

УДК 539.186+621.373.826

Метод определения сечений передачи возбуждения в столкновениях с атомами редкоземельных металлов.

2. Применение метода

В.В. Герасимов^{1,2*}¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

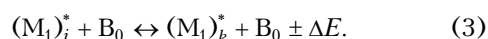
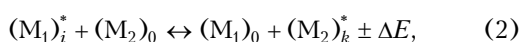
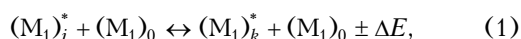
Поступила в редакцию 12.05.2021 г.

Оценены значения 13 парциальных и 15 эффективных сечений передачи возбуждения в столкновениях Dy–Dy, Tm–Er, Tm–Tm и Tm–He. В качестве столкновительных сред использовались активные среды лазеров на парах Dy, Tm и смеси паров Tm и Er с буферным газом He. Определение сечений основано на факте столкновительного заселения верхних лазерных уровней-акцепторов от близкорасположенных резонансных уровней-доноров, заселяемых электронным ударом в разряде. Величины, необходимые для расчета сечений, определялись из параметров лазерной среды. Парциальные сечения столкновительной передачи возбуждения в зависимости от сечений возбуждения резонансных уровней, типа столкновений и дефекта энергии между резонансным и верхним лазерным уровнями составили $\sim 10^{-16} - 10^{-14} \text{ см}^2$, эффективные сечения – $\sim 10^{-18} - 10^{-15} \text{ см}^2$.

Ключевые слова: столкновительная передача возбуждения, сечение, диспрозий, эрбий, тулий, гелий, лазер на парах металлов; collisional excitation transfer, cross section, Dysprosium, Erbium, Thulium, Helium, metal vapor laser.

Введение

Столкновительная передача возбуждения (СПВ) изучается преимущественно в столкновениях атомов металлов между собой и с атомами инертных газов в следующих трех реакциях:



Здесь $(M_1)_i^*$, $(M_1)_k^*$ и $(M_2)_k^*$ – атомы металлов M_1 и M_2 в возбужденных состояниях i и k ; $(M_1)_0$, $(M_2)_0$ и V_0 – атомы металлов и инертного газа V в основном состоянии; ΔE – разница (дефект) энергии между состояниями i и k .

Сечения СПВ в реакциях (1)–(3) оценены для щелочных и щелочноземельных металлов, а также в различных смесях паров переходных металлов [1–3]. Результаты работ [1–11] показали, что сечения быстро убывают с ростом ΔE (хотя встречаются исключения), а процессы (1)–(3) наиболее эффективны, когда дефект энергии не превышает тепловую энергию атомов: $|\Delta E| < k_B T$ (k_B – постоянная Больцмана, T – температура газа).

Передача возбуждения в столкновениях атомов редкоземельных металлов (РЗМ) Ce–Yb остается наименее изученной. Определение сечений СПВ с участием этих атомов осложняется сильными взаимодействиями между термами разных электронных конфигураций [12]. Уровень энергии в атоме РЗМ может быть отнесен к двум и более электронным конфигурациям [13]. Наличие внешних $6s$ и внутренних $4f$ валентных электронов приводит как к неэкранированным возбужденным $6s6p$ -состояниям, которые не отличаются от возбужденных состояний в других элементах, так и к $5d6s^2$ -состояниям, экранированным внешней заполненной $6s^2$ -оболочкой. Резонансные переходы в атомах РЗМ разделяются на три группы по типу конфигурации верхнего уровня [12, 14–16]. В первую «чистую» группу входят экранированные переходы, начинающиеся с резонансного верхнего уровня конфигурации $4f^{N-1}5d6s^2$; во вторую «чистую» группу – неэкранированные переходы, начинающиеся с верхнего уровня конфигурации $4f^N 6s6p$. Третья группа состоит из двух частей: «смешанные I» с основной конфигурацией верхнего уровня $4f^{N-1}5d6s^2$ и примесной $4f^N 6s6p$, «смешанные II» – наоборот.

В работе [17] показано, что передача возбуждения с экранированных резонансных уровней ($5d6s^2$) на близкорасположенные уровни осуществляется за счет процесса СПВ (3), с неэкранированных уровней ($6s6p$) – за счет процессов СПВ (1) и (2). В [18, 19] предложен метод определения сечений

* Владислав Владимирович Герасимов (gvvsnake@mail.ru).

СПВ в реакциях (1)–(3) с участием атомов РЗМ. Метод основан на том факте, что верхние уровни подавляющего числа известных лазерных переходов в импульсных газоразрядных лазерах на парах Ду, Но, Ег, Тм, Уб [20–26] имеют ту же четность, что и основное состояние, и не могут эффективно заселяться электронным ударом в разряде. Верхние уровни UL таких переходов заселяются в реакциях (1)–(3) с близкорасположенных резонансных уровней R, которые заселяются электронным ударом из основного состояния (рис. 1).

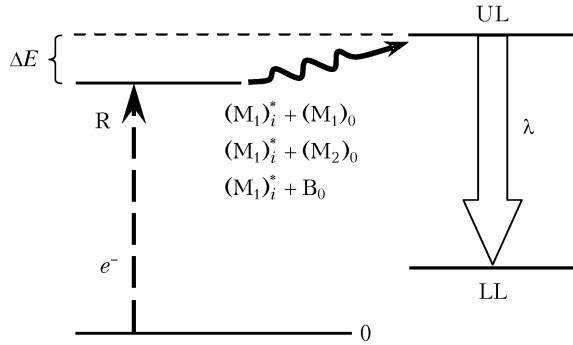


Рис. 1. Схема уровней в лазере на парах РЗМ с непрямым возбуждением верхних лазерных уровней. Верхний уровень UL лазерного перехода с длиной волны λ заселяется от близкорасположенного резонансного уровня R в реакциях СПВ (1)–(3), LL – нижний лазерный уровень, ΔE – дефект энергии между уровнями R и UL

В настоящей работе оцениваются парциальные и эффективные сечения передачи возбуждения в столкновениях Ду–Ду, Тм–Ег, Тм–Тм и Тм–Не, которые происходят в активных средах лазеров на парах Ду, Тм и смеси паров Тм и Ег. Во всех лазерах использовался буферный газ Не.

Краткое описание метода

Предлагаемый метод определения сечений СПВ подробно описан в работе [19] с анализом процессов заселения и опустошения уровней атомов, а также его преимуществ и недостатков в сравнении с традиционными методами. Ниже приводятся ключевые рабочие формулы. Основные величины даны в системе СГС, энергия и температура электронов – в эВ, скорость процессов возбуждения – в $\text{см}^3/\text{с}$, скорости заселения уровней – в $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, энергия уровня – в см^{-1} .

Сечение СПВ с одного уровня-донора

Предположим, что в активной среде лазера на парах РЗМ передача возбуждения на верхний лазерный уровень UL происходит с одного резонансного уровня R (рис. 1), тогда сечение СПВ в реакции (2) определяется по формуле [19]:

$$\sigma_{R \rightarrow UL} = \frac{N_{(2)UL}}{N_{(1)0} \langle v_{12} \rangle N_{(2)0}} \left[\sum_{i=1}^K \left(Y(t_i) - \sum_{j=1}^i C \Delta t_j \right) \Delta t_i \right]^{-1}. \quad (4)$$

Здесь $N_{(2)UL}$ – число актов возбуждения уровня UL атома M_2 (число переходов $R \rightarrow UL$), происходящих за счет реакции (2) в единице объема за интервал времени $[t_{bp}; t_{el}]$, t_{bp} – начало возбуждения уровня R атома M_1 электронным ударом, t_{el} – окончание импульса генерации; $N_{(1)0}$ и $N_{(2)0}$ – концентрации атомов M_1 и M_2 в основном состоянии; $\langle v_{12} \rangle$ – средняя относительная скорость сталкивающихся атомов M_1 и M_2 ; K – число разбиений $[t_{bp}; t_{el}]$; Δt_i и Δt_j – одинаковые интервалы разбиений $[t_{bp}; t_{el}]$ ($\Delta t_i = \Delta t_j$ и $\Delta t_i = \Delta t_{i+1}$);

$$C = \frac{N_{(2)UL}}{N_{(1)0}(t_{el} - t_{bp})} = \text{const} \quad (\text{с}^{-1}) \quad (5)$$

– относительная скорость равномерной передачи возбуждения с уровня-донора R атомов M_1 на уровень-акцептор UL атомов M_2 за счет реакции (2) в интервале времени $[t_{bp}; t_{el}]$. Иными словами, константа C отвечает за потерю населенности уровня R за счет переходов $R \rightarrow UL$. Безразмерная функция

$$Y(t_i) = \sum_{j=1}^i X(t_j) \Delta t_j, \quad (6)$$

– это доля атомов M_1 , перешедших из основного состояния 0 на уровень R за счет электронного удара к моменту времени $\Delta t_1 + \Delta t_2 + \dots + \Delta t_i$ с момента t_{bp} . Функция

$$X(t_j) = 6,69 \cdot 10^7 N_e(t_j) \times \sum_{k=1}^L \frac{\sigma_{0 \rightarrow R}(\epsilon_k)}{T_e^{3/2}(t_j)} e^{-\epsilon_k/T_e(t_j)} \epsilon_k \Delta \epsilon_k \quad (\text{с}^{-1}) \quad (7)$$

– относительная скорость заселения уровня R из основного состояния за счет электронного удара в интервале $[t_{bp}; t_{el}]$; $N_e(t_j)$ и $T_e(t_j)$ – средние значения концентрации и температуры электронов в интервале Δt_j соответственно; L – число разбиений интервала энергии электронов $[\epsilon_{thr}; \epsilon_{cut}]$ в плазме разряда, подчиняющихся распределению Максвелла [27], ϵ_{thr} – пороговая энергия возбуждения уровня R; ϵ_{cut} – энергия электронов, при которой функция плотности вероятности распределения Максвелла $F(\epsilon, t) \leq 0,001$ [19]; ϵ_k – среднее значение энергии электронов в интервале разбиения $\Delta \epsilon_k$; $\sigma_{0 \rightarrow R}(\epsilon_k)$ – среднее значение эффективного сечения возбуждения уровня R атома M_1 из основного состояния электронным ударом, соответствующее энергии электрона ϵ_k . Значения $\sigma_{0 \rightarrow R}(\epsilon_k)$ определяются из оптической функции возбуждения (ОФВ) уровня R [28].

