

ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

УДК 539.186+621.373.826

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

### 1. Описание метода

В.В. Герасимов<sup>1,2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

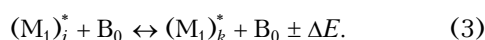
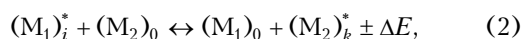
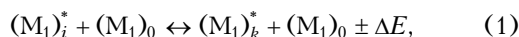
Поступила в редакцию 12.05.2021 г.

Представлен метод оценки сечений передачи возбуждения в столкновениях с участием атомов редкоземельных металлов (РЗМ). Рассмотрены случаи передачи возбуждения в столкновениях атомов РЗМ в резонансных неэкранированных  $6s6p$ -состояниях с атомами РЗМ в основном состоянии, а также атомов РЗМ в резонансных экранированных  $5d6s^2$ -состояниях с атомами инертных газов. Определение сечений основано на факте столкновительного заселения верхних лазерных уровней от близкорасположенных резонансных уровней, заселяемых электронным ударом в разряде, в лазерах на парах РЗМ. Требуемые для расчета сечений величины определяются из параметров лазерной среды и средней мощности лазерного излучения. Обсуждаются преимущества и недостатки данного метода в сравнении с методами, основанными на оптическом возбуждении атомов металлов и регистрации нерезонансной спонтанной флуоресценции.

*Ключевые слова:* столкновительная передача возбуждения, сечение, редкоземельные металл, лазер на парах металлов; collisional excitation transfer, cross section, rare-earth metal, metal vapor laser.

### Введение

Процессы столкновительной передачи возбуждения (СПВ) в столкновениях атомов металлов с тяжелыми и легкими частицами представляют фундаментальный интерес как с точки зрения электронного строения атомов и их взаимодействия, так и физики столкновительных лазеров [1]. Передача возбуждения в результате ударов второго рода (сенситивизированная флуоресценция) изучалась главным образом в следующих реакциях:



Здесь  $(M_1)_i^*$ ,  $(M_1)_k^*$  и  $(M_2)_k^*$  – атомы металлов  $M_1$  и  $M_2$  в близких по энергии возбужденных состояниях  $i$  и  $k$ ;  $(M_1)_0$ ,  $(M_2)_0$  и  $(B)_0$  – атомы металлов и инертного газа  $B$  в основном состоянии;  $\Delta E$  – разность (или дефект) энергии между состояниями  $i$  и  $k$ .

Хорошо изучены реакции (1)–(3) для столкновений атомов щелочных и щелочноземельных метал-

лов между собой и с атомами инертных газов [2–9], а также в смесях Hg–Hg, Cd–Cd, Cd–Sc, In–Hg, Tl–Hg, Pb–Hg, Sn–Hg, Cd–Hg, Zn–Hg, Sr–Ca, Mg–Na и др. [10–12]. В экспериментах по изучению реакций (1)–(3) для возбуждения уровня  $i$  главным образом использовалась оптическая накачка от лампы или лазеров, настроенных на резонансный переход  $0 \rightarrow i$ . Регистрация спонтанной флуоресценции производилась на переходах с  $k$ -го на нижележащие уровни.

Анализ работ [2–12] показал, что параметром, определяющим величину сечения СПВ, можно считать дефект энергии  $\Delta E$  (хотя есть исключения): сечения СПВ быстро убывают с ростом  $\Delta E$ . Наибольшие сечения имеют место при внутримультиметном перемешивании ( $^2P_{3/2} \leftrightarrow ^2P_{1/2}$  в парах Na и  $^2D_{5/2} \leftrightarrow ^2D_{3/2}$  в парах Rb и Cs) и достигают в реакции (1) значений  $\sim 10^{-14} - 10^{-12} \text{ см}^2$  для  $\Delta E = 0,7 - 17 \text{ см}^{-1}$  [12]. В СПВ между разными электронными конфигурациями сечения превышают  $10^{-15} \text{ см}^2$  для  $\Delta E = 200 - 300 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому процессы (1) и (2) эффективны при условии  $|\Delta E| < k_B T$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура газа. При одинаковых или близких значениях  $\Delta E$  сечения реакции (3) для щелочных металлов на 1–2 или даже на 5 порядков меньше сечений реакции (1) для смеси Cs–He при  $\Delta E = 554 \text{ см}^{-1}$  [11, 13].

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

Процессы СПВ с участием атомов редкоземельных металлов (РЗМ) Се–Yb на настоящий момент слабо изучены. Отличительной особенностью атомов РЗМ является наличие у них достраивающейся  $4f$ -оболочки и, как следствие, возбужденных  $5d6s^2$ -состояний, экранированных внешней заполненной  $6s^2$ -оболочкой. В цикле работ [14–17] показано, что такое экранирование приводит к меньшим значениям уширения и сдвига (атомами инертных газов) линий поглощения на резонансных переходах  $4f \rightarrow 5d$  по сравнению с переходами  $6s \rightarrow 6p$  в Tm и Sm. Сложность изучения СПВ в атомах РЗМ обусловлена сильным взаимодействием между термами разных электронных конфигураций, и во многих случаях реальные термы невозможно отнести к одной определенной конфигурации [14]. Часто уровень энергии может быть отнесен более чем к двум конфигурациям [18], проявляющим разные свойства при взаимодействии атомов.

