01

Сужение линии поглощения легких атомов щелочных металлов в атмосфере тяжелых инертных газов при росте интенсивности излучения

© А.И. Пархоменко[1], А.М. Шалагин[1,2]

[1] Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН,
630090 Новосибирск, Россия
[2] Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: par@iae.nsk.su, shalagin@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 19.03.2019 г.
В окончательной редакции 31.05.2019 г.
Принята к публикации 11.06.2019 г.

Исследован эффект сужения линии поглощения легких атомов щелочных металлов ^{7}Li и ^{23}Na, находящихся в атмосфере тяжелого инертного газа Xe, при росте интенсивности внешнего излучения. Для атомов ^{7}Li при температуре $T = 300$ K и давлении буферного газа ксенона $p_{\mathrm{Xe}} = 0.002$ Torr ширина линии на полувысоте уменьшается в 1.20 раза при росте интенсивности излучения от $1\,\mu$W/cm^2 до 2.5 mW/cm^2. Для атомов ^{23}Na при $T = 600$ K и $p_{\mathrm{Xe}} = 0.01$ Torr ширина линии на полувысоте уменьшается в 1.29 раза при росте интенсивности излучения от $1\,\mu$W/cm^2 до 6 mW/cm^2. Эффект полевого сужения линии поглощения обусловлен, во-первых, тем, что столкновительная релаксация скоростей легких резонансных частиц в атмосфере тяжелых буферных частиц разбивается на два существенно различных по продолжительности этапа: релаксация по направлению скорости (быстрый этап) и релаксация по модулю скорости (медленный этап), и во-вторых, отсутствием столкновительных переходов между сверхтонкими компонентами основного состояния.

Ключевые слова: литий, натрий, буферный газ, столкновения, линия поглощения.

DOI: 10.21883/OS.2019.11.48505.118-19

Введение

В спектроскопии атомов одной из важнейших характеристик исследуемого объекта является ширина линии поглощения излучения. Хорошо известно, что с ростом интенсивности излучения ширина линии увеличивается вследствие эффекта насыщения (полевое уширение) [1–3]. В теоретической работе [4] обращено внимание на возможность принципиально иной ситуации: сужение линии поглощения легких атомов щелочных металлов (^{7}Li, ^{23}Na), находящихся в атмосфере тяжелых инертных газов (Xe, Kr), при росте интенсивности излучения. Расчеты [4] проведены на примере трехуровневой Λ-системы энергетических уровней поглощающих частиц (в данной задаче Λ-систему вполне можно использовать для моделирования легких атомов щелочных металлов) в модели газа Лоренца (предельный случай тяжелых буферных частиц $M \ll M_b$, где M и M_b — соответственно массы резонансной и буферной частиц). Оказалось, что эффект полевого сужения линии поглощения обусловлен, во-первых, оптической накачкой на сверхтонкие компоненты основного состояния и, во-вторных, тем, что столкновительная релаксация скоростей резонансных частиц при условии $M \ll M_b$ разбивается на два существенно отличающихся в (M/M_b раз) по продолжительности этапа: релаксация по направлению скорости (быстрый этап) и релаксация по модулю скорости (медленный этап).

Проведенные в работе [4] расчеты полевого сужения линии поглощения носят сугубо оценочный характер, поскольку выполнены для идеализированного предельного случая $M/M_b \to 0$. Аналитические выражения для расчета формы линии поглощения, полученные в [4], дают правильные результаты именно для этого случая и описывают максимально возможное проявление полевого сужения линии поглощения. Возникает естественный вопрос о том, как будет проявляться полевое сужение при реальном соотношении масс резонансной и буферной частиц. Решение этой задачи можно получить только численными методами. Целью настоящей работы является детальное численное исследование эффекта полевого сужения линии поглощения в случае произвольного (в рамках условия $M/M_b \ll 1$) отношения масс резонансной и буферной частиц.

Исходные уравнения

В рассматриваемой задаче для расчета линии поглощения легких атомов щелочных металлов (^{7}Li, ^{23}Na) вполне можно использовать трехуровневую модель поглощающих частиц (рис. 1). Здесь уровни n, k — компоненты сверхтонкой структуры основного состояния

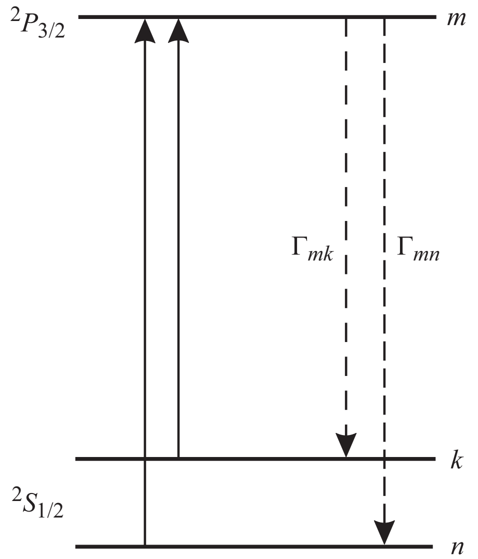

Рис. 1. Схема энергетических уровней. Прямыми стрелками обозначены переходы под действием излучения, штриховыми — спонтанные радиационные переходы.

$^2S_{1/2}$. Уровень m соответствует возбужденному электронному состоянию $^2P_{3/2}$ (для определенности будем рассматривать поглощение излучения в D_2-линиях щелочных металлов). С уровня m частица радиационно релаксирует на уровни n и k с константами соответственно Γ_{mn} и Γ_{mk}. Эта схема уровней хорошо отражает реальную структуру основного и первого возбужденного состояний атомов ^{7}Li и ^{23}Na. Действительно, основной уровень $^2S_{1/2}$ этих атомов расщеплен на две сверхтонкие компоненты. Для атомов ^{7}Li и ^{23}Na сверхтонкое расщепление основного состояния равно соответственно $\omega_{kn} = 5.049 \cdot 10^9\,\mathrm{s}^{-1}$ и $\omega_{kn} = 1.113 \cdot 10^{10}\,\mathrm{s}^{-1}$ [5] и сравнимо с допплеровской шириной резонансной линии. Поэтому основное состояние моделируется двумя уровнями n и k. Для атомов ^{7}Li и ^{23}Na уровень n характеризуется статистическим весом $g_n = 3$ (полный момент атома $F = 1$), а уровень k — статистическим весом $g_k = 5$ ($F = 2$). Уровень m (со статистическим весом g_m) моделирует группу уровней, представляющих собой компоненты сверхтонкой структуры возбужденного состояния $^2P_{3/2}$. Такое моделирование группы уровней одним уровнем возможно потому, что для атомов ^{7}Li и ^{23}Na сверхтонкое расщепление в этом возбужденном состоянии мало по сравнению с допплеровской шириной резонансной линии. Для атомов ^{7}Li и ^{23}Na статистический вес $g_m = 16$ при возбуждении D_2-перехода (излучением затрагивается уровень $^2P_{3/2}$ с четырьмя сверхтонкими компонентами $F = 0,\ F = 1,\ F = 2,\ F = 3$).