Число актов возбуждения уровня R (число переходов $0 \rightarrow R$) в единице объема к моменту времени $\Delta t_1 + \Delta t_2 + \dots + \Delta t_i$ с учетом потерь на возбуждение уровня UL (переходы $R \rightarrow UL$)

$$\begin{aligned} N_{(1)R}(t_i) &= N_{(1)0} \sum_{j=1}^i (X(t_j) - C) \Delta t_j = \\ &= N_{(1)0} \left(Y(t_i) - \sum_{j=1}^i C \Delta t_j \right), \end{aligned} \quad (8)$$

поэтому $X(t)$ и $Y(t)$ описывают заселение уровня R без потерь на переходы $R \rightarrow UL$. Тогда максимальное количество возбуждений уровня R за период $[t_{bp}; t_{el}]$ определяется максимальным значением функции $Y(t = t_{el})$:

$$N_{(1)R}^{\max} = N_{(1)0} \cdot Y(t_{el}). \quad (9)$$

Число переходов $R \rightarrow UL$ за период $[t_{bp}; t_{el}]$ находится из параметров лазерной среды:

$$N_{(2)UL} = \frac{P_{las}}{Vfh\nu} \left(1 + \frac{g_{UL}}{g_{LL}} \right), \quad (10)$$

где P_{las} – средняя мощность лазерного излучения; V – объем активной лазерной среды; f – частота следования импульсов (ЧСИ) генерации; $h\nu$ – энергия излучаемого фотона на лазерном переходе с частотой ν (длиной волны $\lambda = c/\nu$), h – постоянная Планка, c – скорость света; g_{UL} и g_{LL} – статистические веса верхнего и нижнего лазерных уровней.

Концентрация атомов металла M_i (см^{-3}) в основном состоянии при постоянной температуре T_i определяется по давлению насыщенного пара $p_{sat}(M_i)$ (торр) [29]:

$$N_{(i)0} = 9,656 \cdot 10^{18} \frac{p_{sat}(M_i)}{T_i}. \quad (11)$$

Концентрация N_B атомов буферного газа определяется по формуле (11) при той температуре, при которой он закачивался в газоразрядную трубку (ГРТ). Обычно ГРТ заполняется буферным газом до некоторого давления $p_{sat}(B)$ при комнатной температуре (293 К) перед началом эксперимента. Это позволяет избежать налипания атомов металла на выходных окнах ГРТ при его нагреве. Если при работе лазера буферный газ добавлялся (откачивался), то N_B определяется при текущей температуре газа в ГРТ с учетом возросшего давления исходного количества газа.

Средняя относительная скорость сталкивающихся атомов M_1 и M_2 с массами m_1 и m_2 при температурах T_1 и T_2 вычисляется по формуле

$$\langle v_{12} \rangle = \left[\frac{8k_B}{\pi} \left(\frac{T_1}{m_1} + \frac{T_2}{m_2} \right) \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Если столкновения происходят между атомами одного металла ($m_1 = m_2 = m$, $N_{(1)0} = N_{(2)0} = N_0$, $N_{(2)UL} = N_{UL}$, $v_{12} = v_{MM}$), сечение СПВ в реакции (1) определяется по формуле

$$\sigma_{R \rightarrow UL} = \frac{N_{UL}}{(N_0)^2 \langle v_{MM} \rangle} \left[\sum_{i=1}^K \left(Y(t_i) - \sum_{j=1}^i C \Delta t_j \right) \Delta t_i \right]^{-1}, \quad (13)$$

где средняя относительная скорость сталкивающихся атомов металла M

$$\langle v_{MM} \rangle = 4 \left(\frac{k_B T}{\pi m} \right)^{1/2}. \quad (14)$$

Если столкновения происходят между атомами металла M и инертного газа B в концентрации N_B , сечение СПВ в реакции (3):

$$\sigma_{R \rightarrow UL} = \frac{N_{UL}}{N_0 \langle v_{MB} \rangle N_B} \left[\sum_{i=1}^K \left(Y(t_i) - \sum_{j=1}^i C \Delta t_j \right) \Delta t_i \right]^{-1}, \quad (15)$$

где средняя относительная скорость сталкивающихся атомов

$$\langle v_{MB} \rangle = \left(\frac{8k_B T}{\pi} \frac{m_M + m_B}{m_M m_B} \right)^{1/2}. \quad (16)$$

В уравнениях (13) и (15) константа $C = (N_{UL}/N_0) \times (t_{el} - t_{bp})^{-1}$, где N_{UL} и N_0 относятся к атомам одного металла.

Сечение СПВ с нескольких уровней-доноров

Из-за высокой плотности электронных состояний в атомах РЗМ вблизи уровня UL ($|\Delta E| < k_B T$) могут находиться несколько резонансных уровней, которые заселяют UL в процессах СПВ. В этом случае можно определить парциальное сечение в реакциях (1)–(3) с каждого уровня R_i на уровень UL. Под парциальным понимается сечение $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p$, определенное в предположении единственности уровня-донора R_i . Иначе говоря, число переходов $N_{(2)UL}$, соответствующее измеренной в эксперименте мощности P_{las} (10), происходит только с одного уровня R_i .

Если уровень R_i на 100% состоит из незэранированных конфигураций $6s6p$, парциальные сечения в реакциях (1) и (2) определяются по формулам (4) и (13) соответственно, т.е. $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p = \sigma_{R_i \rightarrow UL}$. Если уровень R_i на 100% состоит из экранированных конфигураций $5d6s^2$, парциальное сечение в реакции (3) оценивается по формуле (15). Оценка сечений имеет смысл при выполнении условия

$$N_{(1)R_i}^{\max} > N_{(2)UL} \Leftrightarrow N_{(1)R_i}^{\max} / N_{(2)UL} > 1. \quad (17)$$

В противном случае уровень R_i не сможет обеспечить требуемую величину N_{UL} в реакции (2). Для реакций (1) и (3) требование аналогичное.

Оценка парциального сечения несколько сложнее, если резонансный уровень относится к смешанной группе I или II и к конфигурации $6s6p$ подмешана экранированная конфигурация $5d6s^2$, не участвующая в реакциях (1) и (2) [17]. Тогда необходимо учитывать доли участия конфигураций $6s6p$ и $5d6s^2$ в формировании уровня R_i . В работах [12, 14–16] показано, что резонансные атомные линии РЗМ проявляют разные свойства уширения и сдвига в зависимости от содержания экранированных и незэранированных конфигураций на резонансном уровне. Волновая функция смешанного состояния рассчитывается как линейная комбинация из функций, соответствующих одноконфигурационным термам. Квадраты коэффициентов такого разложения определяют долю участия (в процентах [13]) каждой одноконфигурационной волновой функции в создании смешанного состояния [12]. Поэтому процентное содержание конфигураций $6s6p$, формирующих резонансный уровень, можно рассматривать как

вероятность, с которой атом M_1 в смешанном состоянии R_i вступит в реакцию (2) с атомом $(M_2)_0$ или в реакцию (1) с атомом $(M_1)_0$. Процентное содержание экранированных конфигураций $5d6s^2$ – вероятность, с которой атом M_1 в смешанном состоянии R_i вступит в реакцию (3) с атомом B_0 .

Обозначим через $\alpha_i(6p)$ долю конфигураций $6s6p$, соответствующую ее процентному содержанию в смешанном состоянии R_i [13]; через $\alpha_i(5d)$ – долю конфигураций $5d6s^2$. Парциальное сечение СПВ с такого уровня

$$\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p = \sigma_{R_i \rightarrow UL} / \alpha_i, \quad (18)$$

где коэффициент $\alpha_i = \alpha_i(6p)$ при оценке сечения $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p$ по формулам (4) и (13) и $\alpha_i = \alpha_i(5d)$ при оценке сечения по формуле (15) ($0 < \alpha_i < 1$). Например, для реакции (2), в которой конфигурации $5d6s^2$ не участвуют, возможны три варианта. Если $\alpha_i(6p) = 1$ (уровень R_i на 100% состоит из неэкранированных конфигураций $6s6p$), то все такие атомы участвуют в реакции (2) и парциальное сечение оценивается по формуле (4). Если $\alpha_i(6p) = 0$ (уровень R_i на 100% состоит из экранированных конфигураций $5d6s^2$), такие атомы в реакции (2) не участвуют (сечение $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p \rightarrow \infty$ и его определение теряет смысл). Если $\alpha_i(6p) = 0,7$, то только 70% атомов M_1 в состоянии R_i передадут энергию возбуждения атомам M_2 .

В случае реакций (1) и (2) парциальное сечение для смешанных уровней заведомо больше, чем для чистых неэкранированных, поскольку меньшая доля атомов в состоянии R_i ($\alpha_i(6p) < 1$) должна обеспечить такое же число переходов $R_i \rightarrow UL$ (соответствующее мощности P_{las}), как и уровень со 100% конфигураций $6s6p$ ($\alpha_i(6p) = 1$). То же самое справедливо для реакции (3) и доли экранированных конфигураций $5d6s^2$, формирующих смешанное состояние R_i . Оценка парциального сечения возможна при условии

$$\begin{cases} \alpha_i N_{(1)R_i}^{max} > N_{(2)UL} \Leftrightarrow \alpha_i N_{(1)R_i}^{max} / N_{(2)UL} > 1 \text{ для (2);} \\ \alpha_i N_{(1)R_i}^{max} > N_{(1)UL} \Leftrightarrow \alpha_i N_{(1)R_i}^{max} / N_{(1)UL} > 1 \text{ для (1) и (3).} \end{cases} \quad (19)$$

Для оценки эффективных сечений необходимо знать вклад каждого уровня R_i в $N_{(2)UL}$ (мощность P_{las}) в зависимости от дефекта энергии $\Delta E_i = E_i - E_{UL}$ между уровнями R_i и UL . Эффективные сечения СПВ определяются по формуле

$$\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef} = \beta_i \sigma_{R_i \rightarrow UL}^p = (\beta_i / \alpha_i) \sigma_{R_i \rightarrow UL}, \quad (20)$$

где β_i – вклад уровня R_i в $N_{(2)UL}$ и P_{las} ($0 < \beta_i < 1$, $\sum_i \beta_i = 1$). Оценка эффективных сечений возможна при условии

$$\alpha_i N_{R_i}^{max} > \beta_i N_{UL} \Leftrightarrow \alpha_i N_{R_i}^{max} / \beta_i N_{UL} > 1. \quad (21)$$

При выполнении условия (19) условие (21) выполняется автоматически. Тем не менее эффективное сечение может быть оценено и при невыполнении

условия (19), если величина β_i достаточно мала для удовлетворения условия (21).

Применение метода и обсуждение результатов

Для демонстрации метода сечение СПВ в реакции (1) оценивалось при использовании параметров активной среды лазера на парах Dy [24] и Tm [17], в реакции (2) – параметров лазера на смеси паров Er и Tm [25], в реакции (3) – параметров лазера на парах Tm [17]. Ввиду отсутствия данных о $T_e(t)$ в разряде в смесях Dy–He, Tm–He и Er–Tm–He для грубой оценки сечений использовалась зависимость $T_e(t)$ для смеси Cu–Ne из работы [30], как это было сделано в [18]. Основанием для такой замены послужили схожие условия эксперимента (возбуждения) и близость энергий однократной ионизации E_{ion} в атомах Cu и РЗМ: $E_{ion}(Cu) = 7,72$ эВ, $E_{ion}(Tm) = 0,79E_{ion}(Cu) = 6,10$ эВ, $E_{ion}(Er) = 0,78E_{ion}(Cu) = 6,02$ эВ и $E_{ion}(Dy) = 0,76E_{ion}(Cu) = 5,88$ эВ [31]. Значения концентрации электронов $N_e(t)$ взяты из работы [32]. Данные этих величин даны на рис. 2 и 3.

