

ИНДУЦИРОВАННОЕ СТОЛКНОВЕНИЯМИ УСИЛЕНИЕ КОРОТКОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЕРЕХОДАХ В ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ АТОМОВ

*А. И. Пархоменко**, *А. Н. Усольцев*, *А. М. Шалагин***

*Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

*Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 31 января 2008 г.

Теоретически исследован новый вариант получения коротковолновой лазерной генерации на переходе между высоковозбужденным и основным состояниями активных атомов, находящихся в атмосфере буферного газа. Механизм получения инверсии населенностей на этом переходе обусловлен установлением за счет частых столкновений локального бальмановского распределения населенностей в группе высоковозбужденных уровней. Если возбуждение высоколежащего уровня осуществляется двумя источниками лазерного излучения с частотами ω_1 и ω_2 , то можно получить коротковолновую генерацию на частоте, близкой к суммарной $\omega_1 + \omega_2$. Проведен анализ условия возникновения инверсии населенностей и получены простые аналитические формулы. Показано, что индуцированное столкновениями усиление коротковолнового излучения может возникать при интенсивностях накачки порядка 100 Вт/см^2 . При интенсивностях накачки порядка 1000 Вт/см^2 коэффициент усиления коротковолнового излучения может достигать значения 3 см^{-1} (при концентрации активных атомов $N \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$), что при длине активной среды порядка 10 см достаточно для развития генерации за один проход через активную среду (режим сверхсветимости).

PACS: 42.50.Hz, 32.70.-n

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена исследованию нового варианта получения коротковолновой лазерной генерации на переходах в основное состояние, который был впервые предложен в статье [1]. Предметом нашего рассмотрения является двухкомпонентный газ, состоящий из атомов, резонансно взаимодействующих с лазерным излучением, и буферных частиц, играющих роль термостата. Мы хотим обратить внимание на то, что совместное действие процессов оптического возбуждения атомов и их столкновений с частицами буферного газа способно при определенных условиях приводить к возникновению инверсии населенностей на переходе из высоко возбу-

жденного в основное состояние. Наша цель состоит в количественном описании этого явления.

Рисунок 1, на котором показана схема уровней, участвующих в процессе, поясняет идею предлагаемого метода. Двухквантовое возбуждение двумя источниками лазерного излучения переводит атомы из основного состояния n на высокорасположенный уровень энергии m . Состояние m выбирается таким образом, чтобы ниже вблизи него (в пределах тепловой энергии $k_B T$) существовал уровень k , радиационно связанный с основным состоянием, но не возмущенный внешним полем. Очевидно, что столкновения с буферными частицами будут эффективно перемешивать только эти близкие уровни. Существование возникающего при этом явления особенно легко понять в предельном случае сильных полей накачки и большого давления буферного газа. Предположим, что интенсивности обоих излучений велики

*E-mail: par@iae.nsk.su

**E-mail: shalagin@iae.nsk.su

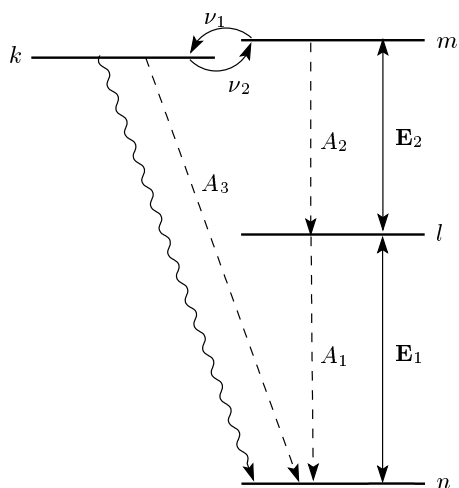


Рис. 1. Схема уровней и переходов. Сплошными стрелками обозначены переходы под действием излучения, штриховыми — спонтанные радиационные переходы, изогнутыми — столкновительные переходы. Усиление осуществляется на переходе $k-n$ в основное состояние n

настолько, что обеспечивают выравнивание населенностей состояний n и m , а столкновительные переходы $m \leftrightarrow k$ происходят так часто, что за характерные релаксационные времена между состояниями m и k успевает установиться больцмановское распределение населенностей. Тогда населенность уровня k превышает на больцмановский фактор населенности как уровня m , так и основного состояния n . Таким образом, на переходе $k-n$ формируется инверсия населенностей и возникает возможность генерации лазерного излучения (на рис. 1 она условно показана волнистой стрелкой). Частота генерируемого излучения, как видно, близка к суммарной частоте возбуждающих полей и может находиться в ультрафиолетовой области спектра.

Механизм создания инверсии, подобный описанному, но включающий лишь одноквантовое возбуждение атомов, уже был реализован экспериментально и интерпретирован теоретически [2–4]. В этих работах пары щелочных металлов (калия [2], натрия [3], рубидия [4]), находящиеся в присутствии буферного газа при давлении порядка нескольких сотен Торр, облучались лазерным источником, настроенным вблизи резонанса с D_2 -линией, и было зафиксировано когерентное излучение на несколько меньшей частоте D_1 -линии. В реальных условиях экспериментов [2, 3] генерация осуществлялась в режиме сверхсветимости. В работе [1] также была получена сверхсветимость на переходе в основ-

ное состояние атомов натрия, причем в этом случае специфическое использование поляризационных эффектов позволило добиться генерации на частоте D_2 -линии при накачке D_1 -линии, т. е. осуществить преобразование частоты в сторону ее увеличения.

Поставленная нами задача может рассматриваться как расширение области применения идей, лежащих в основе интерпретации результатов работ [2–4], на случай более сложной системы, благодаря чему частота генерируемого излучения может находиться в более высокочастотной области спектра. Между тем использование двухквантового перехода для возбуждения атомов имеет определенные особенности. Как следует из приведенных выше соображений, для проявления эффекта каждое из полей должно быть достаточно сильным, чтобы вызывать значительное изменение населенностей. В этих условиях резонансные радиационные процессы имеют достаточно сложный характер по сравнению со случаем двухуровневой системы, и их интерпретация тоже не столь очевидна, как в таком простом случае. Кроме того, при рассмотрении высоковозбужденных атомов часто необходимо принимать во внимание другие квантовые состояния, не включенные в схему на рис. 1. Эти обстоятельства должны быть учтены при количественном описании явления.