Итак, рассмотрим газ трехуровневых поглощающих частиц (схема уровней поглощающих частиц показана на рис. 1), находящихся в смеси с буферным газом. Столкновениями между поглощающими частицами пренебрежем, полагая концентрацию буферного газа N_b много большей концентрации поглощающего газа N. Взаимодействие поглощающих частиц газа с резонансным излучением в стационарных и пространственно однородных условиях описывается следующими уравнениями для распределений населенностей по скоростям $\rho_i(\mathbf{v})$ на уровнях $i = n, k, m$:

$$S_m(\mathbf{v}) + N[P_n(\mathbf{v}) + P_k(\mathbf{v})] - \Gamma_m\rho_m(\mathbf{v}) = 0,$$

$$S_n(\mathbf{v}) - NP_n(\mathbf{v}) + \Gamma_{mn}\rho_m(\mathbf{v}) = 0,$$

$$S_k(\mathbf{v}) - NP_k(\mathbf{v}) + \Gamma_{mk}\rho_m(\mathbf{v}) = 0, \qquad (1)$$

где $N = N_n + N_k + N_m$ — полная концентрация поглощающих частиц, $N_i = \int \rho_i(\mathbf{v})d\mathbf{v}$ — концентрация поглощающих частиц на уровне i, $S_i(\mathbf{v})$ — интегралы столкновений, $P_n(\mathbf{v})$ и $P_k(\mathbf{v})$ — вероятности поглощения излучения в единицу времени на переходах $n \to m$ и $k \to m$ в расчете на один поглощающий атом с заданной скоростью $\mathbf{v}$. Для рассматриваемой трехуровневой модели частиц скорости Γ_{mn} и Γ_{mk} спонтанного распада уровня m по каналам $m \to n$ и $m \to k$ подчиняются следующим соотношениям [6]:

$$\Gamma_{mn} + \Gamma_{mk} = \Gamma_m, \qquad \frac{\Gamma_{mn}}{\Gamma_{mk}} = \frac{g_n}{g_k}, \qquad (2)$$

где Γ_m — полная скорость спонтанного распада возбужденного уровня m. При взаимодействии поглощающих частиц с монохроматическим излучением вероятность поглощения излучения $P_i(\mathbf{v})$ в уравнениях (1) определяется следующим известным выражением:

$$NP_i(\mathbf{v}) = \frac{BI}{\pi}Y_i(\mathbf{v})\left[\rho_i(\mathbf{v}) - \frac{g_i}{g_m}\rho_m(\mathbf{v})\right],$$

$$B = \frac{\lambda^2\Gamma_m}{4\hbar\omega}\,\frac{g_m}{g_n + g_k},$$

$$Y_i(\mathbf{v}) = \frac{\Gamma(v)}{\Gamma^2(v) + (\Omega_i - \mathbf{kv})^2}, \qquad \Gamma(v) = \frac{\Gamma_m}{2} + \gamma(v),$$

$$\Omega_i = \omega - \omega_{mi}, \qquad i = n, k, \qquad (3)$$

где B — второй коэффициент Эйнштейна для поглощения [6]; ω, λ, $\mathbf{k}$ и I — частота, длина волны, волновой вектор и интенсивность монохроматического излучения; ω_{mi} — частота перехода $m \to i$; $\Gamma(v)$ — однородная полуширина линии поглощения, которая в общем случае зависит от скорости и является суммой спонтанной, $\Gamma_m/2$, и столкновительной, $\gamma(v)$, полуширин.

Для атомов щелочных металлов, находящихся в атмосфере инертных буферных газов, сечения столкновительных переходов $n \to k$, $k \to n$ между компонентами сверхтонкой структуры основного состояния очень малы — на 5–10 порядков меньше газокинетических сечений [7, с. 220]. Имея в виду эту ситуацию, далее будем рассматривать случай отсутствия столкновительного обмена между сверхтонкими компонентами n и k, т.е. будем полагать, что интегралы столкновений $S_n(\mathbf{v})$ и $S_k(\mathbf{v})$ в (1) обусловлены только упругим рассеянием. Тем самым выполняются условия для проявления оптической накачки уровней сверхтонкой структуры основного состояния.

Далее будем рассматривать случай, когда легкие атомы щелочных металлов ^{7}Li и ^{23}Na находятся в атмосфере тяжелого инертного газа Xe. В этом случае для описания столкновений резонансных частиц с буферными частицами вполне подходит модель газа Лоренца, применимая при условии $M/M_b \ll 1$, где M и M_b — соответственно массы резонансной и буферной частиц. Действительно, для легких атомов щелочных металлов ^{7}Li и ^{23}Na условие $M/M_b \ll 1$ выполнено, если они находятся в атмосфере тяжелого инертного газа Xe ($M/M_b = 0.053$ для атомов ^{7}Li в Xe и $M/M_b = 0.175$ для атомов ^{23}Na в Xe). Для лоренцевского газа ($M/M_b \ll 1$) при упругом рассеянии интегралы столкновений в уравнениях (1) имеют следующий вид [8,9]:

$$S_i(\mathbf{v}) = \frac{M}{M_b}\frac{1}{v^2}\frac{d}{dv}\left[v^2\nu_i(v)\left(v + \frac{v_T^2}{2}\frac{d}{dv}\right)\rho_i(\mathbf{v})\right] + N_b\, v\int \sigma_i(v,\theta)\Big[\rho_i(\mathbf{v}') - \rho_i(\mathbf{v})\Big]\, d\mathbf{n}', \tag{4}$$