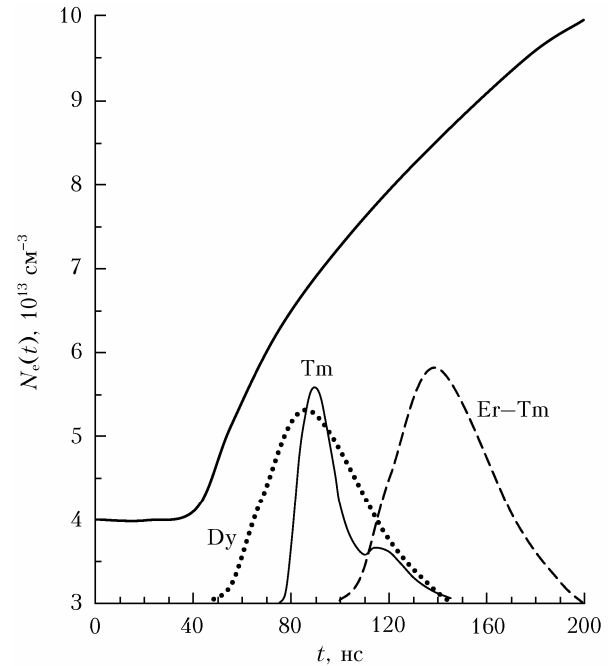


Рис. 2. Зависимость от времени концентрации электронов в разряде (полужирная линия) и формы импульсов генерации в парах Dy, Er–Tm и Tm; $t_{bc} = 0$, $t_{el} = 145$ (Dy, Tm), $t_{el} = 200$ (Er–Tm) нс

Пленение резонансного излучения

Для того чтобы резонансный уровень являлся эффективным резервуаром энергии возбуждения, время его жизни должно превышать длительность импульса генерации. Согласно [12, 33, 34] времена жизни резонансных уровней из чистых экранированных и неэкранированных групп на 1-2 порядка больше, чем из смешанных групп. Это означает, что

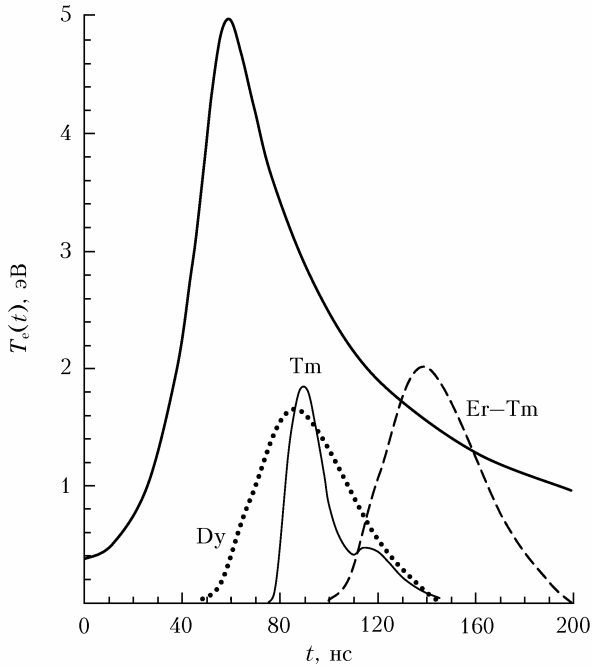


Рис. 3. Зависимость от времени температуры электронов в разряде (полужирная линия) и формы импульсов генерации в парах Dy, Er–Tm и Tm; $t_{bc} = 0$, $t_{el} = 145$ (Dy, Tm), $t_{el} = 200$ (Er–Tm) нс

при отсутствии пленения излучения (при малых концентрациях атомов РЗМ) резонансные уровни из чистых групп играли бы основную роль в СПВ на верхний лазерный уровень при $|\Delta E| < k_B T$. Согласно работам [35, 36] пленение излучения в парах РЗМ на пяти самых сильных резонансных линиях каждого элемента имеет место при следующих концентрациях: $N_{(Tm)0} \geq 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{(Ho)0} \geq 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{(Dy)0} \geq 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{(Er)0} \geq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При оптимальных условиях работы лазеров на парах РЗМ концентрация атомов РЗМ превышает значение 10^{14} см^{-3} [17, 18, 22–25, 35–38], при котором наступает пленение резонансного излучения (время жизни уровня увеличивается в 100 и более раз). Поэтому при оценке сечений СПВ в реакциях (1)–(3) необходимо учитывать близкорасположенные ($|\Delta E| < k_B T$) резонансные уровни из смешанных групп.

Сечения передачи возбуждения в столкновениях Dy–Dy

Генерация лазерного излучения в парах Dy была получена в 2002 г. [24]. Лазер работал в режиме с внешним подогревом с ЧСИ генерации $f = 4 \text{ кГц}$ при $T = 1670 \text{ К}$. Радиус и длина активной зоны ГРТ составили 6 и 500 мм соответственно ($V = 56,55 \text{ см}^3$). В качестве буферного газа в трубку при комнатной температуре (293 К) закачивался He до давления 1,5 торр. В эксперименте было зарегистрировано два лазерных перехода с $\lambda_1 = 849,015$ и $\lambda_2 = 917,2 \text{ нм}$. Второй переход с λ_2 до сих пор идентифицировать не удалось [39]. Верхний уровень UL перехода с λ_1 имеет энергию $E_{UL} =$

$= 24430,270 \text{ см}^{-1}$ ($J_{UL} = 7$, $g_{UL} = 15$), энергия нижнего уровня $E_{LL} = 12655,129 \text{ см}^{-1}$ ($J_{LL} = 7$, $g_{LL} = 15$) (рис. 4). Энергия фотона, излученного на лазерном переходе, $h\nu = 2,34 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, масса атома $m_{Dy} = 2,70 \cdot 10^{-22} \text{ г}$. Рабочей температуре соответствовали следующие параметры: тепловая энергия $k_B T = 1160 \text{ см}^{-1}$, давление насыщенного пара $p_{\text{торр}}(\text{Dy}) = 0,5 \text{ торр}$, средняя скорость атомов Dy $\langle v_{\text{MM}} \rangle = 6,59 \cdot 10^4 \text{ см/с}$, концентрация атомов Dy в основном состоянии $N_0 = 2,89 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (условие пленения резонансного излучения выполняется).

Состояние			
четное		нечетное	
$4f^{10}6s^2$	$4f^{10}5d6s$	$4f^95d6s^2$	$4f^{10}6s6p$
	$^5I_7(^3D)$	$^6H^\circ$	$^5I(^1P^\circ)$
5I	$^3[7]$	$^7G^\circ$	$(8,1)^\circ$

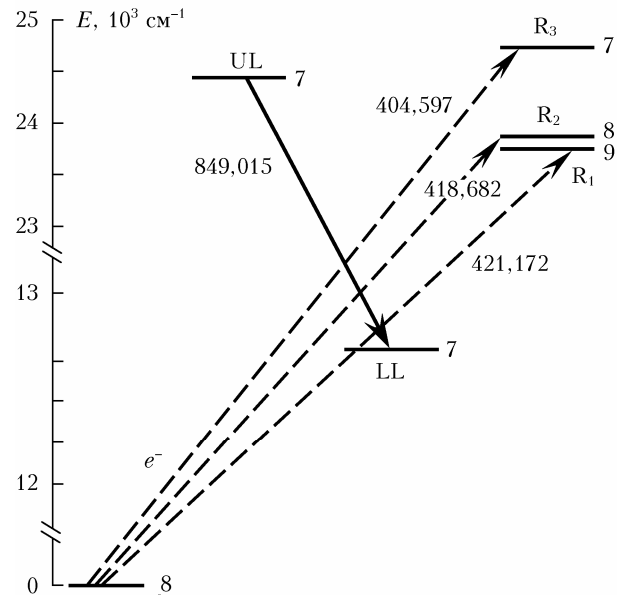


Рис. 4. Упрощенная диаграмма уровней, участвующих в создании инверсии населенности в лазере на парах Dy. Число справа от уровня обозначает полный угловой момент J , число у стрелки – длину волны соответствующего перехода (нм); полужирной стрелкой обозначен лазерный переход; штриховые стрелки показывают заселение резонансных уровней из основного состояния электронным ударом в разряде

Поиск резонансных уровней, заселяющих уровень UL в реакции (1), осуществлялся в диапазоне $[E_{UL} - k_B T; E_{UL} + k_B T] = [23270; 25590] \text{ см}^{-1}$. В указанный диапазон попадают три резонансных уровня R_1 , R_2 и R_3 с энергиями $E_1 = 23736,60$; $E_2 = 23877,75$ и $E_3 = 24708,96 \text{ см}^{-1}$ (см. рис. 4), которые эффективно заселяются электронным ударом из основного состояния [39]. Дефекты энергии $\Delta E_i = E_i - E_{UL}$ по отношению к энергии уровня UL составляют: $\Delta E_1 = -693,67$; $\Delta E_2 = -552,52$ и $\Delta E_3 = 278,69 \text{ см}^{-1}$. Уровни R_1 , R_2 и R_3 являются неэкранированными и сформированы основной конфигурацией $6s6p$ на 97; 93 и 83% соответственно [13].

Остальные резонансные уровни, попадающие в диапазон $[E_{UL} - k_B T; E_{UL} + k_B T]$, были исключены из рассмотрения, поскольку значения сечений $\sigma_{0 \rightarrow R}(\varepsilon)$ в главном максимуме их ОФВ на два и более порядка меньше, чем для R_1 , R_2 и R_3 [39]. Мощности излучения $P_{las} = 20$ мВт (10), измеренной в эксперименте, соответствует число переходов $N_{UL} = 7,55 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ с уровней R_1 – R_3 на уровень UL .

Величины, необходимые для расчета функций $X(t)$ и $Y(t)$ на интервале $[t_{bp}; t_{el}]$, представлены на рис. 2, 3, 5. На рис. 2 показана зависимость от времени концентрации электронов $N_e(t)$ [32], на рис. 3 – зависимость от времени температуры электронов $T_e(t)$ [30]. ОФВ для R_1 , R_2 и R_3 [39] даны на рис. 5, где диапазон энергии электронов $[\varepsilon_{thr}; \varepsilon_{cut}]$ обрезан на значении $\varepsilon_{cut} = 30$ эВ, поскольку $T_e(t) \leq 5$ эВ (см. рис. 3) [19]. По средним значениям $T_e(t_j)$ на интервалах $\Delta t_j = 5$ нс и средним значениям ОФВ $\sigma_{0 \rightarrow R_i}(\varepsilon_k)$ на интервалах $\Delta \varepsilon_k = 1$ эВ определялись точки функций $X(t_j)$ (7) и $Y(t_i)$ (6).