Работа построена следующим образом. В разд. 2 описываются радиационные процессы в модельной квантовой системе со схемой уровней, изображенной на рис. 1. Получены общие формулы, определяющие величину инверсии населенностей на переходе в основное состояние. В разд. 3 проанализированы условия возникновения инверсии населенностей и получены простые аналитические формулы. В разд. 4 рассмотрены особенности реальных атомных систем и проведен расчет для атомов лития.

2. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим газ поглощающих излучение частиц, находящихся в смеси с буферным газом. Столкновениями между поглощающими частицами пренебрежем, полагая концентрацию буферного газа много большей концентрации поглощающего газа. Пусть на поглощающие частицы, схема уровней которых показана на рис. 1, воздействуют два монохроматических поля $\text{Re } \mathbf{E}_1 \exp(-i\omega_1 t)$ и $\text{Re } \mathbf{E}_2 \exp(-i\omega_2 t)$ с частотами ω_1 и ω_2 , близкими к частотам ω_{ln} и ω_{ml} переходов $l-n$ и $m-l$ между уровнями (\mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 — напряженности электрических полей излучений). Будем рассматривать случай однородного уширения

линий поглощения, когда доплеровская ширина мала по сравнению с ударной (случай достаточно высокого давления буферного газа). Взаимодействие излучения с частицами описывается следующими кинетическими уравнениями для элементов матрицы плотности [5]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} + A_2 + \nu_1\right) \rho_m &= \nu_2 \rho_k - 2 \operatorname{Re}(iG_2^* \rho_{ml}), \\ \left(\frac{d}{dt} + A_1\right) \rho_l &= A_2 \rho_m + 2 \operatorname{Re}(iG_2^* \rho_{ml}) - \\ &\quad - 2 \operatorname{Re}(iG_1^* \rho_{ln}), \\ \frac{d}{dt} \rho_n &= A_1 \rho_l + A_3 \rho_k + 2 \operatorname{Re}(iG_1^* \rho_{ln}), \\ \frac{d}{dt} \rho_k &= \nu_1 \rho_m - (\nu_2 + A_3) \rho_k, \\ \left(\frac{d}{dt} + \Gamma_1 - i\Omega_1\right) \rho_{ln} &= iG_1 (\rho_n - \rho_l) + iG_2^* \rho_{mn}, \\ \left(\frac{d}{dt} + \Gamma_2 - i\Omega_2\right) \rho_{ml} &= iG_2 (\rho_l - \rho_m) - iG_1^* \rho_{mn}, \\ \left(\frac{d}{dt} + \Gamma_3 - i\Omega_3\right) \rho_{mn} &= iG_2 \rho_{ln} - iG_1 \rho_{ml}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= \omega_1 - \omega_{ln}, \quad \Omega_2 = \omega_2 - \omega_{ml}, \\ \Omega_3 &= \Omega_1 + \Omega_2, \\ G_1 &= \frac{d_{ln} E_1}{2\hbar}, \quad G_2 = \frac{d_{ml} E_2}{2\hbar}, \\ \Gamma_1 &= \frac{A_1}{2} + \gamma_1, \quad \Gamma_2 = \frac{A_1 + A_2}{2} + \gamma_2, \\ \Gamma_3 &= \frac{A_2}{2} + \gamma_3. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ρ_i — населенность уровня i ($i = n, l, m, k$); d_{ln} и d_{ml} — матричные элементы дипольных моментов переходов $l \rightarrow n$ и $m \rightarrow l$; A_1 , A_2 и A_3 — скорости спонтанного распада уровней соответственно l , m и k по каналам $l \rightarrow n$, $m \rightarrow l$ и $k \rightarrow n$; частоты ν_1 и ν_2 характеризуют столкновительные переходы по каналам соответственно $m \rightarrow k$ и $k \rightarrow m$; γ_1 , γ_2 и γ_3 — скорости затухания из-за столкновений недиагональных матричных элементов (когерентностей) соответственно ρ_{ln} , ρ_{ml} и ρ_{mn} ; Γ_1 , Γ_2 и Γ_3 — полуширины линий поглощения (Γ_3 характеризует двухфотонный процесс). Населенности уровней связаны с концентрацией N поглощающих частиц соотношением (условие нормировки)

$$\rho_n + \rho_l + \rho_m + \rho_k = N. \quad (3)$$

В стационарных условиях, которые мы и будем рассматривать в дальнейшем, система уравнений (1) становится алгебраической:

$$\begin{aligned} (A_2 + \nu_1) \rho_m &= \nu_2 \rho_k - 2 \operatorname{Re}(iG_2^* \rho_{ml}), \\ A_1 \rho_l + A_3 \rho_k + 2 \operatorname{Re}(iG_1^* \rho_{ln}) &= 0, \\ \nu_1 \rho_m &= (\nu_2 + A_3) \rho_k, \\ (\Gamma_1 - i\Omega_1) \rho_{ln} &= iG_1 (\rho_n - \rho_l) + iG_2^* \rho_{mn}, \\ (\Gamma_2 - i\Omega_2) \rho_{ml} &= iG_2 (\rho_l - \rho_m) - iG_1^* \rho_{mn}, \\ (\Gamma_3 - i\Omega_3) \rho_{mn} &= iG_2 \rho_{ln} - iG_1 \rho_{ml}. \end{aligned} \quad (4)$$

Для населенностей уровней из первых трех уравнений в формуле (4) с учетом нормировки (3) получаем следующие выражения:

$$\begin{aligned} \rho_n &= N \left(1 - \frac{P_1}{A_1} - \tau_n P_2\right), \\ \rho_l &= N \left(\frac{P_1}{A_1} - \tau_l P_2\right), \\ \rho_m &= N \tau_m P_2, \quad \rho_k = \xi \rho_m, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \tau_m &= \frac{1}{A_2 + \xi A_3}, \quad \tau_l = \frac{A_3}{A_1} \xi \tau_m, \\ \tau_n &= \left[1 + \left(1 - \frac{A_3}{A_1}\right) \xi\right] \tau_m, \quad \xi = \frac{\nu_1}{\nu_2 + A_3}. \end{aligned} \quad (6)$$

Величины P_1 и P_2 , определенные как

$$P_1 \equiv -\frac{2}{N} \operatorname{Re}(iG_1^* \rho_{ln}), \quad P_2 \equiv -\frac{2}{N} \operatorname{Re}(iG_2^* \rho_{ml}),$$

суть вероятности поглощения излучения соответственно на частотах ω_1 и ω_2 (число актов поглощения излучения в единицу времени в расчете на один поглощающий атом).