где

$$v_T = \sqrt{\frac{2k_BT}{M}}, \qquad \cos\theta = \mathbf{n}\mathbf{n}', \qquad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{v}}{v}, \qquad \mathbf{n}' = \frac{\mathbf{v}'}{v},$$
$$v' = v = |\mathbf{v}|, \qquad i = n, k, m. \tag{5}$$

Здесь v_T — наиболее вероятная скорость поглощающих частиц; k_B — постоянная Больцмана; T — температура; $\mathbf{v}$ и $\mathbf{v}'$ — скорости поглощающей частицы до и после столкновения соответственно; $\sigma_i(v,\theta)$ — сечение упругого ($v' = v$) рассеяния на угол θ поглощающей частицы в состоянии i на буферной частице; $\nu_i(v)$ — транспортная частота столкновений поглощающей частицы в состоянии i с буферными частицами. Для газа Лоренца транспортная частота $\nu_i(v)$ отвечает за столкновения, изменяющие только направление скорости, но не ее величину. Заметное изменение абсолютной величины скорости легких поглощающих частиц происходит лишь в результате $M_b/M \gg 1$ столкновений, в то время как направление скорости меняется уже в одном столкновении. Дифференциальный и интегральный члены в (4) описывают соответственно изменение абсолютного значения и направления скорости легких поглощающих частиц при их столкновениях с тяжелыми буферными частицами.

Поглощающие атомы ^{7}Li и ^{23}Na на разных подуровнях сверхтонкой структуры основного состояния имеют практически одинаковые потенциалы взаимодействия в столкновениях с атомами буферного газа. Поэтому с большой точностью можно считать, что транспортные частоты столкновений на сверхтонких компонентах n и k равны между собой:

$$\nu_k(v) = \nu_n(v). \tag{6}$$

Для дальнейших расчетов удобно перейти к уравнениям для распределений населенностей по модулю скорости $\rho_i(v)$. Подставим интеграл столкновений (4) в уравнения (1) и проинтегрируем по направлениям скорости $\mathbf{v}$ (по $\mathbf{n}/4\pi$). В итоге можно получить следующие уравнения:

$$\Gamma_{mn}\rho_m(v) = NP_n(v) - \frac{M}{M_b}\frac{1}{v^2}\frac{d}{dv}\left[v^2\nu_n(v)\left(v + \frac{v_T^2}{2}\frac{d}{dv}\right)\rho_n(v)\right],$$
$$\Gamma_{mk}\rho_m(v) = NP_k(v) - \frac{M}{M_b}\frac{1}{v^2}\frac{d}{dv}\left[v^2\nu_k(v)\left(v + \frac{v_T^2}{2}\frac{d}{dv}\right)\rho_k(v)\right],$$
$$\sum_{i=n,k,m}\nu_i(v)\left[v + \frac{v_T^2}{2}\frac{d}{dv}\right]\rho_i(v) = 0, \tag{7}$$

где

$$\rho_i(v) \equiv \int \rho_i(\mathbf{v})\frac{d\mathbf{n}}{4\pi}, \quad P_j(v) \equiv \int P_j(\mathbf{v})\frac{d\mathbf{n}}{4\pi},$$
$$i = n, k, m, \quad j = n, k. \tag{8}$$

Последнее уравнение в (7) приведено в [8] для бесструктурных частиц и в [9] для двухуровневых частиц. Оно отражает вытекающее из уравнений (1) соотношение $S_m(\mathbf{v}) + S_n(\mathbf{v}) + S_k(\mathbf{v}) = 0$.

Поглощение слабоинтенсивного излучения

Для нахождения формы линии поглощения резонансных частиц ограничимся условием слабой интенсивности излучения, для чего должно выполняться условие

$$\varkappa \equiv \frac{BI}{\pi\Gamma(\Gamma_m + \nu_m^{tr})} \ll 1. \tag{9}$$

Здесь мы ввели среднюю транспортную частоту столкновений ν_i^{tr}, являющуюся результатом усреднения (см. ниже) частоты столкновений $\nu_i(v)$. Величина $\varkappa$ имеет смысл параметра насыщения: он характеризует степень выравнивания населенностей у частиц с резонансными скоростями (при $\Omega_i = \mathbf{kv}$).

Отметим здесь, что при ограничении (9) на интенсивность излучения возможно выполнение условия

$$\varkappa_0 \equiv \frac{BI}{\pi\Gamma\nu_n^{\mathrm{tr}}}\frac{M_b}{M} \gg 1, \tag{10}$$

означающего, что скорость вынужденных переходов $BI/\pi\Gamma$ может быть достаточно велика для того, чтобы в распределениях населенностей по модулю скорости v на уровнях n, k возникали изотропные неравновесные структуры (скорость их столкновительной релаксации равна $\nu_n^{\mathrm{tr}}M/M_b$). Именно этим обстоятельством — возникновением изотропных неравновесных структур на сверхтонких компонентах основного состояния с ростом интенсивности излучения — обусловлен эффект полевого сужения линии поглощения.

Найдем вероятность поглощения $P_i(v)$ в условиях (9). При ограничении (9) на интенсивность излучения в формуле (3) для $P_i(\mathbf{v})$ можно пренебречь населенностью $\rho_m(\mathbf{v})$ и, кроме того, считать амплитуду анизотропной части распределения $\rho_i(\mathbf{v})$ на уровнях $i = n, k$ малой по сравнению с амплитудой изотропной части. Тогда

$$NP_i(\mathbf{v}) = \frac{BI}{\pi} Y_i(\mathbf{v}) \rho_i(v), \quad i = n, k, \tag{11}$$

где $\rho_i(v)$ — изотропная часть распределения $\rho_i(\mathbf{v})$. Проинтегрировав (11) по направлениям скорости $\mathbf{v}$, найдем вероятность поглощения излучения в единицу времени на переходе $i \to m$ частицей с фиксированным модулем скорости v:

$$NP_i(v) = \frac{BI}{2\pi k} \frac{\psi_i(v)}{v} \rho_i(v), \tag{12}$$

где

$$\psi_i(v) = \arctan \frac{kv + \Omega_i}{\Gamma(v)} + \arctan \frac{kv - \Omega_i}{\Gamma(v)}, \quad i = n, k. \tag{13}$$

Для полной интегральной вероятности поглощения излучения

$$P = 4\pi \int_0^\infty v^2 [P_n(v) + P_k(v)]\, dv \tag{14}$$

с помощью (12) находим

$$P = \frac{2BI}{kN} \int_0^\infty v [\psi_n(v) \rho_n(v) + \psi_k(v) \rho_k(v)]\, dv. \tag{15}$$

Нормированный на максимальное значение контур линии поглощения газа атомов определяется формулой

$$F = \frac{P}{P_{max}}, \tag{16}$$

где P_{max} — максимальное значение P.

