсюда следует, что радиальный градиент скоростей приводит к уширению линии поглощения, уменьшению коэффициента поглощения в центре линии и, соответственно, к просветлению среды.

Интегральная по сфере оптическая толщина

$$\begin{aligned} \tau^i(v, t) &= \int_0^{\pi/2} \tau(v, \varphi, t) 2\pi R^2 \sin \varphi \cos \varphi d\varphi = 4k_0 \sigma_0^2 \alpha^2 \\ &\times \int_0^{\pi/2} \int_{-R \cos \varphi}^{R \cos \varphi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\alpha^2 \sin^2 \varphi) \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}\right) \exp(-\xi^2) \\ &\times \left\{1 + \left[\frac{4\pi}{\gamma + \gamma_L} \left(v - v_0 - \frac{k_B T_c \cos \varphi}{m_i \sigma_0^2} \lambda_0 x t\right) - \frac{\xi}{a}\right]^2\right\}^{-1} d\xi dx d\varphi. \end{aligned} \quad (15)$$

На стадии корреляционного нагрева интегральная оптическая плотность для $v = v_0$ согласно (15) принимает вид

$$\tau_0^i(t) = \tau^i(v_0, t) \approx 2\pi \sigma_0^2 \tau_0(t). \quad (16)$$

Зависимость интегральной по сфере оптической толщины $\tau_0^i(t)$, определенной из (15) (при $\alpha = 2$), с учетом изменения радиальных скоростей ионов приведена на рис.2.

Форма линии поглощения определяется зависимостью оптической толщины от частоты v . Воспользовавшись выражением (9) и выполнив интегрирование при $\varphi = 0$ (вдоль диаметра), получим значение $\tau(v, t)$, которое приведено на рис.3, где $\Delta v = v - v_0$. Уширение линии обус-

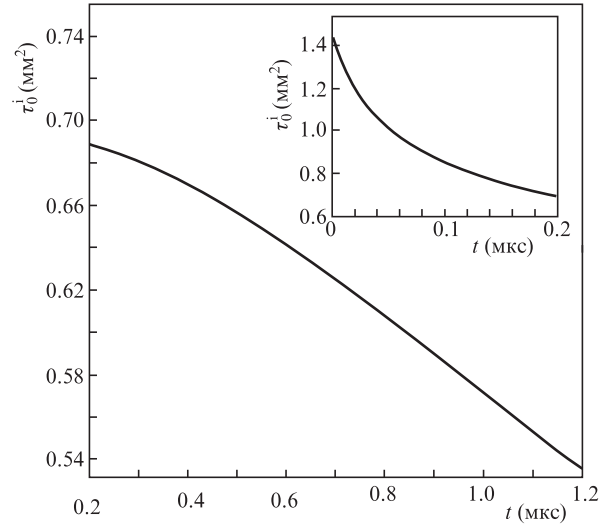


Рис.2. Зависимость интегральной оптической толщины τ_0^i от времени с учетом радиальных скоростей. На вставке приведена зависимость $\tau_0^i(t)$ для $t \leq 0.2$ мкс.

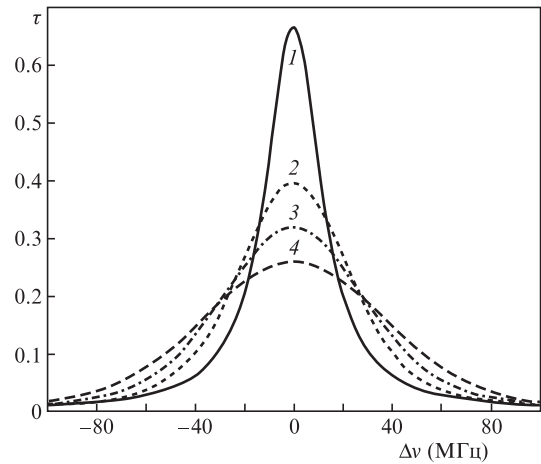


Рис.3. Форма линии поглощения, проинтегрированной вдоль диаметра, для $t = 0$ (1), 0.1 (2), 0.2 (3) и 1 мкс (4).

ловлено корреляционным нагревом ионов для $t \leq 0.2$ мкс, затем дополнительное уширение вызвано изменением радиальных скоростей ионов.

Интегральная по сфере форма спектральной линии поглощения, полученная на основании (15), представлена на рис.4. На стадии корреляционного нагрева ионов ширины спектральных линий, проинтегрированных вдоль диаметра и в целом по сфере, совпадают. В дальнейшем ширина линии поглощения, проинтегрированной по сфере, меньше таковой, проинтегрированной по диаметру, что связано с уменьшением проекции скорости разлета с увеличением угла φ .

Экспериментальные [7] и расчетные данные для интегральной оптической толщины и ширины линии приведены в табл.1. Ширина спектральной линии поглощения $\Delta v = 2(v_1 - v_0)$, где v_1 соответствует частоте, при которой поглощение в два раза меньше, чем в центре линии, при $v = v_0$. Экспериментальные и расчетные данные хорошо согласуются.