Из последних трех уравнений в (4) находим выражения для вероятностей поглощения через населенности уровней:

$$\begin{aligned} P_1 &= 2|G_1|^2 B_1 \frac{\rho_n - \rho_l}{N} + 2|G_1|^2 |G_2|^2 J \frac{\rho_l - \rho_m}{N}, \\ P_2 &= 2|G_2|^2 B_2 \frac{\rho_l - \rho_m}{N} + 2|G_1|^2 |G_2|^2 J \frac{\rho_n - \rho_l}{N}, \end{aligned} \quad (7)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} B_1 &= \operatorname{Re} \frac{(\Gamma_2 - i\Omega_2)(\Gamma_3 - i\Omega_3) + |G_1|^2}{D}, \\ B_2 &= \operatorname{Re} \frac{(\Gamma_1 - i\Omega_1)(\Gamma_3 - i\Omega_3) + |G_2|^2}{D}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$J = \operatorname{Re} \frac{1}{D}, \quad D = (\Gamma_1 - i\Omega_1)(\Gamma_2 - i\Omega_2) \times \\ \times (\Gamma_3 - i\Omega_3) + (\Gamma_1 - i\Omega_1)|G_1|^2 + (\Gamma_2 - i\Omega_2)|G_2|^2.$$

Согласно формуле (7) вероятности поглощения P_1 и P_2 являются суммой двух слагаемых. Первые слагаемые в правой части формул для P_1 и P_2 описывают

вероятности переходов между соседними уровнями энергии (ступенчатые переходы). Вторые слагаемые в правой части формул для P_1 и P_2 , пропорциональные J , учитывают так называемые нелинейные интерференционные эффекты [5], обусловленные возникновением когерентности ρ_{mn} между состояниями m и n (когерентные двухфотонные переходы).

Подставив населенности ρ_i из (5) в (7), получаем два уравнения для вероятностей поглощения P_1 и P_2 , из которых находим:

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{2|G_1|^2}{Q} [B_1 + 2|G_2|^2(\tau_m + \tau_l)E], \\ P_2 &= \frac{2|G_1|^2|G_2|^2}{Q} \left[J + \frac{2E}{A_1} \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} Q &= 1 + 2\kappa_1 + \kappa_2 \left(1 + \frac{A_3}{A_1} \xi \right) + \\ &+ \kappa_1 \kappa_2 \left\{ (3 + \xi) \left(1 - \frac{\kappa_1 \kappa_2 A_1 J^2}{4\tau_m B_1^2 B_2^2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{[A_1(\tau_n - \tau_l) - 1] J}{2\tau_m B_1 B_2} \right\}, \\ E &= B_1 B_2 - |G_1|^2 |G_2|^2 J^2, \\ \kappa_1 &= \frac{2|G_1|^2 B_1}{A_1}, \quad \kappa_2 = 2|G_2|^2 B_2 \tau_m. \end{aligned} \quad (10)$$

На основании формул (5) и (9) легко найти конечные выражения для населенности каждого уровня. Для интересующей нас разности населенностей уровней k и n результат имеет вид

$$\begin{aligned} \rho_k - \rho_n &= N \left[\frac{P_1}{A_1} + (\tau_n + \xi \tau_m) P_2 - 1 \right] = N \frac{Q_{nk}}{Q}, \\ Q_{nk} &= \kappa_1 \kappa_2 \left\{ (\xi - 1) \left(1 - \frac{\kappa_1 \kappa_2 A_1 J^2}{4\tau_m B_1^2 B_2^2} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{[A_2 + \xi(A_1 + 2A_3)] J}{2B_1 B_2} \right\} - \\ &\quad - \kappa_1 - \kappa_2 \left(1 + \frac{A_3}{A_1} \xi \right) - 1. \end{aligned} \quad (11)$$

Коэффициент усиления g излучения в центре линии на переходе $k-n$ связан с разностью населенностей уровней известным соотношением (см., например, [6])

$$g = \frac{\lambda^2 A_3}{4\pi\Gamma} (\rho_k - \rho_n), \quad (12)$$

где λ — длина волны перехода $k-n$, Γ — полуширина линии поглощения на переходе $k-n$ ($\Gamma = A_3/2 + \gamma$, где γ — ударная полуширина линии на переходе $k-n$).

По формуле (11) несложно численно рассчитать разность населенностей уровней k и n при любых параметрах задачи. Однако выражение (11) достаточно громоздко и сложно для анализа. В следующем разделе проведен анализ условия возникновения инверсии населенностей и получены простые аналитические формулы.

3. ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ НА ПЕРЕХОДЕ В ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ

Анализ показывает, что при не слишком высоких интенсивностях излучений, а именно, при

$$\begin{aligned} \frac{|G_1|^2}{|(\Gamma_2 - i\Omega_2)(\Gamma_3 - i\Omega_3)|} &\ll 1, \\ \frac{|G_2|^2}{|(\Gamma_1 - i\Omega_1)(\Gamma_3 - i\Omega_3)|} &\ll 1 \end{aligned} \quad (13)$$

в формулах (7) для вероятностей поглощения можно пренебречь членами, пропорциональными J , и полагать

$$\begin{aligned} B_i &= \frac{\Gamma_{ief}}{\Gamma_{ief}^2 + \Omega_i^2}, \quad \Gamma_{ief} = \Gamma_1 + \frac{|G_2|^2 \Gamma_3}{\Gamma_3^2 + \Omega_3^2}, \\ \Gamma_{2ef} &= \Gamma_2 + \frac{|G_1|^2 \Gamma_3}{\Gamma_3^2 + \Omega_3^2}, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (14)$$