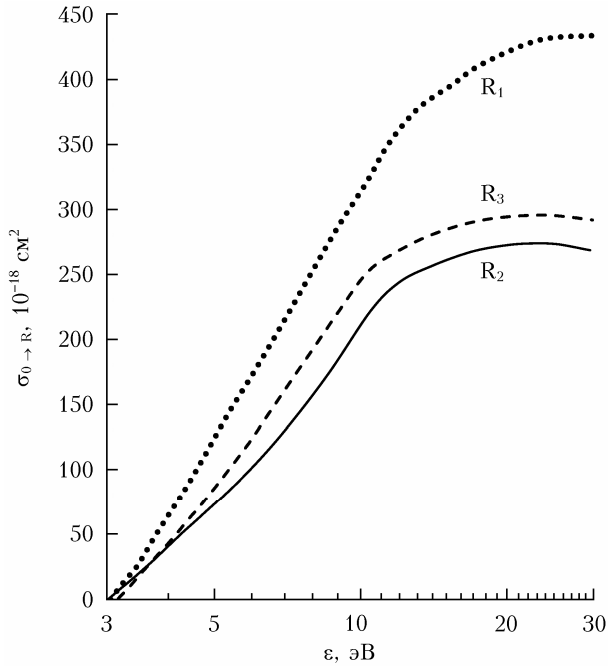


Рис. 5. Оптические функции возбуждения уровней R_1 , R_2 и R_3 атома Dy [39] в диапазоне энергий электронов [3; 30] эВ

На рис. 6 и 7 показаны рассчитанные функции $X(t_j)$ и $Y(t_i)$, из которых видно, что заселение резонансных уровней начинается с $t_{bp} \approx 20$ нс и $[t_{bp}; t_{el}] = [20; 145]$ нс для Dy, поэтому константа $C = 2,09 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ (5). Максимальные значения $N_{(1)R_i}^{max}$ (9) и парциальные сечения $\sigma_{R_i \rightarrow UL}$ (13) и $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p$ (18) приведены в табл. 1. Величины $N_{(1)R_i}^{max}$ и $\alpha_i N_{(1)R_i}^{max}$ для уровней R_1 – R_3 удовлетворяют условиям (17) и (19) соответственно.

Для оценки эффективных сечений (20) необходимо определить значения коэффициентов β_i . Согласно [2, с. 10; 28, § 81] вклад β_i каждого резо-

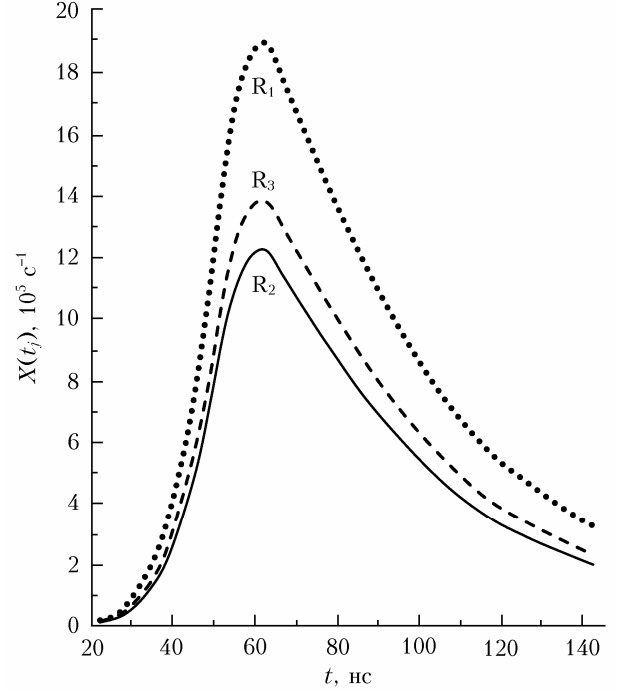


Рис. 6. Зависимость от времени функций $X(t_j)$ для уровней R_1 , R_2 и R_3 атома Dy

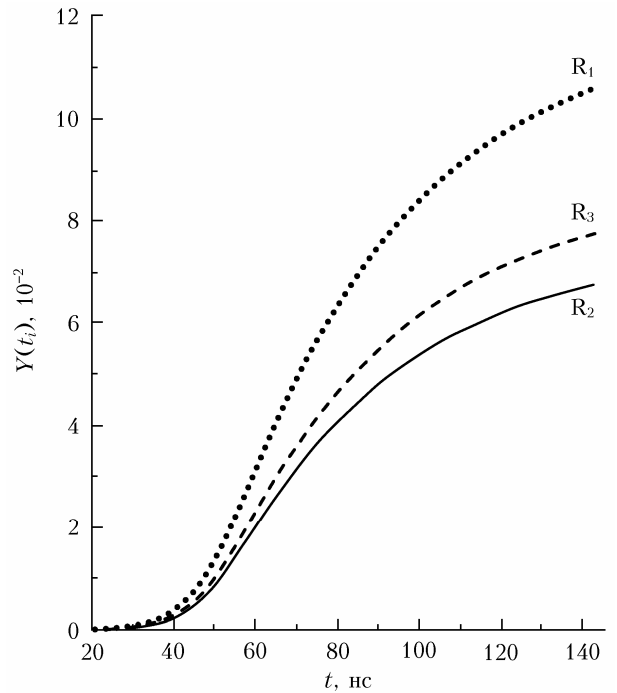


Рис. 7. Зависимость от времени функций $Y(t_i)$ для уровней R_1 , R_2 и R_3 атома Dy

нансного уровня в число переходов N_{UL} (10) обратно пропорционален абсолютной величине дефекта энергии ΔE_i , т.е. $P_{las} \propto N_{UL} \propto |\Delta E_i|^{-1}$. Учитывались вклады только от рассматриваемых уровней R_1 – R_3 . Коэффициенты β_i и сечения $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef}$ (20) приведены в табл. 1.

Таблица 1

Характеристики уровней R_1 , R_2 и R_3 атома Dy

Характеристика	Резонансный уровень		
	R_1	R_2	R_3
$N_{R_i}^{\max}$, см^{-3}	$3,06 \cdot 10^{14}$	$1,95 \cdot 10^{14}$	$2,24 \cdot 10^{14}$
$N_{R_i}^{\max} / N_{UL}$	405,56	258,54	296,51
$\sigma_{R_i \rightarrow UL}$, см^2	$1,92 \cdot 10^{-16}$	$3,00 \cdot 10^{-16}$	$2,63 \cdot 10^{-16}$
α_i	0,97	0,93	0,83
$\alpha_i N_{R_i}^{\max} / N_{UL}$	393,39	240,45	246,10
$\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p$, см^2	$1,98 \cdot 10^{-16}$	$3,23 \cdot 10^{-16}$	$3,17 \cdot 10^{-16}$
β_i	0,21	0,27	0,52
$\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef}$, см^2	$4,16 \cdot 10^{-17}$	$8,72 \cdot 10^{-17}$	$1,65 \cdot 10^{-16}$

Сечения передачи возбуждения в столкновениях Er–Tm

Генерация лазерного излучения в парах Er была получена в 2003 г. [25]. Радиус и длина активной зоны ГРТ составили 6 и 500 мм соответственно ($V = 56,55 \text{ см}^3$). Лазер работал в режиме с внешним подогревом с $f = 5 \text{ кГц}$: кусочки Tm располагались в центральной зоне трубки длиной 250 мм, Er размещался по краям трубки в двух зонах по 125 мм. Рабочая температура Tm поддерживалась на уровне $T_{Tm} = 1373 \text{ К}$, $T_{Er} = 1803 \text{ К}$. Буферный газ Ne закачивался в трубку до давления 3 торр при комнатной температуре (293 К). Сначала в эксперименте использовался только Er, однако генерация в смеси Er–Ne зарегистрирована не была. Это исключает эффективное заселение атомов Er в реакциях (1) и (3).

После добавления Tm в трубку были зарегистрированы четыре линии генерации на атомарных переходах Tm, и одна линия соответствовала переходу в атоме Er с $\lambda = 1058,9 \text{ нм}$. Данный факт указывает на то, что верхний уровень лазерного перехода в атоме Er мог заселяться только в столкновениях с атомами Tm в реакции (2).

Верхний уровень UL перехода имеет энергию $E_{UL} = 25942,577 \text{ см}^{-1}$ ($J_{UL} = 8$, $g_{UL} = 17$), энергия нижнего уровня $E_{LL} = 16501,416 \text{ см}^{-1}$ ($J_{LL} = 9$, $g_{LL} = 19$) (рис. 8). Энергия фотона, излученного на лазерном переходе, $h\nu = 1,88 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, массы атомов $m_{Tm} = 2,81 \cdot 10^{-22} \text{ г}$ и $m_{Er} = 2,78 \cdot 10^{-22} \text{ г}$. Рабочим температурам Tm и Er соответствовали следующие параметры: $p_{\text{торр}}(\text{Tm}) = 0,7 \text{ торр}$ и $p_{\text{торр}}(\text{Er}) = 0,5 \text{ торр}$, средняя относительная скорость сталкивающихся атомов Tm и Er (v_{12}) = $6,32 \cdot 10^4 \text{ см/с}$, концентрация атомов в основном состоянии $N_{(Tm)0} = 5,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $N_{(Er)0} = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, тепловая энергия для атомов Er $k_B T_{Er} = 1252 \text{ см}^{-1}$. Интервал $[t_{bp}; t_{el}] = [20; 200] \text{ нс}$ и константа $C = 1,58 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ (5). Условие пленения резонансного излучения выполняется для обоих элементов.

Поиск резонансных уровней в атоме Tm, заселяющих уровень UL в реакции (2), осуществлялся в диапазоне $[E_{UL} - k_B T_{Er}; E_{UL} + k_B T_{Er}] = [24690; 27194] \text{ см}^{-1}$. В данный диапазон попадают семь резонансных уровней R_1 – R_7 (рис. 8) с известным содержанием конфигурации $6s6p$ [13, 40]. Мощности излучения $P_{\text{las}} = 40 \text{ мВт}$ [37] соответствует число переходов $N_{UL} = 1,43 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ с уровней R_1 – R_7 атома Tm на уровень UL атома Er. Длины волн

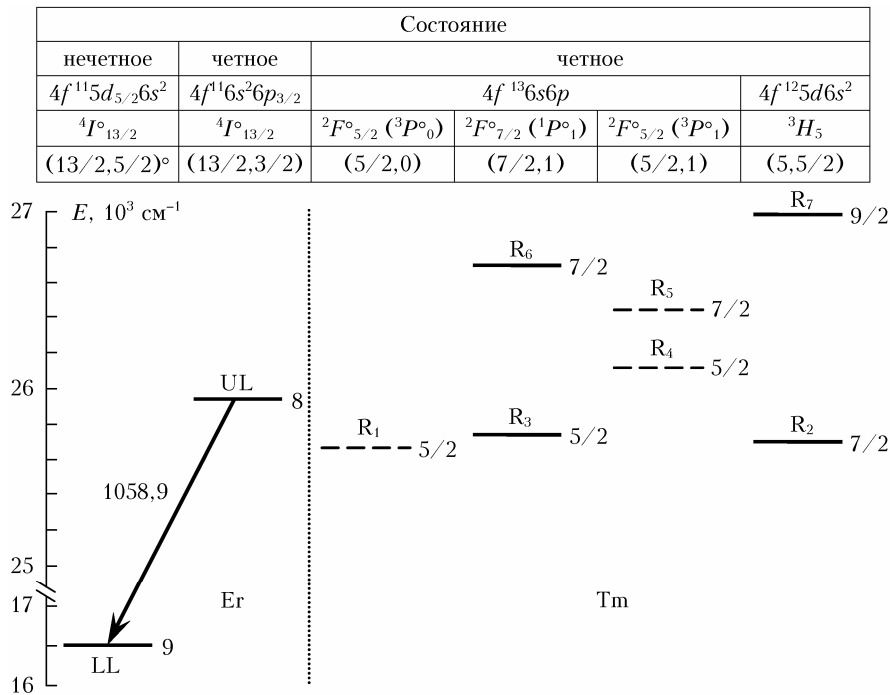


Рис. 8. Упрощенная диаграмма уровней Tm и Er, предположительно участвующих в создании инверсии населенности в лазере на парах Er. Число справа от уровня обозначает полный угловой момент J . Стрелкой обозначен лазерный переход, число у стрелки – длина волны перехода (нм). Штриховые и сплошные линии показывают незарегистрированные и смешанные резонансные уровни атома Tm соответственно

переходов λ_i в основное состояние $4f^{13}(^2F^\circ)6s^2$ ($J = 7/2$), энергии уровней E_i , дефекты энергии $\Delta E_i = E_i - E_{UL}$, содержание конфигурации $6s6p$ и группа, к которой принадлежит уровень, даны в табл. 2.