Оценим влияние разлета плазмы, которое приводит к увеличению ее размеров и уменьшению концентрации ионов и оптической толщины. Наибольшие изменения оптической толщины, вызванные разлетом плазмы, воз-

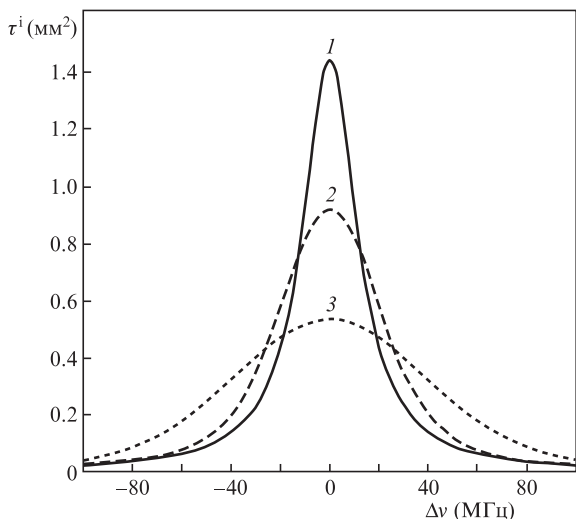


Рис.4. Интегральная форма линии поглощения для $t = 0$ (1), 75 (2) и 1200 нс (3).

Табл.1.

t (нс)	$\tau_0^i(t)$ (мм ²)		$\Delta\nu$ (МГц)	
	Эксперимент	Расчет	Эксперимент	Расчет
0	–	1.44	–	25
75	0.8	0.92	62	52
1200	0.5	0.52	120	100

никают вдоль диаметра сферы, где оптическая толщина $\tau_0 \sim 2n_0(t)\sigma(t)$, а $\sigma(t) = \sigma_0 + \Delta\sigma(t)$. Зависимость $\sigma(t)$ от времени определяется выражением [7]

$$\sigma^2(t) = \sigma_0^2 \left(1 + \frac{t^2}{\tau^2} \right), \tag{17}$$

$$\tau = \sqrt{\frac{m_i \sigma_0^2}{k_B [T_e(0) + T_i(0)]}} \tag{18}$$

($T_e(0)$, $T_i(0)$ – начальные значения температуры электронов и ионов). Тогда относительное изменение оптической толщины, вызванное увеличением размеров сферы и уменьшением концентрации частиц,

$$\frac{\Delta\tau_0}{\tau_0} \approx -2 \frac{\Delta\sigma(t)}{\sigma_0}. \tag{19}$$

Используя (1), получаем

$$\frac{\Delta\tau_0}{\tau_0} \approx -\frac{k_B T_e}{m_i \sigma_0} t^2. \tag{20}$$

Численное значение относительного уменьшения оптической толщины (20) при $t \approx 1$ мкс равно 0.007, что в 30 раз

меньше значения этой величины при учете радиальных скоростей (см. рис.1), т. к. на временном интервале 0.2–1 мкс относительное изменение $\Delta\tau_0/\tau_0 \approx 0.2$. Поэтому влиянием разлета на рассматриваемом нами промежутке времени можно пренебречь.

4. Заключение

В настоящей работе рассмотрено поглощение внешнего резонансного излучения в расширяющейся ультрахолодной плазменной сфере и рассчитаны оптическая толщина, форма и ширина линии поглощения. Показано, что на начальном этапе оптическая толщина среды τ_0 уменьшается за счет корреляционного нагрева ионов, а в дальнейшем уменьшение τ_0 обусловлено изменением радиальных скоростей ионов. Наличие радиальных скоростей ионов приводит к смещению частоты поглощения излучения из-за эффекта Доплера и увеличивает ширину линии поглощения, соответственно уменьшая оптическую толщину сферы τ_0 . Выполненный нами анализ экспериментальных данных [7] подтверждает это. Полученные результаты показывают, что оптически плотные расширяющиеся среды становятся прозрачными для резонансного излучения, когда отношение радиальной скорости разлета частиц на границе сферы к тепловой скорости становится больше начальной оптической толщины среды. Следует отметить, что интегральное по частоте поглощение излучения с непрерывным спектром в расширяющихся средах увеличивается [17].

Автор благодарит А.П.Гаврилюка за обсуждение полученных результатов.

- Allen A., Eberly J.H. *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (New York: John Wiley, 1975).
- Шапарев Н.Я. *ЖЭТФ*, **80** (3), 957 (1981) [*Sov. Phys. JETP*, **53** (3), 487 (1981)].
- Gavriliuk A.P., Shaparev N.Ya. *Opt. Commun.*, **39**, 379 (1981).
- Koter A., Schmutz W., Lamers H.J.G.L.M. *Astron. Astrophys.*, **277**, 561 (1993).
- Shestakov A.I., Eder D.C. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **42** (6), 483 (1989).
- Wark Y.S., Djaoi A., Rose S.Y., He H., Renner O., Missalla T., Foerster E. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 1826 (1994).
- Killian T.C., Pattard T., Pohl T., Rost J.M. *Phys. Rep.*, **449**, 77 (2007).
- Соболев В.В. *Астрон. журн.*, **36**, 753 (1957).
- Косарев Н.И., Шапарев Н.Я. *Докл РАН*, **421**, 1 (2008).
- Косарев Н.И., Шапарев Н.Я. *Квантовая электроника*, **39**, 1112 (2009) [*Quantum Electron.*, **39**, 1112 (2009)].
- Shaparev N.Ya. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 085501 (2013).
- Killian T.C., Kulin S., Bergeson S.D., Orozco L.A., Orzel C., Rolston S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 477 (1999).
- Murillo M.S. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 115003 (2001).
- Kulin S., Killian T.S., Bergeson S.D., Rolston S.L. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 205003 (2005).
- Очкин В.Н. *Спектроскопия низкотемпературной плазмы* (М.: Физматлит, 2010).
- Pohl T., Pattard T., Rost J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 205003 (2005).
- Shaparev N.Y. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **47**, 225401 (2014).