При этом из (9) получаем простые формулы для вероятностей поглощения:

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{\kappa_1 A_1}{Q} + A_1 (\tau_m + \tau_l) P_2, \quad P_2 = \frac{\kappa_1 \kappa_2}{Q \tau_m}, \\ \kappa_1 &= \frac{2|G_1|^2 \Gamma_{ief}}{A_1 (\Gamma_{ief}^2 + \Omega_1^2)}, \quad \kappa_2 = \frac{2|G_2|^2 \tau_m \Gamma_{2ef}}{\Gamma_{2ef}^2 + \Omega_2^2}, \\ Q &= 1 + 2\kappa_1 + \kappa_2 \left(1 + \frac{A_3}{A_1} \xi \right) + \kappa_1 \kappa_2 (3 + \xi). \end{aligned} \quad (15)$$

Формулы (15) для P_1 , P_2 описывают вероятности ступенчатых переходов и не учитывают когерентные двухфотонные переходы. Заметим, что в случае достаточно высокого давления буферного газа, который мы и рассматриваем, формулы (15) для P_1 , P_2 могут быть справедливы и при $\kappa_1, \kappa_2 \gg 1$ (при высоком давлении выполнены соотношения $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3 \gg A_1, A_2, A_3$ и поэтому в условиях (13) возможно выполнение неравенств $\kappa_1, \kappa_2 \gg 1$).

Условия (13) применимости формул (15) фактически соответствуют приближению модифицированных балансных уравнений для населенностей уровней. Суть этого приближения состоит в том, что в уравнениях (4) для элементов матрицы плотности

в условиях (13) можно полагать $\rho_{mn} = 0$ и при этом сделать замену $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_{1ef}$, $\Gamma_2 \rightarrow \Gamma_{2ef}$. Замена $\Gamma_1 \rightarrow \Gamma_{1ef}$ означает, что воздействие излучения на переход $m-l$ приводит к росту скорости релаксации недиагонального элемента ρ_{ln} (к уширению линии) на смежном переходе $l-n$ от величины Γ_1 до величины Γ_{1ef} . Это и понятно, поскольку вынужденные переходы с уровня l на уровень m под действием излучения с частотой ω_2 нарушают фазу дипольного момента, наведенного на переходе $l-n$, что и проявляется в уширении линии. Аналогичные рассуждения справедливы и в отношении замены $\Gamma_2 \rightarrow \Gamma_{2ef}$. Заметим, что в условиях (13) отличие величин Γ_{ief} от Γ_i ($i = 1, 2$) может быть значительным только в случае двухфотонного резонанса ($|\Omega_3| \lesssim \Gamma_3$) при одновременно больших отстройках от однофотонных резонансов ($|\Omega_1| \gg \Gamma_1, |\Omega_2| \gg \Gamma_2$). Вблизи однофотонных резонансов ($|\Omega_1| \lesssim \Gamma_1, |\Omega_2| \lesssim \Gamma_2$) отличие Γ_{ief} от Γ_i пренебрежимо мало и можно полагать, что $\Gamma_{ief} = \Gamma_i$.

Согласно (5) и (15) разность населенностей уровней k и n в условиях (13) определяется выражением

$$\frac{\rho_k - \rho_n}{N} = \frac{\varkappa_1 \varkappa_2 (\xi - 1) - \varkappa_1 - \varkappa_2 \left(1 + \frac{A_3}{A_1} \xi\right) - 1}{1 + 2\varkappa_1 + \varkappa_2 \left(1 + \frac{A_3}{A_1} \xi\right) + \varkappa_1 \varkappa_2 (3 + \xi)}. \quad (16)$$

Она является функцией безразмерных величин \varkappa_1, \varkappa_2 (15). Физический смысл этих величин становится понятным на основе следующих из формул (5) и (15) соотношений:

$$\rho_l - \rho_m = \frac{\rho_l}{1 + \varkappa_2}, \quad \frac{\rho_n - \rho_l}{N} = \frac{1 + \varkappa_2 \left(1 + \frac{A_3}{A_1} \xi\right)}{1 + 2\varkappa_1 + \varkappa_2 \left(1 + \frac{A_3}{A_1} \xi\right) + \varkappa_1 \varkappa_2 (3 + \xi)}. \quad (17)$$

Величина \varkappa_2 , как видно из первого соотношения (17), характеризует степень выравнивания населенностей уровней l и m и по этой причине ее можно интерпретировать как параметр насыщения для перехода $m-l$. Величина \varkappa_1 играет аналогичную роль для нижнего перехода $l-n$ в случае, когда отсутствует излучение с частотой ω_2 (при $\varkappa_2 = 0$).

Согласно принципу детального равновесия, частоты ν_1 и ν_2 столкновительных переходов $m \rightarrow k$ и $k \rightarrow m$ связаны между собой соотношением

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \exp \frac{\Delta E}{k_B T}, \quad (18)$$

где $\Delta E = E_m - E_k$ — разность энергий уровней m и k , T — температура, k_B — постоянная Больцмана. С учетом этого соотношения из (16) следует, что возникновение инверсии населенностей на переходе $k-n$ возможно, если выполнено условие

$$\varkappa_1 \varkappa_2 \left(\frac{\exp \frac{\Delta E}{k_B T}}{1 + A_3/\nu_2} - 1 \right) > 1 + \varkappa_1 + \varkappa_2 \left(1 + \frac{A_3}{A_1} \frac{\exp \frac{\Delta E}{k_B T}}{1 + A_3/\nu_2} \right). \quad (19)$$

Для справедливости этого условия прежде всего нужно, чтобы выполнялось неравенство

$$\exp \frac{\Delta E}{k_B T} > 1 + \frac{A_3}{\nu_2}, \quad (20)$$

что возможно при достаточно высоком давлении буферного газа и при $\Delta E > 0$ (уровень k должен быть расположен ниже уровня m). Кроме того, необходимы достаточно высокие интенсивности возбуждающих излучений, чтобы величина каждого из параметров \varkappa_1, \varkappa_2 была больше единицы. Если отношение параметров характеризовать величиной $\alpha \equiv \varkappa_2/\varkappa_1$, то при $\nu_2 \gg A_3$ (высокое давление буферного газа) условию (19) можно придать более простой вид:

$$\varkappa_1 > \frac{1 + \frac{1}{\alpha} + \frac{A_3}{A_1} \exp \frac{\Delta E}{k_B T}}{\exp \frac{\Delta E}{k_B T} - 1}. \quad (21)$$

Если значение параметра $\Delta E/k_B T$ не слишком мало, то выполнение условия (21) для типичных интенсивностей лазерного излучения не вызывает затруднений.