Найдем связь между населенностями $\rho_n(v)$ и $\rho_k(v)$ в формуле (15) для вероятности поглощения излучения. Из третьего уравнения в (7), пренебрегая населенностью $\rho_m(v)$ (при условии (9) имеем $\rho_m(v) \ll \rho_n(v), \rho_k(v)$) и учитывая (6), получаем следующее уравнение:

$$\left[v + \frac{v_T^2}{2} \frac{d}{dv} \right] [\rho_n(v) + \rho_k(v)] = 0. \tag{17}$$

Применяя условие нормировки $N_n + N_k \simeq N$ (здесь учтено принятое нами приближение $N_m \ll N$), отсюда находим:

$$\rho_n(v) + \rho_k(v) = NW(v),$$
$$W(v) = \left(\sqrt{\pi}\, v_T \right)^{-3} \exp\left(-\frac{v^2}{v_T^2} \right), \tag{18}$$

где $W(v)$ — распределение Максвелла.

Формула (15) для вероятности поглощения излучения с учетом выражения (18) принимает вид

$$P = \frac{2BI}{k} \int_0^\infty v \left[\psi_k(v) W(v) + [\psi_n(v) - \psi_k(v)] \frac{\rho_n(v)}{N} \right] dv. \tag{19}$$

Из этой формулы, в частности, видно, что для двухуровневых частиц (при $\omega_{kn} \to 0$ и, как следствие, при $\psi_n(v) = \psi_k(v)$) ширина линии поглощения не зависит от интенсивности излучения (при ограничении (9) на интенсивность излучения).

В выражении (19) для вероятности поглощения излучения находится одна неизвестная функция — распределение населенности по модулю скорости $\rho_n(v)$. Найдем уравнение для определения населенности $\rho_n(v)$. Сумма первых двух уравнений в (7) с учетом (6) дает

$$\Gamma_m \rho_m(v) = N[P_n(v) + P_k(v)]$$
$$- \frac{M}{M_b} \frac{1}{v^2} \frac{d}{dv} \left[v^2 \nu_n(v) \left(v + \frac{v_T^2}{2} \frac{d}{dv} \right) [\rho_n(v) + \rho_k(v)] \right]. \tag{20}$$

При максвелловском распределении суммы населенностей по модулю скорости (18) дифференциальный член в (20) равен нулю. Поэтому уравнение (20) принимает вид

$$\Gamma_m \rho_m(v) = N[P_n(v) + P_k(v)]. \tag{21}$$

Далее из первого уравнения в (7), используя (21), (12), (18), (2), получаем следующее дифференциальное уравнение для определения населенности $\rho_n(v)$:

$$\frac{BI}{2\pi k v} \left\{ [w_n \psi_k(v) + w_k \psi_n(v)] \rho_n(v) - w_n \psi_k(v) NW(v) \right\}$$
$$= \frac{M}{M_b} \frac{1}{v^2} \frac{d}{dv} \left[v^2 \nu_n(v) \left(v + \frac{v_T^2}{2} \frac{d}{dv} \right) \rho_n(v) \right], \tag{22}$$

где

$$w_i = \frac{g_i}{g_n + g_k}, \quad i = n, k. \tag{23}$$

Для численного решения задачи уравнение (22) целесообразно привести к следующему виду (здесь штрих в верхнем индексе означает дифференцирование по v):

$$v \rho_n''(v) + \left[2 + \frac{2v^2}{v_T^2} + \frac{v \nu_n'(v)}{\nu_n(v)} \right] \rho_n'(v)$$
$$+ \left\{ \frac{6v}{v_T^2} + \frac{2v^2}{v_T^2} \frac{\nu_n'(v)}{\nu_n(v)} \right.$$
$$\left. - \frac{Q}{v_T} \frac{\nu_n^{\mathrm{tr}}}{\nu_n(v)} [w_n \psi_k(v) + w_k \psi_n(v)] \right\} \rho_n(v)$$
$$+ \frac{Q}{v_T} \frac{\nu_n^{\mathrm{tr}}}{\nu_n(v)} w_n \psi_k(v) NW(v) = 0, \tag{24}$$

где введен безразмерный параметр

$$Q = \frac{BI}{\pi k v_T \nu_n^{\text{tr}}} \frac{M_b}{M}. \tag{25}$$

Решение уравнения (24) должно удовлетворять следующим граничным условиям:

$$\rho_n'(0) = 0, \quad \rho_n(v_0)\Big|_{v_0 \gg v_T} = 0. \tag{26}$$

Численный анализ полевого сужения линии поглощения

Дифференциальное уравнение (24) в общем виде можно решить только численно. Для выполнения дальнейших расчетов необходимо знать транспортную частоту столкновений $\nu_n(v)$ атомов ^{7}Li и ^{23}Na в основном состоянии с буферными частицами Xe. Связь транспортной частоты столкновений $\nu_i(v)$ в (24) с характеристиками элементарного акта рассеяния дается [9] известной формулой:

$$\nu_i(v) = \frac{\mu}{M} \frac{N_b \overline{v}_b}{\sqrt{\pi}\, v^3} \int_0^\infty u^2 \exp\left(-\frac{u^2+v^2}{\overline{v}_b{}^2}\right) F(uv)\, \sigma_i(u)\, du, \tag{27}$$

где

$$F(uv) = \frac{2uv}{\overline{v}_b{}^2} \cosh\left(\frac{2uv}{\overline{v}_b{}^2}\right) - \sinh\left(\frac{2uv}{\overline{v}_b{}^2}\right),$$

$$\mu = \frac{MM_b}{M+M_b}, \quad \overline{v}_b = \sqrt{\frac{2k_B T}{M_b}}, \tag{28}$$

u — величина относительной скорости резонансной и буферной частиц до столкновения; $\sigma_i(u)$ — транспортное сечение рассеяния поглощающей частицы в состоянии i на буферной частице. Сечения $\sigma_i(u)$ рассчитывались нами по точным формулам классической механики (см., например, [10,11]) с использованием неэмпирических (рассчитанных *ab initio*) потенциалов взаимодействия для систем сталкивающихся частиц Li–Xe и Na–Xe [12]. Таблично заданные потенциалы взаимодействия интерполировались кубическими сплайнами.