Группа незранированных уровней R_1 , R_4 и R_5 слабо заселяется электронным ударом из основного состояния [40]. ОФВ для этих уровней в диапазоне $[\varepsilon_{thr}; \varepsilon_{cut}] = [3; 30]$ эВ показаны на рис. 9, функции $X(t_j)$ и $Y(t_j)$ – на рис. 10 и 11 соответственно. Максимальные значения $N_{(1)R_i}^{max}$ (9) для R_1 , R_4 и R_5 и парциальные сечения $\sigma_{R_i \rightarrow UL}$ (4) и $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p$ (18) для R_1 и R_4 приведены в табл. 2. Для R_5 условие (17)

не выполняется, поэтому оценка сечений $\sigma_{R_i \rightarrow UL}$ и $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p$ теряет смысл.

Уровни R_2 , R_3 , R_6 и R_7 принадлежат к смешанным группам. Тем не менее, в отличие от Dy , они заселяются электронным ударом гораздо эффективнее, чем незранированные R_1 , R_4 и R_5 [40]. На рис. 12–14 представлены ОФВ для уровней R_2 , R_3 , R_6 и R_7 в диапазоне $[\varepsilon_{thr}; \varepsilon_{cut}] = [3; 30]$ эВ, функции $X(t_j)$ и $Y(t_j)$. Анализ значений $N_{(1)R_i}^{max}$ и условия (17) для уровней R_1 – R_7 (см. табл. 2) показывает, что R_1 , R_4 и R_5 не могут конкурировать с R_2 ,

Таблица 2

Характеристики уровней R_1 – R_7 атома Tm

Характеристика	Резонансный уровень						
	R_1	R_2	R_3	R_4	R_5	R_6	R_7
λ_i , нм	389,662	388,735	388,313	382,639	378,115	374,406	371,791
E_i , см ⁻¹	25656,019	25717,197	25745,117	26126,907	26439,491	26701,325	26889,125
ΔE_i , см ⁻¹	-286,558	-225,380	-197,460	183,330	496,914	758,748	946,548
$6s6p$, %	92	12	28	94	96	39	31
Группа	Неэкр.	Смеш. I	Смеш. II	Неэкр.	Неэкр.	Смеш. II	Смеш. I
$N_{R_i}^{max}$, см ⁻³	$5,60 \cdot 10^{12}$	$6,37 \cdot 10^{13}$	$1,43 \cdot 10^{14}$	$5,30 \cdot 10^{12}$	$1,27 \cdot 10^{12}$	$1,36 \cdot 10^{14}$	$2,07 \cdot 10^{14}$
$N_{R_i}^{max}/N_{UL}$	3,93	44,71	100,24	3,72	0,89	95,46	145,02
$\sigma_{R_i \rightarrow UL}$, см ²	$1,65 \cdot 10^{-14}$	$1,17 \cdot 10^{-15}$	$5,16 \cdot 10^{-16}$	$1,76 \cdot 10^{-14}$	–	$5,41 \cdot 10^{-16}$	$3,53 \cdot 10^{-16}$
α_i	0,92	0,12	0,28	0,94	0,96	0,39	0,31
$\alpha_i N_{R_i}^{max}/N_{UL}$	3,62	5,37	28,07	3,50	–	37,23	44,96
$\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p$, см ²	$1,79 \cdot 10^{-14}$	$9,75 \cdot 10^{-15}$	$1,84 \cdot 10^{-15}$	$1,88 \cdot 10^{-14}$	–	$1,39 \cdot 10^{-15}$	$1,14 \cdot 10^{-15}$
β_i (1)	–	0,37	0,43	–	–	0,11	0,09
$\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef}$ (1), см ²	–	$3,61 \cdot 10^{-15}$	$7,91 \cdot 10^{-16}$	–	–	$1,53 \cdot 10^{-16}$	$1,03 \cdot 10^{-16}$
β_i (2)	–	–	0,68	–	–	0,18	0,14
$\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef}$ (2), см ²	–	–	$1,25 \cdot 10^{-15}$	–	–	$2,50 \cdot 10^{-16}$	$1,60 \cdot 10^{-16}$

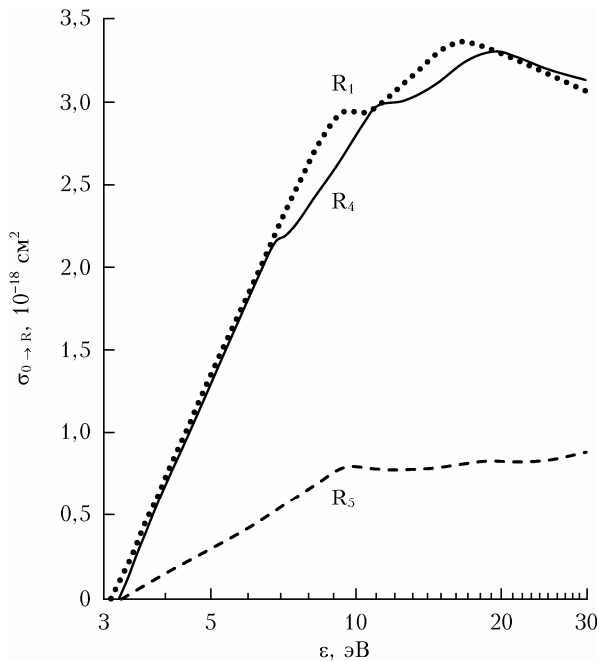


Рис. 9. Оптические функции возбуждения уровней R_1 , R_4 и R_5 атома Tm [40] в диапазоне энергий электронов $[3; 30]$ эВ

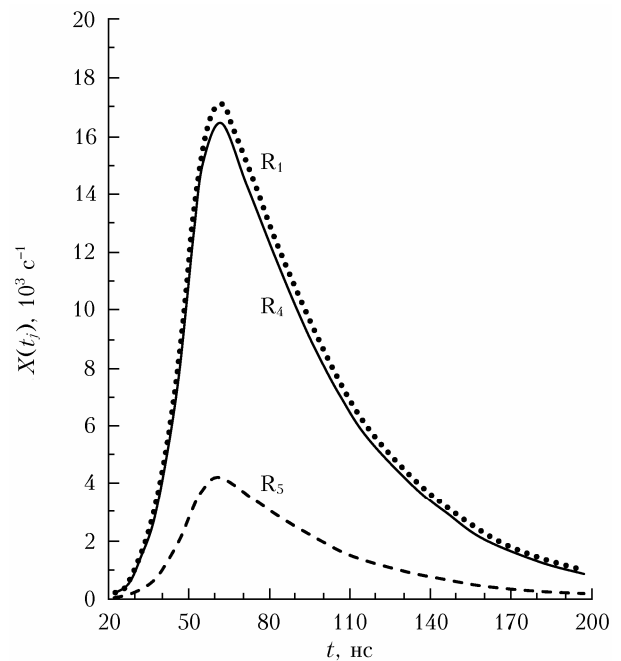


Рис. 10. Зависимость от времени функций $X(t_j)$ для уровней R_1 , R_4 и R_5 атома Tm

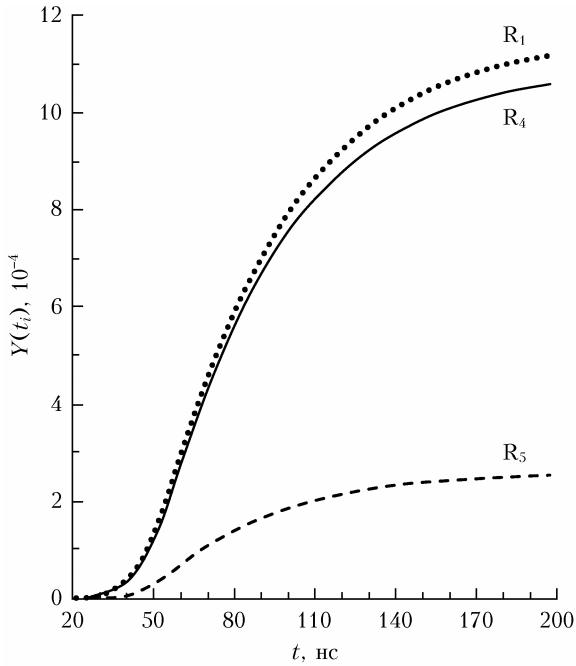


Рис. 11. Зависимость от времени функций $Y(t_i)$ для уровней R_1 , R_4 , и R_5 атома Tm

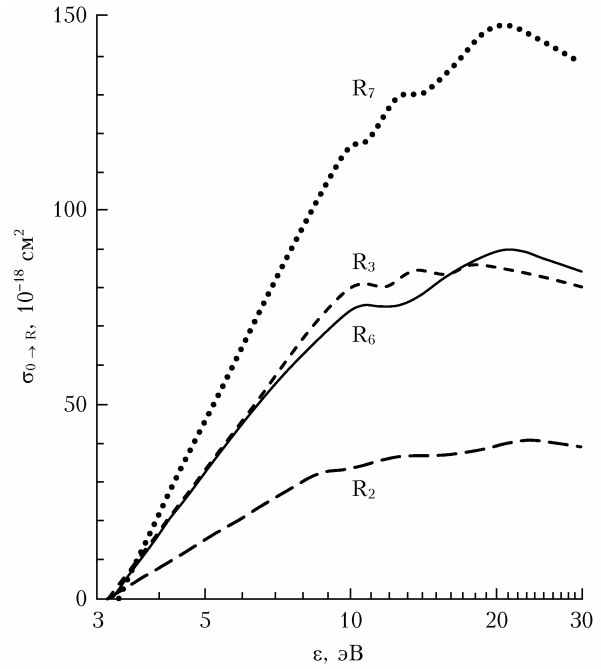


Рис. 12. Оптические функции возбуждения уровней R_2 , R_3 , R_6 , и R_7 атома Tm [40] в диапазоне энергий электронов [3; 30] эВ