Оценим интенсивности излучений, при которых возникает инверсия населенностей на переходе $k-n$. Примем $\Delta E/k_B T = 0.5$, $A_3 \ll A_1$, $\alpha \approx 1$. Из формулы (21) видно, что при этом для возникновения инверсии населенностей необходимы значения параметров насыщений $\varkappa_2 \sim \varkappa_1 > 3$. Для оценки параметров насыщений воспользуемся соотношением

$$|G_i|^2 = \frac{\lambda_i^3 A_i I_i}{16\pi^2 \hbar c}, \quad i = 1, 2, \quad (22)$$

где λ_1 и λ_2 — длины волн переходов $l-n$ и $m-l$; I_1 и I_2 — интенсивности излучений, резонансных переходам соответственно $l-n$ и $m-l$. Примем также, что

$I_1 \sim I_2, \lambda_1 \sim \lambda_2, A_1 \sim A_2, \Gamma_1 \sim \Gamma_2, |\Omega_1| \sim |\Omega_2| \lesssim \Gamma_1$.
Тогда для параметров насыщений имеем оценку

$$\varkappa_2 \sim \varkappa_1 \sim \frac{\lambda_1^3 I_1}{8\pi^2 \hbar c \Gamma_1} > 3.$$

Отсюда при $\lambda_1 \approx 6 \cdot 10^{-5}$ см, $\Gamma_1 \approx 3 \cdot 10^{10}$ с⁻¹ (это значение Γ_1 соответствует давлению буферного газа приблизительно 0.5 атм) получаем, что инверсия населенностей на переходе $k-n$ достигается при $I_2 \sim I_1 > 100$ Вт/см².

В предельном случае $\varkappa_1, \varkappa_2 \gg 1$ и достаточно высоком давлении буферного газа (при $\nu_2 \gg A_3$) для разности населенностей уровней k и n из формулы (16) получаем

$$\frac{\rho_k - \rho_n}{N} = \frac{\exp \frac{\Delta E}{k_B T} - 1}{3 + \exp \frac{\Delta E}{k_B T}}. \quad (23)$$

Оценим, используя выражения (23) и (12), коэффициент усиления g коротковолнового излучения в центре линии на переходе $k-n$. Примем $\Delta E/k_B T = 0.5$, $\lambda \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см, $A_3 \approx 10^7$ с⁻¹, $\Gamma \approx 3 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $N \approx 9 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Тогда из (12), (23) получаем $g \approx 3$ см⁻¹. При длине активной среды $L = 7$ см параметр $gL \approx 21$. В соответствии с критерием из работы [7] при таких значениях gL следует уже говорить о режиме сверхсветимости, поскольку генерация коротковолнового излучения может развиваться за один проход через активную среду.

4. АТОМЫ ЛИТИЯ

Один из объектов, перспективных для получения столкновительного усиления коротковолнового излучения на переходе в основное состояние, представляет собой атомы лития. Схема уровней атомов лития показана на рис. 2. Обозначения атомных уровней, принятые в спектроскопии, указаны на рис. 2 в скобках рядом с используемыми в данной работе однобуквенными обозначениями. S -уровни атомов лития одиночные, а P - и D -уровни дублетные. Однако тонкое расщепление P - и D -уровней мало и в наших расчетах им можно пренебречь при достаточно большом давлении буферного газа, когда ударная ширина больше величины расщепления (энергии тонкого расщепления уровней $2P$ и $3D$ равны соответственно $\Delta E_P = 0.34$ см⁻¹ и $\Delta E_D = 0.04$ см⁻¹ [8, 9], расщепление уровня $3P$ много меньше ΔE_D [9]). Ввиду этого дублетные уровни $2P, 3D$ и $3P$ моделируются одиночными уровнями

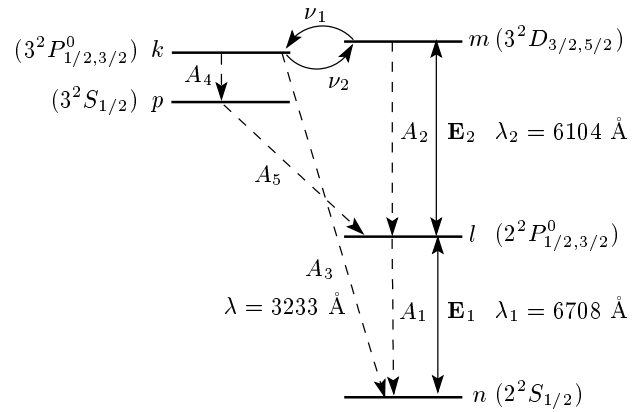


Рис. 2. Схема уровней и оптических переходов в атомах лития. Сплошными стрелками обозначены переходы под действием излучения, штриховыми — спонтанные радиационные переходы, изогнутыми — столкновительные переходы. Усиление осуществляется на переходе $k-n$ в основное состояние n

l, m и k . Разность энергий уровней m и k равна $\Delta E = E_m - E_k = 357.7$ см⁻¹ [8, 9], что меньше тепловой энергии $k_B T$ при температуре $T > 515$ К. Поэтому процесс столкновительного перемешивания уровней m и k достаточно эффективен и на переходе $k-n$ (длина волны перехода $\lambda = 3233 \text{ \AA}$ [8, 9]) может формироваться инверсия населенностей.