На рис. 2 показаны рассчитанные по формуле (27) зависимости от скорости v транспортных частот столкновений $\nu_n(v)$ для атомов ^{7}Li и ^{23}Na в буферном газе Xe.

Средняя транспортная частота столкновений ν_i^{tr} определяется выражением

$$\nu_i^{tr} = \frac{2}{v_T^2} \int (\mathbf{ev})^2 W(\mathbf{v}) \nu_i(v)\, d\mathbf{v}$$

$$= \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{\mu}{M} \frac{N_b}{u_T^5} \int_0^\infty u^5 \exp\left(-\frac{u^2}{u_T^2}\right) \sigma_i(u)\, du, \tag{29}$$

где $u_T = (2k_B T/\mu)^{1/2}$ — наиболее вероятная скорость относительного движения поглощающей и буферной частиц; $\mathbf{e}$ — единичный вектор в произвольно выбранном направлении. Частота столкновений ν_i^{tr} связана простой формулой с коэффициентом диффузии D_i частиц в состоянии i [9,13]:

$$D_i = \frac{v_T^2}{2\nu_i^{\text{tr}}}. \tag{30}$$

Результаты расчетов средних транспортных частот столкновений ν_n^{tr} для атомов ^{7}Li и ^{23}Na в основном состоянии, находящихся в буферной среде атомов ксенона, показаны на рис. 3.

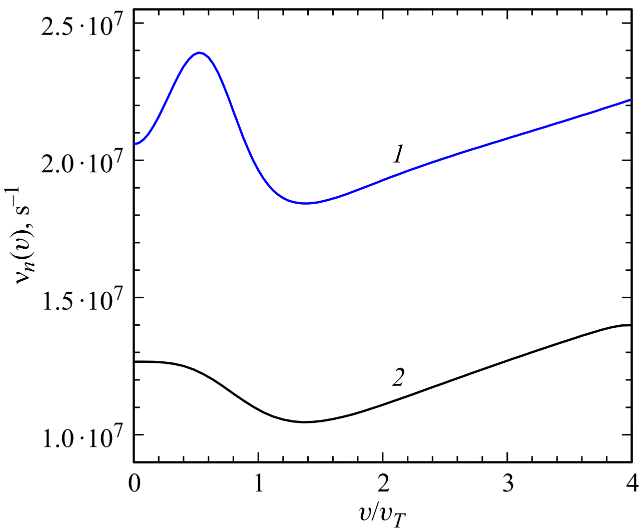

Рис. 2. Зависимость транспортной частоты столкновений $\nu_n(v)$ от модуля скорости v резонансных атомов при температуре $T = 300$ K и давлении буферного газа ксенона $p_{\text{Xe}} = 1$ Torr для систем сталкивающихся частиц ^{7}Li–Xe (*1*) и ^{23}Na–Xe (*2*). Расчет по потенциалам [12].

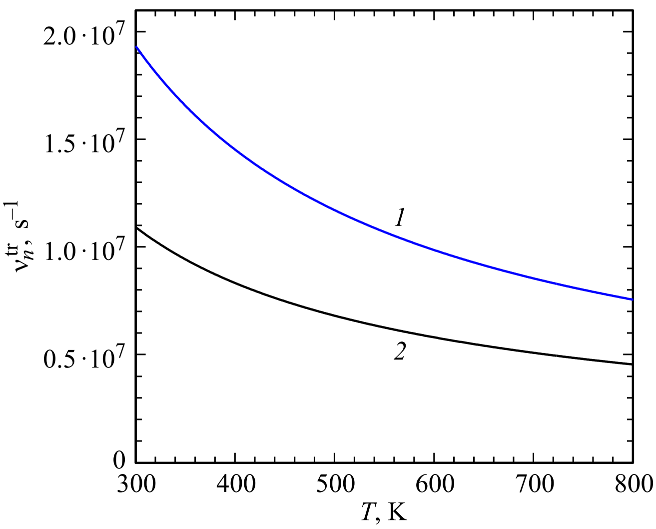

Рис. 3. Температурная зависимость средних транспортных частот столкновений атомов ^{7}Li (*1*) и ^{23}Na (*2*) в основном состоянии при их столкновении с атомами Xe при давлении газа ксенона $p_{\text{Xe}} = 1$ Torr. Расчет по потенциалам [12].

Используя формулы (16), (19), (24), мы численно исследовали контур линии поглощения атомов ^{7}Li и ^{23}Na в инертном буферном газе Xe. Для атомов лития и натрия, согласно данным сайта NIST [14], скорости спонтанного распада возбужденного состояния $^2P_{3/2}$ равны $\Gamma_m = 3.69 \cdot 10^7\,\mathrm{s}^{-1}$ и $\Gamma_m = 6.16 \cdot 10^7\,\mathrm{s}^{-1}$ соответственно, длины волн D_2-линии равны $\lambda = 670.8\,\mathrm{nm}$ и $\lambda = 589.0\,\mathrm{nm}$ соответственно. Анализ показывает, что влияние зависимости $\gamma(v)$ на эффект сужения линии поглощения незначительно и им можно пренебречь из-за того, что рассматривается случай большого доплеровского уширения. Именно поэтому при расчете контура линии поглощения мы пренебрегли зависимостью однородной полуширины линии поглощения $\Gamma(v)$ от скорости v и в формуле (13) для $\psi_i(v)$ полагали $\Gamma(v) = \Gamma = \mathrm{const}$. Конкретные значения величин $\Gamma = \Gamma_m/2 + \gamma$ для разных систем сталкивающихся частиц Li–Xe и Na–Xe определялись по данным [15] для коэффициентов ударного уширения β линии поглощения ($\beta = 12.01\,\mathrm{MHz/Torr}$ для атомов Li в атмосфере Xe и $\beta = 9.78\,\mathrm{MHz/Torr}$ для атомов Na в атмосфере Xe).