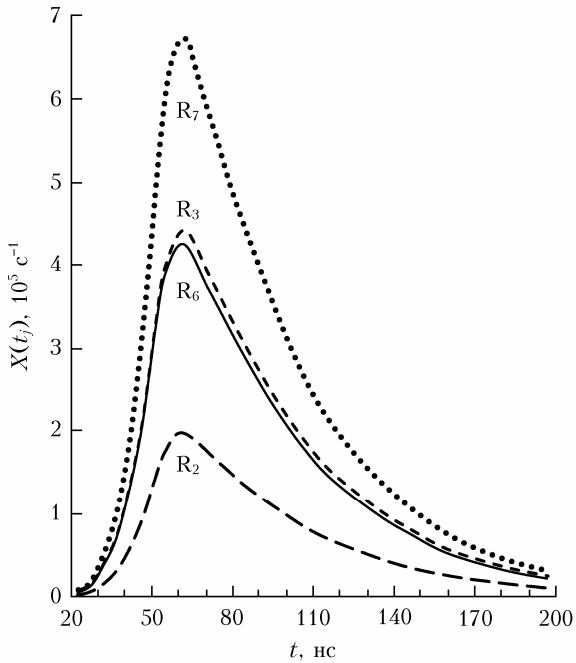


Рис. 13. Зависимость от времени функций $X(t_j)$ для уровней R_2 , R_3 , R_6 , и R_7 атома Tm

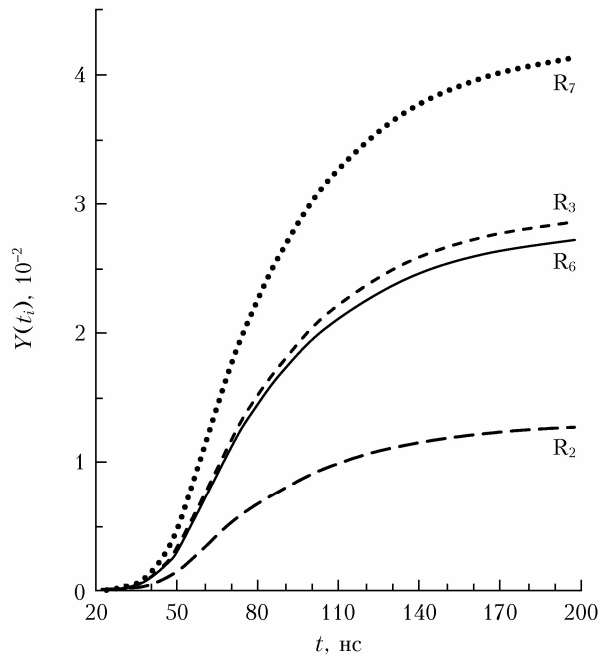


Рис. 14. Зависимость от времени функций $Y(t_i)$ для уровней R_2 , R_3 , R_6 , и R_7 атома Tm

R_3 , R_6 и R_7 в заселении уровня UL в реакции (2). Парциальные сечения $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p$ для R_1 и R_4 , по-видимому, завышены. Вкладами уровней R_1 , R_4 и R_5 в заселение уровня UL можно пренебречь, поэтому оценка эффективных сечений $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef}$ (20) для них не проводилась.

Уровень R_2 сформирован конфигурацией $6s6p$ на 12% [13]. Хотя условие (19) для R_2 выполняется,

отношение $\alpha_i N_{(1)R_i}^{max} / N_{(2)UL}$ более чем в 5 раз меньше, чем для R_3 , R_6 и R_7 . Тем не менее для оценки эффективных сечений рассматривались два варианта. В первом варианте в заселении UL учитывались четыре уровня (R_2 , R_3 , R_6 и R_7), во втором – только три (R_3 , R_6 и R_7), наиболее эффективно заселяемые электронным ударом. Вклады резонансных уровней $\beta_i(1)$ и сечения $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef}$ (1) для первого

варианта и β_i (2) и $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef}$ (2) для второго приведены в табл. 2.

В работе [19] был проведен анализ процессов заселения и опустошения уровней атомов, в котором сделано предположение, что рассеением резонансных уровней атомов РЗМ за счет столкновений второго рода с электронами в условиях пленения резонансного излучения в интервале $[t_{bp}; t_{el}]$ можно пренебречь. Вернемся к данному вопросу, учитывая полученные численные оценки сечений СПВ в реакциях (1) и (2). В случае атомов Ду при сечениях возбуждения резонансных уровней электронным ударом из основного состояния $\sigma_{0 \rightarrow R} \sim 10^{-16} \text{ см}^2$ (см. рис. 5) потери концентрации основного состояния N_0 на возбуждение этих уровней (9) составили $\sim 10^{-2}$ (см. рис. 7). В случае атомов Тм при сечениях $\sigma_{0 \rightarrow R} \sim 10^{-18} - 10^{-16} \text{ см}^2$ (см. рис. 9 и 12) потери $N_{(Tm)0}$ составили $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$ (см. рис. 11 и 14). Сечения возбуждения вышележащих уровней электронным ударом из резонансных состояний в атомах Ду и Тм $\sim 10^{-19} \text{ см}^2$ [39, 41–44]. Поэтому при тех же самых условиях разряда ($N_e(t)$ и $T_e(t)$) потери резонансного уровня $N_{(1)R}$ на возбуждение вышележащих уровней за счет электронного удара составят $\sim 10^{-5}$ как для Ду, так и для Тм.

Следует отметить, что сечения $\sim 10^{-19} \text{ см}^2$ [39, 41–44] были получены при использовании возбуждающего моноэнергетического пучка электронов с энергиями 30–50 эВ. В сравнительно холодном газовом разряде энергия электронов гораздо меньше (см. рис. 3) и роль столкновительного рассеяния резонансных уровней электронами может быть большей. Тем не менее если допустить, что такие сечения возрастут на 2 порядка (до 10^{-17} см^2), то потери резонансного уровня $N_{(1)R}$ на возбуждение вышележащих уровней за счет электронного удара составят $\sim 10^{-3}$. Таким образом, предложение об исключении роли электронного удара в рассеении резонансных уровней в интервале $[t_{bp}; t_{el}]$ оказалось верным. Разумно предположить, что потери населенности уровня UL за счет ударов второго рода электронами в интервале $[t_{bp}; t_{el}]$ также не превышают $10^{-5} - 10^{-3}$. С учетом быстрого рассеяния уровня UL за счет вынужденного излучения доля таких потерь будет еще меньше.

Сечения передачи возбуждения в столкновениях Тм–Тм и Тм–Не

Для оценки парциальных и эффективных сечений СПВ в реакциях (1) и (3) был выбран переход с $\lambda = 1310,057 \text{ нм}$ в лазере на парах Тм [17]. Лазер работал в режиме с внешним подогревом с $f = 100 \text{ Гц}$ при $T = 1373 \text{ К}$. Радиус и длина активной зоны ГРТ составили 1 и 40 см соответственно ($V = 125,7 \text{ см}^3$). В качестве буферного газа в трубку при температуре 293 К закачивался Не до давления 2 торр (концентрация $N_B = 6,6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Рабочей температуре соответствовали: тепловая энергия $k_B T = 954 \text{ см}^{-1}$, давление насыщенного пара $p_{\text{торр}}(\text{Тм}) = 0,71 \text{ торр}$, концентрация атомов Тм в основном

состоянии $N_0 = 5,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (условие пленения резонансного излучения выполняется), средние скорости $\langle v_{MB} \rangle = 2,73 \cdot 10^3 \text{ см/с}$ и $\langle v_{MM} \rangle = 5,86 \cdot 10^4 \text{ см/с}$.

Верхний уровень UL лазерного перехода имеет энергию $E_{UL} = 22902,127 \text{ см}^{-1}$ ($J_{UL} = 13/2$, $g_{UL} = 14$), энергия нижнего уровня $E_{LL} = 15271,002 \text{ см}^{-1}$ ($J_{LL} = 15/2$, $g_{LL} = 16$) (рис. 15). Энергия фотона, излученного на лазерном переходе, $h\nu = 1,52 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$, массы атомов $m_{Tm} = 2,81 \cdot 10^{-22} \text{ г}$ и $m_{He} = 6,65 \cdot 10^{-24} \text{ г}$.

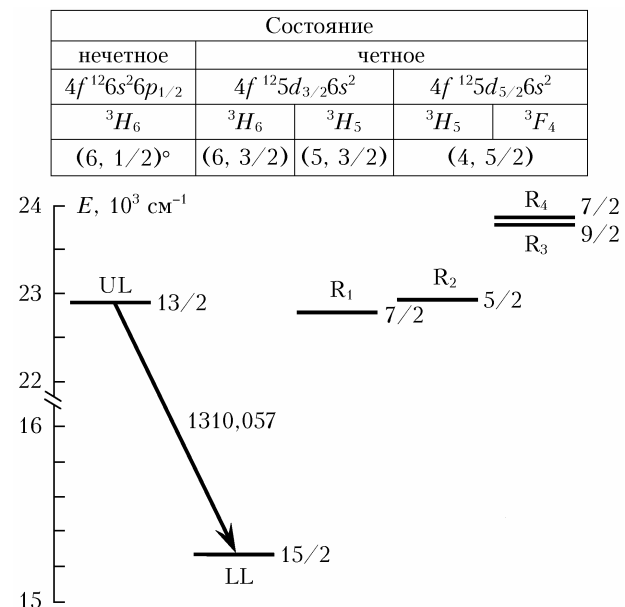


Рис. 15. Упрощенная диаграмма уровней, участвующих в создании инверсии населенности в лазере на парах Тм. Справа от уровня указан его полный угловой момент J ; стрелкой обозначен лазерный переход с длиной волны (нм)

Поиск резонансных уровней, заселяющих уровень UL, осуществлялся в диапазоне $[E_{UL} - k_B T; E_{UL} + k_B T] = [21948; 23856] \text{ см}^{-1}$. В указанный диапазон попадают три экранированных резонансных уровня R_1 , R_2 и R_3 (рис. 15) с известным содержанием первых двух конфигураций $5d6s^2$ (табл. 3) [13]. Также принимался в расчет уровень R_4 , расположенный на краю диапазона $[E_{UL} - k_B T; E_{UL} + k_B T]$ с положительным дефектом энергии $\Delta E_i = E_i - E_{UL}$ и эффективно заселяемый электронным ударом из основного состояния [40]. Другие вышележащие резонансные уровни отстоят от уровня UL более чем в 1,5 раза дальше по ΔE_i , по сравнению с R_4 , и из рассмотрения исключались. Для R_4 известно содержание обоих типов конфигураций $6s6p$ и $5d6s^2$ (табл. 3), поэтому сечение СПВ в реакции (1) оценивалось только для этого уровня. Длины волн λ_i переходов с уровней $R_1 - R_4$ в основное состояние $4f^{13}(^2F^o)6s^2$ ($J = 7/2$), энергии уровней E_i , дефекты энергии ΔE_i , содержание конфигураций $5d6s^2$ и $6s6p$ и группа, к которой принадлежит уровень, приведены в табл. 3. Мощности излучения $P_{\text{las}} = 22,5 \text{ мВт}$ (10) соответствует число переходов $N_{UL} = 2,21 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с уровней $R_1 - R_4$ на уровень UL.