В цикле [14–17] также предложена систематизация резонансных переходов (линий) по типу конфигурации верхнего состояния. К первой группе отнесены «экранированные» переходы, соответствующие возбуждению одного из  $4f$ -электронов в  $5d$ -состояние с образованием конфигурации верхнего уровня  $4f^{N-1}5d6s^2$ ; ко второй группе – «неэкранированные» переходы, соответствующие возбуждению одного из  $6s$ -электронов в  $6p$ -состояние с образованием конфигурации верхнего уровня  $4f^N6s6p$ . Переходы второй группы идентичны переходам в атомах других элементов. Третья группа состоит из двух частей: «смешанные I» – с основной конфигурацией верхнего уровня  $4f^{N-1}5d6s^2$  и примесной  $4f^N6s6p$ , «смешанные II» – наоборот. Таким же образом можно разделить на группы и сами уровни верхних состояний. В первой «чистой» группе верхний уровень может принадлежать разным, но обязательно экранированным конфигурациям. То же самое справедливо и для уровней второй «чистой» группы [18]. Известна только одна работа, в которой сделана оценка сечений СПВ в столкновениях атомов Tm с атомами Ne и Xe при возбуждении резонансного уровня лазерным излучением [19]. Сечения составили  $\sim 10^{-17}$  см<sup>2</sup> для  $|\Delta E| = 215\text{--}657$  см<sup>-1</sup>.

Возможность определения сечений СПВ в реакциях (1)–(3) с участием атомов РЗМ связана с тем, что верхние лазерные уровни подавляющего числа идентифицированных переходов в импульсных газоразрядных лазерах на парах РЗМ (Eu, Sm, Tm, Yb [20, 21], Ho, Dy и Er [22–24]) имеют ту же четность, что и основное состояние. По этой причине верхние уровни лазерных переходов не могут эффективно заселяться электронным ударом в разряде. В работе [25] сообщалось, что верхние уровни в лазере на парах Yb могут заселяться в реакции (3) с участием атомов Ne от близкорасположенных резонансных уровней Yb, возбуждаемых электронным ударом. В [26] предполагалось, что заселение верхних уровней также происходит в реакции (1). В работах [27–29] показано, что верхние уровни более 20 лазерных переходов в лазере на парах Tm также

заселяются в реакциях (1) и (3). В лазерах на парах Ho [22] и Dy [23] верхние уровни заселяются в реакции (1), а в атомах Er в смеси Er–Tm–He – в реакции (2) [24].

В работе [13] показано, что передача возбуждения с экранированного резонансного уровня ( $5d6s^2$ ) на верхний лазерный уровень осуществляется в основном за счет реакции (3), а с неэкранированного уровня ( $6s6p$ ) – за счет реакции (1). Данный факт послужил основой для метода определения сечений СПВ в реакции (3) с использованием параметров лазерной среды и средней мощности лазерного излучения [30]. Целью настоящей работы является уточнение и обобщение метода, предложенного в [30], и его использование для определения СПВ в реакциях (1) и (2) с участием атомов РЗМ в неэкранированных  $6s6p$ -состояниях.

## Описание метода

В статье, если не оговорено особо, основные величины даны в системе СГС, энергия и температура электронов – в эВ, скорость процессов возбуждения – в см<sup>3</sup>/с, скорости заселения уровней – в см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>, энергия уровня – в см<sup>-1</sup>.

### Заселение и опустошение уровней атомов

Для корректного определения сечений СПВ необходимо проанализировать возможные процессы, ведущие к заселению и опустошению уровней столкновительных партнеров. Рассмотрим наиболее общий случай СПВ в реакции (2). Согласно [31, §77] заселение уровня атома в условиях термодинамического равновесия происходит за счет следующих процессов:

- 1) удары первого рода (с электронами, атомами, ионами):
  - а) с атомами в основном состоянии (прямое возбуждение);
  - б) с атомами в возбужденном состоянии (ступенчатое возбуждение);
- 2) удары второго рода (с атомами и ионами);
- 3) спонтанные и вынужденные переходы с более высоких уровней (каскадные переходы);
- 4) поглощение фотонов;
- 5) рекомбинация ионов.

Процессы, ведущие к опустошению уровня:

- 1) спонтанное излучение (на все нижележащие уровни);
- 2) вынужденное излучение;
- 3) удары первого рода, ведущие к переходу на более высокие уровни и к ионизации;
- 4) удары второго рода:
  - а) с атомами и ионами;
  - б) с электронами;
  - 5) соударения со стенками сосуда.

Рассмотрим процессы, ведущие к заселению резонансного уровня R.