Рисунки 4 и 5 иллюстрируют изменение формы и сужение линии поглощения атомов ^{7}Li и ^{23}Na в буферном газе Xe при росте интенсивности излучения. В качестве отстройки Ω частоты излучения здесь введена величина

$$\Omega = \omega - \omega_0, \quad \omega_0 = \frac{\omega_{mn} + \omega_{mk}}{2}. \tag{31}$$

Частота ω_0 соответствует среднему арифметическому значению частот переходов ω_{mn} и ω_{mk}. Из рис. 4 и 5 видно, что с ростом интенсивности излучения частота максимума поглощения атомов ^{7}Li и ^{23}Na немного сдвигается в коротковолновую сторону. Для атомов ^{7}Li при температуре $T = 300\,\mathrm{K}$ и давлении буферного газа ксенона $p_{\mathrm{Xe}} = 0.002\,\mathrm{Torr}$ ширина линии на полувысоте уменьшается в 1.20 раза при росте интенсивности излучения от $1\,\mu\mathrm{W/cm^2}$ до $2.5\,\mathrm{mW/cm^2}$ (рис. 4). Для атомов ^{23}Na при $T = 600\,\mathrm{K}$ и $p_{\mathrm{Xe}} = 0.01\,\mathrm{Torr}$ ширина линии на полувысоте уменьшается в 1.29 раза при росте интенсивности излучения от $1\,\mu\mathrm{W/cm^2}$ до $6\,\mathrm{mW/cm^2}$ (рис. 5). Сужение наиболее сильно проявляется при доплеровском уширении линии поглощения (при $\Gamma \ll kv_T$, низкое давление буферного газа). В случае однородного уширения (при $\Gamma \gg kv_T$, высокое давление буферного газа) эффект сужения линии отсутствует. Величина эффекта сужения также зависит от температуры. Для атомов ^{7}Li сужение проявляется сильнее при низких температурах ($T \approx 300\,\mathrm{K}$), а для атомов ^{23}Na, наоборот, при повышенных температурах ($T \approx 600\,\mathrm{K}$).

На рис. 6 и 7 показаны рассчитанные на основе формул (16), (19), (24) ширины линии поглощения на полувысоте Γ_w для атомов ^{7}Li и ^{23}Na в зависимости от интенсивности излучения при различных значениях давления буферного газа Xe. Из рисунков видно, что ширина линии монотонно уменьшается с ростом интенсивности излучения (максимальное значение интенсивности излучения на рис. 6 и 7 ограничено условием (9) так, чтобы параметр насыщения $\varkappa$ не превышал значения 0.3). При одном и том же значении интенсивности излучения ширина линии поглощения тем меньше, чем меньше давление буферного газа.

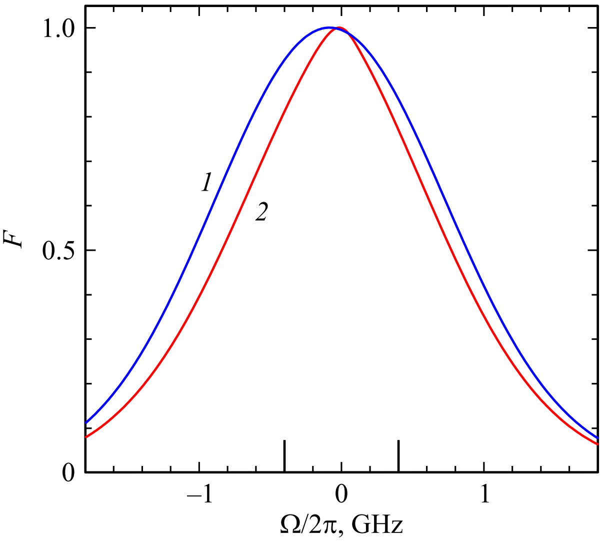

Рис. 4. Нормированный на максимальное значение контур линии поглощения атомов ^{7}Li в буферном газе Xe при $T = 300\,\mathrm{K}$, $p_{\mathrm{Xe}} = 0.002$ Torr; *1* — $I = 1\,\mu\mathrm{W/cm^2}$, *2* — $I = 2.5\,\mathrm{mW/cm^2}$. Вертикальными отрезками на оси абсцисс обозначены частоты, резонансные переходам $m - n$ и $m - k$.

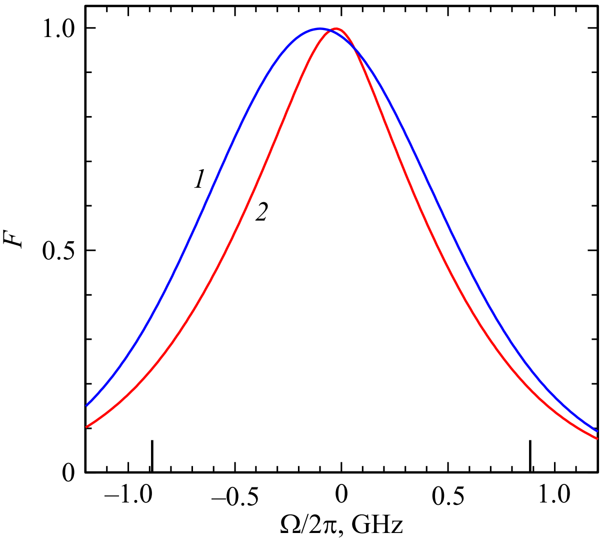

Рис. 5. Нормированный на максимальное значение контур линии поглощения атомов ^{23}Na в буферном газе Xe при $T = 600\,\mathrm{K}$, $p_{\mathrm{Xe}} = 0.01\,\mathrm{Torr}$; *1* — $I = 1\,\mu\mathrm{W/cm^2}$, *2* — $I = 6\,\mathrm{mW/cm^2}$. Вертикальными отрезками на оси абсцисс обозначены частоты, резонансные переходам $m - n$ и $m - k$.