Пусть на поглощающие частицы, схема уровней которых показана на рис. 2, воздействуют два монохроматических поля с частотами ω_1 и ω_2 , близкими к частотам ω_{ln} и ω_{ml} переходов $l-n$ и $m-l$ между уровнями (для атомов лития длины волн переходов $l-n$ и $m-l$ равны $\lambda_1 = 6708 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 6104 \text{ \AA}$ [8, 9]). В стационарных условиях в случае однородного уширения линий поглощения взаимодействие излучения с частицами описывается уравнениями (4) для элементов матрицы плотности, если в (4) третье уравнение заменить на следующие два уравнения:

$$\begin{aligned} \nu_1 \rho_m &= (\nu_2 + A_3 + A_4) \rho_k, \\ A_5 \rho_p &= A_4 \rho_k. \end{aligned} \quad (24)$$

Из-за появления дополнительного уровня p изменится также и условие нормировки:

$$\rho_n + \rho_l + \rho_m + \rho_k + \rho_p = N. \quad (25)$$

Смысл всех величин в исходных уравнениях остается прежним (см. формулы (2) и следующий за ними абзац). Появившиеся новые обозначения A_4 и A_5 есть, как видно из рис. 2, скорости спонтанного распада уровней k и p соответственно по каналам $k \rightarrow p$ и $p \rightarrow l$.

Из уравнений, описывающих взаимодействие излучения с частицами, схема уровней которых показана на рис. 2, получаем прежние выражения (5)–(11) для населенностей уровней и вероятностей поглощения, в которых теперь следует полагать

$$\begin{aligned} \tau_m &= \frac{1}{A_2 + \xi(A_3 + A_4)}, \\ \tau_n &= \left[1 + \left(1 - \frac{A_3}{A_1} + \frac{A_4}{A_5} \right) \xi \right] \tau_m, \\ \xi &= \frac{\nu_1}{\nu_2 + A_3 + A_4} \end{aligned} \quad (26)$$

и в фигурных скобках в формулах для Q (10) и Q_{nk} (11) провести замену соответственно

$$3 + \xi \rightarrow 3 + \left(1 + \frac{A_4}{A_5} \right) \xi \quad (27)$$

и

$$A_1 + 2A_3 \rightarrow A_1 + 2A_3 + A_4. \quad (28)$$

В условиях (13), при не слишком высоких интенсивностях излучений, разность населенностей уровней k и n определяется выражением

$$\begin{aligned} \frac{\rho_k - \rho_n}{N} &= \\ &= \frac{\kappa_1 \kappa_2 (\xi - 1) - \kappa_1 - \kappa_2 \left(1 + \frac{A_3}{A_1} \xi \right) - 1}{1 + 2\kappa_1 + \kappa_2 \left(1 + \frac{A_3}{A_1} \xi \right) + \kappa_1 \kappa_2 \left[3 + \left(1 + \frac{A_4}{A_5} \right) \xi \right]}, \end{aligned} \quad (29)$$

где параметры насыщений κ_1, κ_2 определены в формуле (15).

Условие (21) возникновения инверсии населенностей на переходе $k-n$ при высоком давлении буферного газа (при $\nu_2 \gg A_3 + A_4$) остается прежним.

В предельном случае $\kappa_1, \kappa_2 \gg 1$ и достаточно высоком давлении буферного газа (при $\nu_2 \gg A_3 + A_4$) из выражения (29) получаем

$$\frac{\rho_k - \rho_n}{N} = \frac{\exp \frac{\Delta E}{k_B T} - 1}{3 + \left(1 + \frac{A_4}{A_5} \right) \exp \frac{\Delta E}{k_B T}}. \quad (30)$$

Рассчитаем по формулам (30) и (12) разность населенностей уровней k, n и коэффициент усиления излучения в центре линии на переходе $k-n$ ($\lambda = 3233 \text{ \AA}$) для атомов лития. Для атомов лития, согласно данным сайта NIST [9], скорости радиационных переходов равны $A_1 = 3.72 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$,

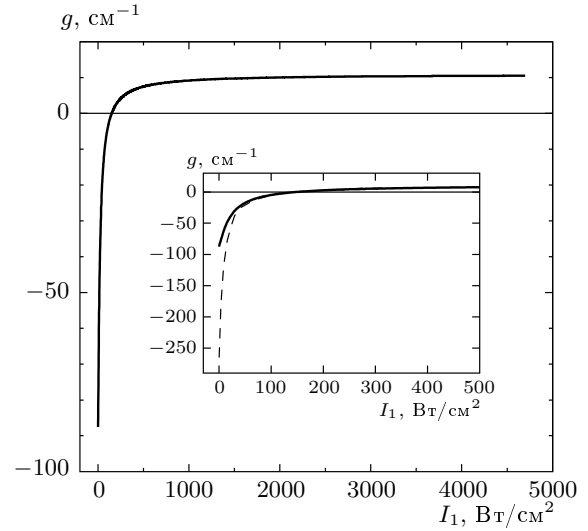


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления коротковолнового излучения для атомов лития ($\lambda = 3233 \text{ \AA}$) от интенсивности накачки. Значения исходных параметров для расчета приведены в тексте статьи. Расчет выполнен по формулам (11), (12) (с учетом замены (26)–(28)). Кривые, рассчитанные с использованием точной (11) и приближенной (29) формул, совпадают в масштабе рисунка. На вставке — сравнение результатов расчетов зависимости $g(I_1)$ с использованием формул (29) (сплошная линия, модель невырожденных состояний) и (37) (штриховая линия, учет вырождения уровней)

$A_2 = 7.16 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $A_3 = 1.17 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, $A_4 = 3.77 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$, $A_5 = 3.49 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$. Температуру T паров лития примем равной 1100 К. При такой температуре концентрация паров атомов лития $N = 3.42 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [10], а отношение $\Delta E/k_B T$ равно 0.468. Пусть буферным газом является ксенон при давлении 1 атм. Тогда по данным работы [11] ударная полуширина линии поглощения атомов лития на переходе $l-n$ равна $\gamma_1 = 3.8 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$. Будем полагать, что ударные полуширины линий для всех переходов одинаковы ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$). Тогда $\Gamma_1 \approx \Gamma_2 \approx \Gamma_3 \approx \Gamma \approx \gamma_1 = 3.8 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$. При этих параметрах по формулам (30) и (12) находим относительную разность населенностей $(\rho_k - \rho_n)/N = 0.125$ и коэффициент усиления коротковолнового излучения $g = 10.9 \text{ cm}^{-1}$.