Характеристики уровней R_1 – R_4 атома Tm

Характеристика	Резонансный уровень				
	R_1	R_2	R_3	R_4	
λ_i , нм	438,643	435,993	420,373	418,762	
E_i , см $^{-1}$	22791,176	22929,717	23781,698	23873,207	
ΔE_i , см $^{-1}$	-110,951	27,590	879,571	971,080	
Группа	Экран.	Экран.	Экран.	Смеш. I	
$5d6s^2$, %	75 + 5	27 + 20	49 + 21	37	
$6s6p$, %	Нет данных	Нет данных	Нет данных	22	
$N_{R_i}^{\max}$, см $^{-3}$	$2,53 \cdot 10^{13}$	$5,67 \cdot 10^{13}$	$10,83 \cdot 10^{13}$	$20,78 \cdot 10^{13}$	
$N_{R_i}^{\max}/N_{UL}$	1,14	2,57	4,90	9,40	
$\sigma_{R_i \rightarrow UL}$, см 2	$6,14 \cdot 10^{-15}$	$5,41 \cdot 10^{-16}$	$2,15 \cdot 10^{-16}$	$9,99 \cdot 10^{-17}$	$6,15 \cdot 10^{-15}$
$\alpha_i(5d)$	0,80	0,47	0,70	0,37	
$\alpha_i(6p)$					0,22
$\alpha_i N_{R_i}^{\max}/N_{UL}$	0,91	1,21	3,43	3,48	2,07
$\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p$, см 2	–	$1,15 \cdot 10^{-15}$	$3,07 \cdot 10^{-16}$	$2,70 \cdot 10^{-16}$	$2,79 \cdot 10^{-14}$
β_i	0,190	0,764	0,024	$0,022 = 0,014(5d) + 0,008(6p)$	
$\alpha_i N_{R_i}^{\max}/\beta_i N_{UL}$	4,79	1,58	142,92	248,57	258,75
$\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef}$, см 2	$1,46 \cdot 10^{-15}$	$8,79 \cdot 10^{-16}$	$7,37 \cdot 10^{-18}$	$3,78 \cdot 10^{-18}$	$2,23 \cdot 10^{-16}$

Величины, необходимые для расчета функций $X(t)$ и $Y(t)$ в интервале $[t_{bp}; t_{el}]$, представлены на рис. 2, 3 и 16. Наличие двух максимумов у формы импульса генерации (см. рис. 2 и 3) говорит о том, что уровень UL заселяется как в реакции (3) (первый максимум), так и в реакции (1) (второй максимум) [22]. ОФВ для уровней R_1 – R_4 [40] в диапазоне $[\varepsilon_{thr}; \varepsilon_{cut}] = [2,5; 30]$ эВ даны на рис. 16.

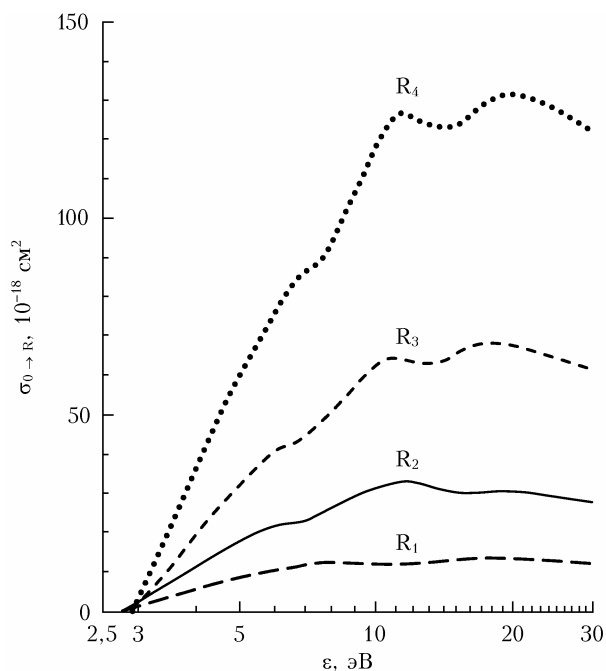


Рис. 16. Оптические функции возбуждения уровней R_1 – R_4 атома Tm [40] в диапазоне энергий электронов $[2,5; 30]$ эВ

По средним значениям $T_e(t_j)$ на интервалах $\Delta t_j = 5$ нс и средним значениям ОФВ $\sigma_{0 \rightarrow R_i}(\varepsilon_k)$ на интервалах $\Delta \varepsilon_k = 1$ эВ определялись точки функций $X(t_j)$ (7) и $Y(t_j)$ (6).

На рис. 17 и 18 показаны рассчитанные функции $X(t_j)$ и $Y(t_j)$, из которых видно, что заселение R_1 – R_4 начинается с $t_{bp} \approx 20$ нс и $[t_{bp}; t_{el}] = [20; 145]$ нс. Константа $C = 35,34 \cdot 10^3$ с $^{-1}$ (5). Рассчитанные максимальные значения $N_{R_i}^{\max}$ и оцененные парциальные сечения $\sigma_{R_i \rightarrow UL}$ и $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^p$ для R_1 – R_4 также даны в табл. 3. Парциальное сечение $\sigma_{R_1 \rightarrow UL}^p$ для R_1 в табл. 3 отсутствует, поскольку это самый слабо возбуждаемый уровень среди всех резонансных (см. рис. 16) и условие (19) для R_1 не выполняется, тогда как R_2 – R_4 условию (19) удовлетворяют.

Для оценки эффективных сечений (20) вклад β_i каждого уровня R_i в число переходов N_{UL} (10) считался обратно пропорциональным абсолютной величине дефекта энергии ΔE_i , т.е. $P_{las} \propto N_{UL} \propto |\Delta E_i|^{-1}$ (как и для столкновений Ду–Ду и Ег–Тм). Учитывались вклады только от рассматриваемых уровней R_1 – R_4 . Коэффициенты β_i и сечения $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef}$ приведены в табл. 3. Отметим, что для уровня R_1 условие (21) выполняется. В случае уровня R_4 эффективное сечение $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef}$ в столкновениях Тм–Тм в реакции (1) на 2 порядка больше сечения в столкновениях Тм–Не в реакции (3).

Анализ отношения (21) для R_1 – R_4 приводит к предположению, что значения сечений $\sigma_{R_i \rightarrow UL}^{ef}$ для R_1 и R_2 , возможно, завышены (см. табл. 3). Хотя уровни R_1 и R_2 гораздо ближе расположены к уровню UL (см. рис. 15), они заселяются электронным ударом слабее, чем R_3 и R_4 (см. рис. 16).

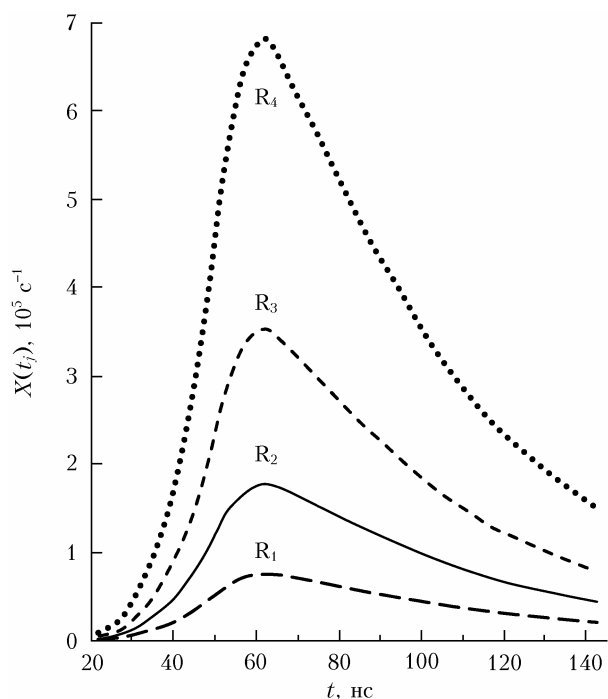


Рис. 17. Зависимость от времени функций $X(t_j)$ для уровней R_1 – R_4 атома Tm

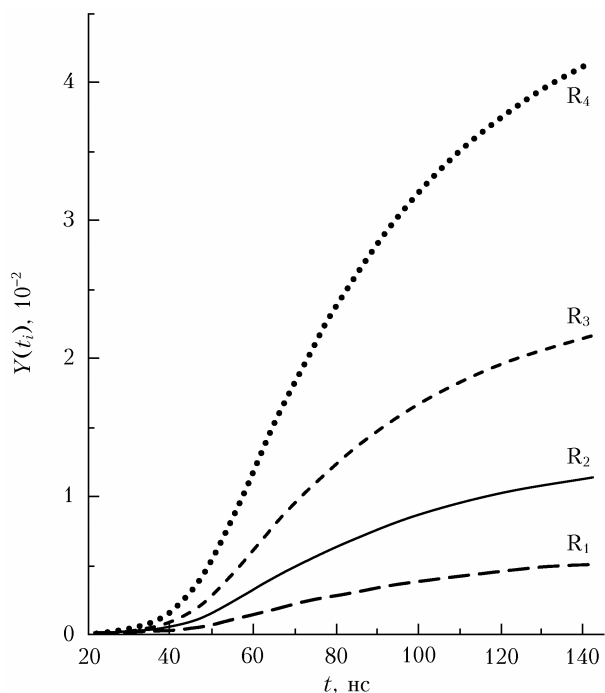


Рис. 18. Зависимость от времени функций $Y(t_i)$ для уровней R_1 – R_4 атома Tm

Представляется маловероятным, чтобы R_1 и R_2 передавали 20,9% ($1/4,79$) и 63,3% ($1/1,58$) от своих населенностей $\alpha_i N_{R_i}^{\max}$ уровню UL в течение интервала $[t_{bp}; t_{el}]$. Поэтому уровень UL преимущественно заселяется в реакциях (1) и (3) с уровнями R_3

и R_4 . Нельзя исключить, что в процессе заселения UL также участвуют резонансные уровни, расположенные выше R_4 , с положительными дефектами энергии ΔE_i .