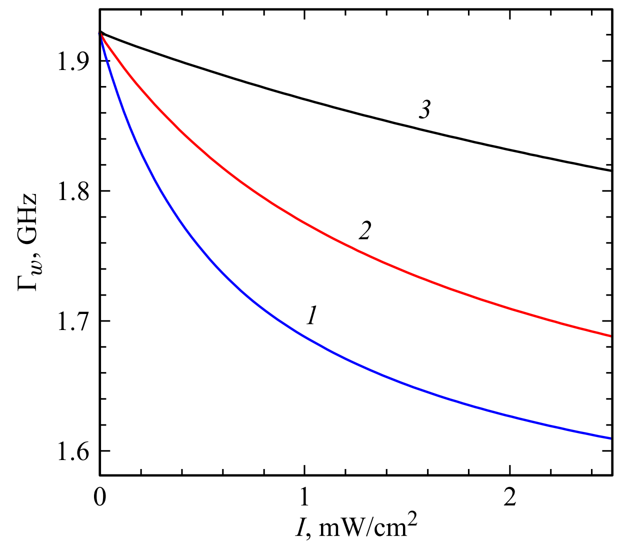

Рис. 6. Зависимость ширины линии поглощения атомов ^{7}Li от интенсивности излучения при различных значениях давления буферного газа Xe, $T = 300\,\mathrm{K}$; $p_{\mathrm{Xe}} = 0.002$ (*1*), $p_{\mathrm{Xe}} = 0.005$ (*2*), $p_{\mathrm{Xe}} = 0.02\,\mathrm{Torr}$ (*3*).

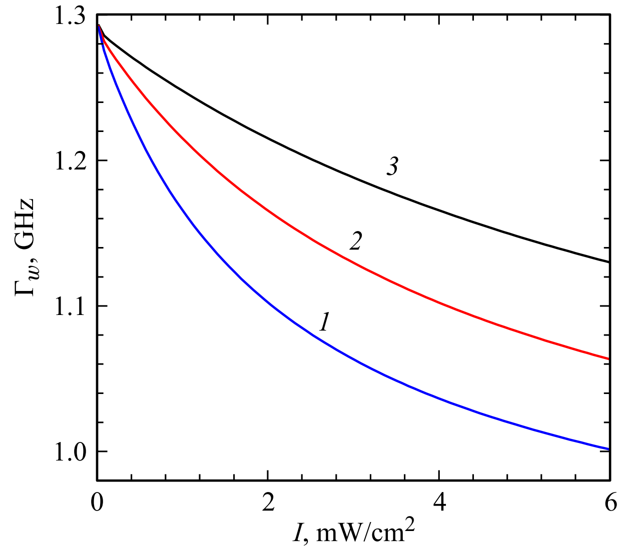

Рис. 7. Зависимость ширины линии поглощения атомов ^{23}Na от интенсивности излучения при различных значениях давления буферного газа Xe, $T = 600\,\mathrm{K}$; $p_{\mathrm{Xe}} = 0.01$ (*1*), $p_{\mathrm{Xe}} = 0.02$ (*2*), $p_{\mathrm{Xe}} = 0.04\,\mathrm{Torr}$ (*3*).

Для выяснения физической причины возникновения полевого сужения линии поглощения рассмотрим, как изменяются распределения населенностей $\rho_n(v)$ и $\rho_k(v)$ с ростом интенсивности излучения. На рис. 8 показаны распределения населенностей по модулю скорости на сверхтонких компонентах n и k основного состояния атомов ^{7}Li в буферном газе Xe при отстройке частоты излучения $\Omega/2\pi = -0.7$ GHz и остальных параметрах таких же, как на рис. 4. Линия поглощения при параметрах рис. 8 допплеровски уширена ($\Gamma/kv_T = 0.0024$).

В допплеровском предельном случае ($\Gamma \ll kv_T$) с излучением на уровне $i = n, k$ взаимодействуют лишь те атомы, у которых абсолютная величина скорости $v \geq |\Omega_i|/k$, т. е. функция взаимодействия излучения с атомами $\psi_i(v)$ (13) имеет вид ступеньки, начинающейся при $v = |\Omega_i|/k$:

$$\psi_i(v) = \begin{cases} 0, & \text{если } 0 \leq v < |\Omega_i|/k, \\ \pi, & \text{если } v \geq |\Omega_i|/k. \end{cases} \tag{32}$$

Полная вероятность поглощения P (15) при учете (32) пропорциональна сумме интегралов от функций $v\rho_n(v)$

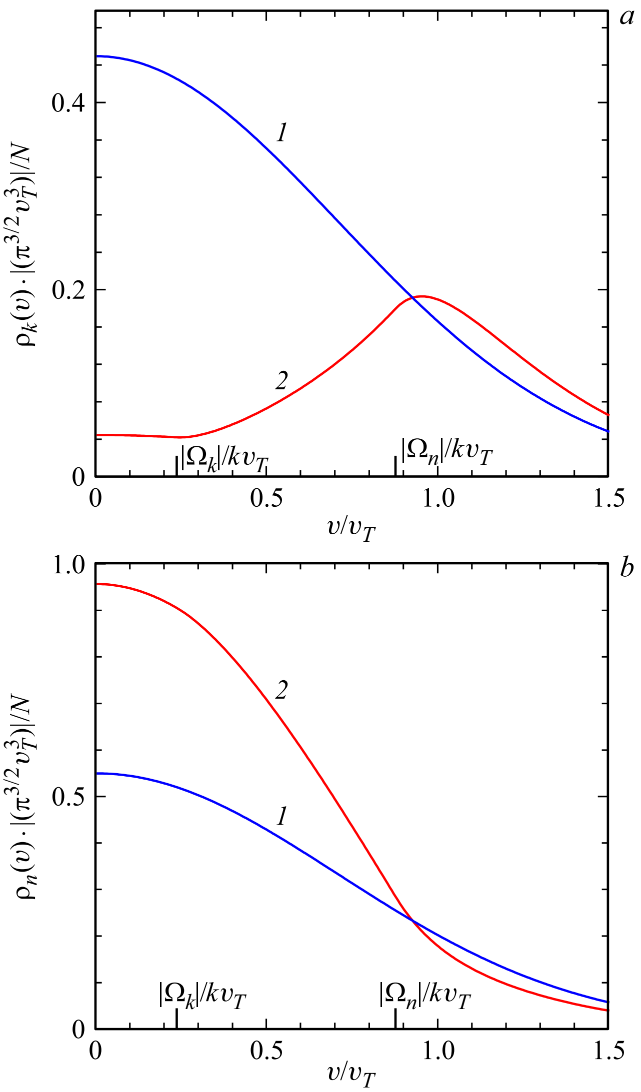

Рис. 8. Распределения населенностей по модулю скорости на сверхтонких уровнях k (*a*) и n (*b*) основного состояния атомов ^{7}Li в буферном газе Xe при $T = 300\,\mathrm{K}$, $p_{\mathrm{Xe}} = 0.002\,\mathrm{Torr}$, $\Omega/2\pi = -0.7\,\mathrm{GHz}$; *1* — $I = 1\,\mu\mathrm{W/cm^2}$, *2* — $I = 2.5\,\mathrm{mW/cm^2}$. Вертикальными отрезками на осях абсцисс обозначены абсолютные величины скорости v, равные $|\Omega_n|/k$ и $|\Omega_k|/k$.