На рис. 3 показана зависимость коэффициента усиления коротковолнового излучения для атомов лития от интенсивности накачки. Для расчетов брались приведенные выше параметры и, кроме того, полагалось, что интенсивности I_1 и I_2 излуче-

ний, резонансных переходам $l-n$ и $m-l$, одинаковы ($I_1 = I_2$), а их частоты находятся в точном резонансе с соответствующими переходами ($\Omega_1 = \Omega_2 = 0$). Как видно из рис. 3, усиление коротковолнового излучения возникает при интенсивностях накачки $I_1 = I_2 > 150$ Вт/см². Коэффициент усиления достигает значения $g = 5$ см⁻¹ при $I_1 = 300$ Вт/см² и $g = 10$ см⁻¹ при $I_1 = 2000$ Вт/см².

Коэффициент усиления коротковолнового излучения тем больше, чем больше концентрация активных частиц ($g \propto N$). В то же время концентрация не должна быть слишком большой, иначе излучение накачки полностью поглотится на входе в активную среду. Для эффективного преобразования энергии излучения накачки в энергию коротковолнового излучения нужно, чтобы излучение накачки достаточно сильно поглощалось активной средой и в то же время на выходе из среды имело интенсивность, достаточную для поддержания высокого коэффициента усиления коротковолнового излучения. Это требование может быть удовлетворено при выполнении условий

$$\alpha_1 L \gtrsim 1, \quad \alpha_2 L \gtrsim 1, \quad (31)$$

где α_1 и α_2 — коэффициенты поглощения излучения накачки соответственно на переходах $n-l$ и $l-m$, L — длина активной среды. Коэффициенты поглощения α_i в (31) связаны с вероятностями поглощения P_i соотношением

$$\alpha_i = \frac{N \hbar \omega_i P_i}{I_i}, \quad i = 1, 2. \quad (32)$$

При достаточно высокой интенсивности излучений накачки ($\varkappa_1, \varkappa_2 \gg 1$) условия (31) с учетом (32) принимают следующий вид:

$$\alpha_i L = \frac{NL}{I_i} \frac{2\pi c \hbar A_i}{\lambda_i} \times \times \frac{C_i}{3 + \left(1 + \frac{A_4}{A_5}\right) \xi} \gtrsim 1, \quad i = 1, 2, \quad (33)$$

$$C_1 = 1 + \frac{A_3}{A_1} \xi, \quad C_2 = 1 + \frac{A_3 + A_4}{A_2} \xi.$$

Для получения режима сверхсветимости в соответствии с критерием из работы [7] необходимо, чтобы значение параметра $gL \approx 25$. Учитывая условия (31), заключаем, что в режиме сверхсветимости

должно выполняться соотношение $g/\alpha_i \gg 1$. Для отношения g/α_i при $\varkappa_1, \varkappa_2 \gg 1$ получаем:

$$\frac{g}{\alpha_i} = (\xi - 1) \frac{I_i}{I_{is}}, \quad (34)$$

$$I_{is} = \frac{8\pi^2 c \hbar \Gamma}{\lambda_i \lambda^2} \frac{A_i}{A_3} C_i, \quad i = 1, 2.$$

Отметим специально, что отношение g/α_i линейно зависит от интенсивности излучения накачки.

Обратимся снова к атомам лития с учетом соотношений (31)–(34) и результатов, представленных на рис. 3. Пусть $\alpha_i L \approx 4$ (при прохождении среды излучение накачки ослабляется примерно в 50 раз). Тогда в режиме сверхсветимости ($gL \approx 25$) $g/\alpha_i \approx 6$. При этом по формуле (34) находим, что для атомов лития режим сверхсветимости достигается при интенсивностях излучений накачки $I_1 \sim I_2 \sim 10^5$ Вт/см². Коэффициент усиления коротковолнового излучения на всем протяжении активной среды остается практически постоянным ($g = 10.9$ см⁻¹ на входе и $g = 10.0$ см⁻¹ на выходе из среды). При таких значениях g генерация коротковолнового излучения будет развиваться за один проход через активную среду длиной $L = 2.5$ см.

До сих пор мы проводили расчеты в рамках модели невырожденных состояний. В важном случае небольших отстроек от однофотонных резонансов ($|\Omega_1| \lesssim \Gamma_1, |\Omega_2| \lesssim \Gamma_2$) при не слишком высоких интенсивностях излучений (в условиях (13)) вырождение уровней легко учесть путем введения статистических весов уровней. В этом случае отличие Γ_{ief} от Γ_i в (14) пренебрежимо мало и можно воспользоваться обычными балансными уравнениями для населенностей уровней. Фактически это означает, что в системе (4) три последние уравнения для недиагональных элементов матрицы плотности можно заметить на следующие два уравнения:

$$\begin{aligned} (\Gamma_1 - i\Omega_1) \rho_{ln} &= iG_1 \left(\rho_n - \frac{g_n}{g_l} \rho_l \right), \\ (\Gamma_2 - i\Omega_2) \rho_{ml} &= iG_2 \left(\rho_l - \frac{g_l}{g_m} \rho_m \right), \end{aligned} \quad (35)$$