Заключение

В работе оценены значения 13 парциальных и 15 эффективных сечений передачи возбуждения в столкновениях Ду–Ду, Tm–Er, Tm–Tm и Tm–He с помощью метода, предложенного в работе [19]. Активные среды лазеров на парах Ду, Tm и смеси паров Tm и Er с буферным газом He использовались как столкновительные. Передача возбуждения исследована в столкновениях атомов РЗМ в неэкранированных резонансных $6s6p$ -состояниях с атомами РЗМ в основном состоянии в реакциях (1) и (2), а также в столкновениях атомов РЗМ в экранированных резонансных $5d6s^2$ -состояниях с атомами инертного газа He в реакции (3). Оценка сечений проведена для резонансных уровней с дефектами энергии $|\Delta E| < k_B T$ по отношению к верхним лазерным уровням.

Величины, необходимые для расчета сечений, определялись из параметров лазерной среды и средней мощности лазерного излучения. Из-за отсутствия экспериментальных данных по концентрации $N_e(t)$ и температуре $T_e(t)$ электронов для исследуемых смесей Ду–He, Tm–He и Er–Tm–He они брались для смеси Cu–Ne. Поскольку для исследованных резонансных уровней известно содержание только первых двух электронных конфигураций, которые их формируют, полученные результаты имеют предварительный характер. Оцененные эффективные сечения в некотором смысле могут считаться парциальными, так как передача возбуждения на другие близкорасположенные уровни в расчет не принималась. С появлением необходимых данных точность определения сечений будет повышаться. Парциальные сечения СПВ в зависимости от сечений возбуждения резонансных уровней, типа столкновений и дефекта энергии ΔE составили $\sim 10^{-16} - 10^{-14}$ см², эффективные сечения $\sim 10^{-18} - 10^{-15}$ см².

Автор благодарит А.В. Павлинского за обсуждения условий генерации и параметров активной среды лазеров на парах РЗМ. Исследование проведено в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

1. *Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов*: сб. 1 / под ред. Э.К. Краулини. Рига: Изд-во Латвийского госуниверситета, 1968. 132 с.
2. *Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов*: сб. 2 / под ред. Э.К. Краулини. Рига: Изд-во Латвийского госуниверситета, 1969. 154 с.
3. *Столкновительные и радиационные процессы с участием возбужденных частиц*: Сб. научн. труд. / под ред. Э.К. Краулини. Рига: Изд-во Латвийского госуниверситета, 1987. 168 с.
4. Krause L. Collisional excitation transfer between the $^2P_{1/2}$ and $^2P_{3/2}$ levels in alkali atoms // Appl. Opt. 1966. V. 5, N 9. P. 1375–1382.

5. Pitre J., Krause L. Sensitized fluorescence in vapors of alkali metals: IX. Energy transfer in collisions between sodium and inert gas atoms // *Can. J. Phys.* 1967. V. 45, N 8. P. 2671–2681.
6. Reid R.H.G., Dalgarno A. Fine-structure transitions and shape resonances // *Phys. Rev. Lett.* 1969. V. 22, N 20. P. 1029–1030.
7. Münster P., Marek J. Determination of cross sections of excitation transfer between the fine-structure components of Cs (7^2P), Rb (6^2P) and Rb (7^2P) induced by collisions with rare-gas atoms // *J. Phys. B.* 1981. V. 14, N 6. P. 1009–1018.
8. Huennekens L., Gallagher A. Self-broadening of the sodium resonance lines and excitation transfer between the $^3P_{3/2}$ and $^3P_{1/2}$ levels // *Phys. Rev. A.* 1983. V. 27, N 4. P. 1851–1864.
9. DeVries P.L. A quantum calculation of multipole relaxation and transfer cross sections in collisions of Na with Xe // *J. Chem. Phys.* 1984. V. 80, N 1. P. 186–194.
10. Sharma A.D., Schuessler H.A., Hill, Jr. R.H. Laser-induced-fluorescence detection of collisional excitation transfer in atomic rubidium vapor during collisions with noble-gas and rubidium atoms // *Phys. Rev. A.* 1988. V. 37, N 12. P. 4649–4655.
11. Konefal Z., Ignaciuk M.Z. Observation of collision-induced amplified emission in Na-noble gas system // *Phys. D – Atoms, Molecules and Clusters.* 1993. V. 27, N 1. P. 49–54.
12. Александров Е.Б., Веденин В.Д., Кулясов В.Н. Уширение и сдвиг резонансных линий тулия гелием // *Опт. и спектроскоп.* 1984. Т. 56, № 4. С. 596–600.
13. Martin W.C., Zalubas R., Hagan L. Atomic energy levels – the rare-earth elements // *Natl. Stand. Ref. Data Ser. (U.S., Natl. Bur. Stand.)*. 1978. V. 60. 422 p.
14. Веденин В.Д., Кулясов В.Н. Столкновительные возмущения $f-d$ -переходов в атомах самария и тулия // *Опт. и спектроскоп.* 1985. Т. 59, № 5. С. 1004–1007.
15. Веденин В.Д. Уширение и сдвиг криптоном резонансных линий тулия и самария // *Опт. и спектроскоп.* 1987. Т. 63, № 6. С. 1198–1201.
16. Веденин В.Д. Неон: уширение и сдвиг атомных линий тулия и самария // *Опт. и спектроскоп.* 1991. Т. 70, № 5. С. 956–962.
17. Gerasimov V.A., Gerasimov V.V., Pavlinskiy A.V. Peculiarities of collisional excitation transfer with excited screened energy levels of atoms // *Phys. Rev. A.* 2007. V. 76, N 3. P. 034701.
18. Gerasimov V.A., Gerasimov V.V. Cross sections of collisional excitation transfer in collisions of rare-earth metal atoms in screened excited states with atoms of inert gases // *J. Phys. B.* 2011. V. 44, N 19. P. 195201.
19. Герасимов В.В. Метод определения сечений передачи возбуждения в столкновениях с атомами редкоземельных металлов. 1. Описание метода // *Оптика атмосферы и океана.* 2021. Т. 34, № 8. С. 638–646.
20. Клишкин В.М. Исследование газового лазера на парах иттербия // *Квант. электрон.* 1975. Т. 2, № 3. С. 579–584.
21. Клишкин В.М., Прокопьев В.Е., Соковилов В.Г. Исследование зависимости мощности генерации на ИК-линиях иттербия от частоты следования импульсов накачки // *Квант. электрон.* 1981. Т. 8, № 4. С. 722–725.
22. Герасимов В.А., Юнжаков Б.П. Исследование лазера на парах тулия // *Квант. электрон.* 1989. Т. 16, № 12. С. 2386–2393.
23. Герасимов В.А. Газоразрядный импульсный лазер на парах гольмия // *Опт. и спектроскоп.* 1999. Т. 87, № 1. С. 156–158.
24. Герасимов В.А., Старкова Л.Н. Генерация импульсного лазерного излучения в парах диспрозия // *Опт. и спектроскоп.* 2002. Т. 92, № 2. С. 335–337.
25. Герасимов В.А., Павлинский А.В. Генерация лазерного излучения на атомарном переходе эрбия в смеси Er + Tm + He // *Письма в ЖТФ.* 2003. Т. 29, № 23. С. 51–55.
26. Петраш Г.Г. Столкновительные лазеры на атомных переходах // *Квант. электрон.* 2009. Т. 39, № 2. С. 111–124.
27. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 320 с.
28. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.; Л.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. 640 с.
29. Дэйман С. Научные основы вакуумной техники. М.: Мир, 1964. 716 с.
30. Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A. A self-consistent model for the discharge kinetics in a high-repetition-rate copper-vapor laser // *IEEE J. Quantum Electron.* 1994. V. 30, N 8. P. 1876–1895.
31. Эмсли Дж. Элементы. М.: Мир, 1993. 256 с.
32. Hogan G.P., Webb C.E. Radially and time-resolved measurements of electron density in an operating copper vapour laser // *Meas. Sci. Technol.* 1997. V. 8, N 10. P. 1095–1104.
33. Anderson H.M., Den Hartog E.A., Lawler J.E. Radiative lifetimes in Tm I and Tm II // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1996. V. 13, N 11. P. 2382–2391.
34. Wickliffe M.E., Lawler J.E. Atomic transition probabilities for Tm I and Tm II // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1997. V. 14, N 4. P. 737–753.
35. Герасимов В.А., Старкова Л.Н. Условия эффективной работы лазеров на парах металлов с косвенным возбуждением верхних лазерных уровней // *Оптика атмосф. и океана.* 2000. Т. 13, № 3. С. 250–253; Gerasimov V.A., Starkova L.N. Conditions for efficient operation of metal-vapor lasers with indirect excitation of the upper lasing levels // *Atmos. Ocean. Opt.* 2000. V. 13, N 3. P. 227–229.
36. Павлинский А.В. Исследование лазеров с косвенным возбуждением верхних лазерных уровней: дисс.... канд. физ.-мат. наук. Институт оптики атмосферы СО РАН. Томск, 2003. 115 с.
37. Gerasimov V.A., Gerasimov V.V., Pavlinskiy A.V. Temperature range and conditions of stable operation of gas-discharge rare-earth metal vapor lasers // *Appl. Phys. B.* 2008. V. 92, N 2. P. 225–227.
38. Герасимов В.А., Герасимов В.В., Павлинский А.В. Оптимальные частоты следования импульсов возбуждения в лазере на парах тулия // *Квант. электрон.* 2011. Т. 41, № 1. С. 8–12.
39. Smirnov Yu.M. Excitation of $6snp$ levels of dysprosium atom by electron impact ($n = 6, 7$) // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 2019. V. 52, N 2. P. 025205.
40. Смирнов Ю.М. Возбуждение резонансных переходов атома тулия медленными электронами // *Опт. и спектроскоп.* 2003. Т. 95, № 6. С. 938–944.
41. Smirnov Yu.M. Excitation of dysprosium atom levels belonging to even $4f^9 6s^2 6p$ and $4f^{10} 6p^2$ configurations // *Eur. Phys. J. D.* 2015. V. 69, N 1. P. 15.
42. Smirnov Yu.M. Electron-impact excitation of UV lines of DyI // *Phys. Scripta.* 1994. V. 49, N 6. P. 689–695.
43. Смирнов Ю.М. Возбуждение переходов атомов тулия, оканчивающихся на уровнях $4f^{12}(^3H)5d6s^2$ ($6, 3/2$) // *Опт. и спектроскоп.* 2008. Т. 104, № 5. С. 760–765.

V.V. Gerasimov. Method for determining cross sections of excitation transfer in collisions with atoms of rare-earth metals. 2. Application of the method.

The values of 13 partial and 15 effective cross sections of excitation transfer in Dy–Dy, Tm–Er, Tm–Tm, and Tm–He collisions are estimated. The active media of Dy, Tm, and Er–Tm vapor lasers with buffer gas He were used as collisional ones. The determination of the cross sections is based on the fact of collisional population of the upper laser levels from close-lying resonant levels excited by electron impact in discharge. The quantities required for calculating the cross sections were determined from the laser medium parameters. The partial cross sections of collisional excitation transfer, depending on the excitation cross sections of resonant levels, type of collisions and energy defect between resonant and upper laser levels, are $\sim 10^{-16} - 10^{-14}$ cm², whereas the effective cross sections are $\sim 10^{-18} - 10^{-15}$ cm².