и $v\rho_k(v)$:

$$P \propto \int\limits_{|\Omega_n|/k}^{\infty} v\rho_n(v)\,dv + \int\limits_{|\Omega_k|/k}^{\infty} v\rho_k(v)\,dv. \qquad (33)$$

Рассмотрим качественно распределение населенностей на уровнях n и k (рис. 8). Вследствие оптической накачки на уровень k «перекачиваются» с уровня n (через уровень m) частицы со скоростями $v \geq |\Omega_n|/k$, а на уровень n „перекачиваются" с уровня k частицы со скоростями $v \geq |\Omega_k|/k$. В интервал скоростей $|\Omega_k|/k \leq v \leq |\Omega_n|/k$ на уровне k могут попасть только частицы, уже находящиеся на уровне k, причем приход частиц в этот интервал возможен только за счет упругих столкновений на уровне k и скорость этого прихода равна $\nu_n^{\mathrm{tr}} M/M_b$. При низкой интенсивности излучения, такой, что $\varkappa_0 \ll 1$, никакого отклонения от максвелловского распределения по скоростям на уровнях n и k не происходит (кривые *1* на рис. 8). Ситуация, однако, резко изменяется при достаточно большой интенсивности излучения, такой, что $\varkappa_0 \gg 1$: населенность $\rho_k(v)$ в интервале скоростей $|\Omega_k|/k \leq v \leq |\Omega_n|/k$ обедняется и „не успевает" наполниться за счет столкновений, а населенность $\rho_n(v)$ в этом же интервале растет (кривые *2* на рис. 8).

Из сравнения распределений *1* и *2* на рис. 8 с учетом выражения (33) для P следует, что при прочих равных условиях вероятность поглощения для распределений 2 будет меньше, чем для распределений *1*. Это и означает, другими словами, сужение линии поглощения при переходе от распределений *1* к распределениям *2*, т.е. сужение линии поглощения при росте интенсивности излучения.

Заключение

В настоящей работе численно исследован эффект сужения линии поглощения легких атомов щелочных металлов ^{7}Li и ^{23}Na, находящихся в атмосфере тяжелого инертного газа Xe, при росте интенсивности излучения. При анализе использованы кинетические уравнения, упрощенные в соответствии с приближением $M/M_b \ll 1$. В этом приближении столкновительная релаксация скоростей резонансных частиц разбивается на два существенно различных по продолжительности этапа: релаксация по направлениям скорости (быстрый этап) и релаксация по модулю скорости (медленный этап). Для пар сталкивающихся частиц ^{7}Li–Xe и ^{23}Na–Xe соотношение $M/M_b \ll 1$ удовлетворительно выполняется.

Численный анализ показывает, что для атомов ^{7}Li и ^{23}Na ширина линии на полувысоте может уменьшиться в 1.2–1.3 раза при росте интенсивности излучения от 1 μW/cm^2 до нескольких mW/cm^2. Полевое сужение наиболее сильно проявляется при низких давлениях буферного газа $p_{\mathrm{Xe}} = 0.002-0.02$ Torr. Полевое сужение линии поглощения возникает из-за сильного изменения распределения населенностей по модулю скорости на сверхтонких компонентах n и k основного состояния резонансных атомов с ростом интенсивности излучения при условии $M/M_b \ll 1$.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет средств субсидии на финансовое обеспечение выполнения государственного задания (проект № АААА-А17-117052210003-4) в Институте автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] *Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М.* Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск: Наука, 1979. 312 с.

[2] *Демтрёдер В.* Лазерная спектроскопия: Основные принципы и техника эксперимента. М.: Наука, 1985. 608 с.; *Demtröder W.* Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2003. 1008 p.

[3] *Летохов В.С., Чеботаев В.П.* Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. М.: Наука, 1990. 512 с.; *Letokhov V.S., Chebotayev V.P.* Nonlinear Laser Spectroscopy. Berlin: Springer-Verlag, 1977. 466 p.

[4] *Гельмуханов Ф.Х., Пархоменко А.И.* // ЖЭТФ. 1995. Т. 107. № 6. С. 1853;
Gel'mukhanov F.Kh., Parkhomenko A.I. // JETP. 1995. V. 80. N 6. P. 1029.

[5] *Радциг А.А., Смирнов Б.М.* Параметры атомов и атомных ионов: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986. 344 с.; *Radzig A.A., Smirnov B.M.* Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1985. 463 p.

[6] *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977. 320 с.; *Sobel'man I.I.* Introduction to the Theory of Atomic Spectra. Oxford, New York: Pergamon Press, 1972. 626 p.

[7] *Happer W.* // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. N 2. P. 169. doi 10.1103/RevModPhys.44.169

[8] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.; *Lifshitz E.M., Pitaevskii L.P.* Physical Kinetics. Oxford, New York, Paris: Pergamon Press, 1981. 452 p.

[9] *Gel'mukhanov F.Kh., Il'ichov L.V., Shalagin A.M.* // Physica A. 1986. V. 137. N 3. P. 502. doi 10.1016/0378-4371(86)90092-0

[10] *Ферцигер Дж., Капер Г.* Математическая теория процессов переноса в газах. М.: Мир, 1976. 556 с.; *Ferziger J.H., Kaper H.G.* Mathematical Theory of Transport Processes in Gases. Amsterdam, London: North-Holland Publishing Company, 1972.

[11] *Mason E.A., McDaniel E.W.* Transport properties of ions in gases. N.Y., Toronto: John Wiley & Sons, 1988. 560 p.

[12] *Galbis E., Douady J., Jacquet E., Giglio E., Gervais B.* // J. Chem. Phys. 2013. V. 138. N 1. P. 014314. doi 10.1063/1.4773019
[13] *Rautian S.G., Shalagin A.M.* Kinetic Problems of Nonlinear Spectroscopy. Amsterdam, N.Y.: Elsevier Science Publ. Comp., 1991. 439 p.
[14] Электронный ресурс. Режим доступа: https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database
[15] *Allard N., Kielkopf J.* // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. N 4. P. 1103. doi 10.1103/RevModPhys.54.1103