где

$$|G_1|^2 = \frac{\lambda_1^3 A_1 I_1}{16\pi^2 \hbar c} \frac{g_l}{g_n}, \quad |G_2|^2 = \frac{\lambda_2^3 A_2 I_2}{16\pi^2 \hbar c} \frac{g_m}{g_l}, \quad (36)$$

g_i — статистический вес уровня i . Несложные расчеты приводят к следующему выражению для коэффициента g усиления излучения в центре линии на переходе $k-n$:

$$g = \frac{\lambda^2 A_3}{4\pi\Gamma} \left(\rho_k - \frac{g_k}{g_n} \rho_n \right), \quad (37)$$

$$\frac{\rho_k - \frac{g_k}{g_n} \rho_n}{N} = \frac{\varkappa_1 \varkappa_2 \left(\xi - \frac{g_k}{g_m} \right) - \varkappa_1 \frac{g_k}{g_l} - \varkappa_2 \frac{g_k}{g_n} \left(\frac{g_l}{g_m} + \frac{A_3}{A_1} \xi \right) - \frac{g_k}{g_n}}{1 + \varkappa_1 \left(1 + \frac{g_n}{g_l} \right) + \varkappa_2 \left(\frac{g_l}{g_m} + \frac{A_3}{A_1} \xi \right) + \varkappa_1 \varkappa_2 \left[\frac{g_n + g_l + g_m}{g_m} + \left(1 + \frac{A_4}{A_5} \right) \xi \right]},$$

где параметры насыщения \varkappa_i даются формулой (15) при $\Gamma_{ief} = \Gamma_i$ ($i = 1, 2$) с учетом замен (26), (36). Для атомов лития статистические веса уровней $g_n = 2$, $g_l = 6$, $g_m = 10$, $g_k = 6$. При расчетах по формуле (37) следует иметь в виду, что частоты ν_1 и ν_2 столкновительных переходов $m \rightarrow k$ и $k \rightarrow m$ при учете вырождения уровней связаны между собой соотношением

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{g_k}{g_m} \exp \frac{\Delta E}{k_B T}. \quad (38)$$

На вставке к рис. 3 показано сравнение результатов расчетов зависимости коэффициента усиления коротковолнового излучения для атомов лития от интенсивности накачки с использованием формулы (29) (сплошная линия, модель невырожденных состояний) и с использованием формулы (37) (штриховая линия, учет вырождения уровней). При $I_1 \geq 60$ Вт/см² (а значит, и в области усиления коротковолнового излучения, $g > 0$) обе кривые практически совпадают в масштабе рисунка. Таким образом, задача об индуцированном столкновениями усилении коротковолнового излучения на переходе в основное состояние в случае атомов лития адекватно описывается моделью невырожденных состояний.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе теоретически исследована возможность получения генерации коротковолнового излучения на переходах в основное состояние атомов за счет специфического влияния столкновительных процессов. Для реализации предлагаемого механизма генерации необходимо, чтобы активные атомы находились в атмосфере буферного газа и двухступенчато (двухфотонно) возбуждались интенсивным лазерным излучением на высокорасположенный уровень энергии m , вблизи которого ниже (в пределах тепловой энергии $k_B T$) должен находиться уровень k , не возмущенный внешним полем и радиационно связанный с основным состоянием n . При больших давлениях буферного газа между высоковозбужденными уровнями m , k устанавливается локальное бoльцмановское распределение насе-

ленностей. Поэтому населенность нижнего уровня k превышает на бoльцмановский фактор населенность комбинирующего (затронутого излучением) уровня m . Если интенсивность излучения накачки достаточно высока, чтобы обеспечить выравнивание населенностей основного n и высоковозбужденного m комбинирующих уровней, то возникает инверсия населенностей на переходе $k-n$ с более низкого высоковозбужденного уровня k в основное состояние n . Как следствие, возможна лазерная генерация на этом переходе. Если возбуждение высоколежащего уровня осуществляется двумя источниками лазерного излучения с частотами ω_1 и ω_2 , можно получить коротковолновую генерацию на частоте, близкой к суммарной $\omega_1 + \omega_2$.

Проведенный анализ показал, что индуцированное столкновениями усиление коротковолнового излучения на переходе в основное состояние атомов может возникать при относительно невысоких интенсивностях накачки $I_1 \sim I_2 \gtrsim 100$ Вт/см². При более высоких интенсивностях накачки ($I_1 \sim I_2 \gtrsim 1000$ Вт/см²) коэффициент усиления коротковолнового излучения в центре линии на переходе $k-n$ в основное состояние может достигать значения $g \approx 3$ см⁻¹ (при концентрации активных атомов $N \sim 10^{15}$ см⁻³). При таких значениях g и длине активной среды $L \approx 10$ см генерация коротковолнового излучения может развиваться за один проход через активную среду (режим сверхсветимости).

Одним из объектов, перспективных для получения столкновительного усиления коротковолнового излучения на переходе в основное состояние, являются атомы лития. Для двухступенчатого возбуждения атомов лития требуются два источника лазерного излучения с длинами волн $\lambda_1 = 6708$ Å и $\lambda_2 = 6104$ Å. Расчеты показали, что при температуре $T = 1100$ К и давлении буферного газа приблизительно 1 атм (в качестве буферного можно взять благородный газ) при интенсивностях накачки $I_1 = I_2 > 150$ Вт/см² возникает усиление коротковолнового излучения с длиной волны $\lambda = 3233$ Å. Коэффициент усиления достигает значения $g = 10$ см⁻¹ при интенсивностях накачки $I_1 = I_2 \approx 2000$ Вт/см².

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-12037), программы ОФН РАН «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» и государственной программы поддержки ведущих научных школ РФ (НШ-1527.2008.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. A. Arolonsky, S. A. Babin, S. I. Kablukov, R. V. Markov, A. I. Plekhanov, and A. M. Shalagin, *Phys. Rev. A* **61**, 033408 (2000).
2. Б. А. Глушко, М. Е. Мовсеян, Т. О. Овакимян, *Опт. и спектр.* **52**, 762 (1982).
3. С. Н. Атутов, А. И. Плеханов, А. М. Шалагин, *Опт. и спектр.* **56**, 215 (1984).
4. Z. Konefal, *Opt. Comm.* **164**, 95 (1999).
5. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
6. А. Мэйтлэнд, М. Данн, *Введение в физику лазеров*, Наука, Москва (1978).
7. В. С. Летохов, А. Ф. Сучков, *Труды ФИАН СССР* **43**, 169 (1968).
8. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов: Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
9. NIST Atomic Spectra Database: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>.
10. А. Н. Несмеянов, *Давление пара химических элементов*, Изд-во АН СССР, Москва (1961).
11. N. Allard and J. Kielkopf, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1103 (1982).