Экспериментальные исследования импульсного разряда в смеси инертного газа и паров металла показали две стадии в его развитии. На первой (начальной) стадии происходят ионизация атомов металла и нагрев электронного газа, на второй – выравнивание электронной и газовой температур с последующим разлетом газа [32]. На первой стадии разряда, в плазме из инертного газа с высокими порогами возбуждения и ионизации и легкоионизирующихся паров металла, инертный газ играет роль балластного, определяющего только упругое рассеяние, тогда как пары металла определяют неупругие процессы и ионизацию. В лазерах на парах Tm, Ho, Dy, Er [22–24, 27] инверсия населенностей и лазерный импульс формируются на начальной стадии, в течение которой система не находится в состоянии термодинамического равновесия и преобладают прямые процессы возбуждения и ионизации атомов РЗМ за счет ударов первого рода с электронами. На данной стадии можно пренебречь их ступенчатым возбуждением и ионизацией, ударами второго рода с ионами и рекомбинацией. Роль указанных процессов возрастает лишь на поздних стадиях разряда и в межимпульсный период. Каскадные переходы между резонансными уровнями атомов РЗМ запрещены по четности. Таким образом, уровень R заселяется преимущественно электронным ударом из основного состояния.

Основными каналами распада уровня R являются спонтанное излучение на разрешенные нижележащие уровни атома, а также удары второго рода с электронами и атомами в основном состоянии. Лазеры на парах РЗМ работают в условиях пленения резонансного излучения [33, 34], поэтому спонтанный распад не опустошает уровень R, по крайней мере, в интервале  $[t_{bc}; t_{el}]$  от начала импульса тока  $t_{bc}$  до окончания импульса генерации  $t_{el}$ . При пленении излучения могут играть заметную роль столкновения второго рода резонансных уровней с электронами. Анализ работ [35–39] показал, что сечения ступенчатого возбуждения вышележащих уровней электронным ударом из резонансных состояний в атомах Dy и Tm составляют  $\sim 10^{-19}$  см<sup>2</sup>. С другой стороны, сечения возбуждения резонансных уровней электронным ударом из основного состояния, способных эффективно заселять верхние лазерные уровни, равны примерно  $10^{-16}$  см<sup>2</sup> для Dy [37] и  $10^{-17} - 10^{-16}$  см<sup>2</sup> для Tm [40]. Например, максимальное значение сечения возбуждения резонансного уровня Dy с энергией  $23736,60$  см<sup>-1</sup> из основного состояния равно  $4,34 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> [37], тогда как максимальное значение сечения возбуждения уровня с энергией  $39176,58$  см<sup>-1</sup> с данного уровня –  $3,90 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup> [36]. Учитывая значительную разницу в сечениях заселения и опустошения уровня R, а также разницу в концентрациях атомов в основном  $N_0$  и резонансном  $N_R$  состояниях ( $N_0 \gg N_R$ ), столкновениями второго рода резонансных уровней с электронами можно пренебречь.

Оценка длины свободного пробега  $l_{fp} = (\sqrt{2}\pi d^2 n)^{-1}$  атомов РЗМ диаметрами  $d = (3,54 -$

$3,60) \cdot 10^{-8}$  см при их рабочих концентрациях  $n = (2,9 - 5,0) \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> в лазерах на парах РЗМ [23, 24] показывает, что  $l_{fp}$  меньше диаметра газоразрядных трубок более чем на порядок. Поэтому соударениями со стенками трубки в интервале  $[t_{bc}; t_{el}]$  можно пренебречь. Однако такие соударения разрушают любые возбужденные состояния в межимпульсный период. Таким образом, основным каналом распада резонансных уровней в интервале  $[t_{bc}; t_{el}]$  является столкновительное заселение близкорасположенных уровней как атомов-доноров  $M_1$ , так и атомов-акцепторов  $M_2$ . К сожалению, данных по сечениям столкновительного перемешивания резонансных уровней атомов РЗМ на настоящий момент нет. В дальнейшем будем учитывать только возбуждение интересующего нас нерезонансного верхнего лазерного уровня UL в процессах СПВ.

Помимо реакции (2), уровень UL может заселяться за счет каскадных переходов с более высоких уровней. Однако такими переходами можно пренебречь по двум причинам. Во-первых, каскадные переходы играют заметную роль только при возбуждении низких уровней атома  $M_2$  [10, с. 11]. В рассматриваемых в работе [41] примерах уровни UL имеют энергии, превышающие  $24000$  см<sup>-1</sup>. Во-вторых, в лазере на парах Tm каскадные переходы, заселяющие верхние лазерные уровни, не были зарегистрированы [27]. Также в [27] было исключено ступенчатое возбуждение уровня UL с нижележащих уровней.

К основным процессам, опустошающим уровень UL, относятся радиационный распад (спонтанное и вынужденное излучения), тушащие обратные столкновения  $(M_1)_0 + (M_2)_{UL}^*$  и удары второго рода с электронами. В условиях устойчивой лазерной генерации и при наличии оптического резонатора спонтанное излучение с уровня UL быстро переходит в вынужденное на длине волны лазерного излучения. Поэтому спонтанным распадом можно пренебречь. Также неэффективен распад за счет обратных столкновений, поскольку уровень UL быстро опустошается за счет вынужденного излучения. Данных по сечениям тушащих ударов второго рода с электронами для нерезонансных уровней атомов РЗМ в литературе найти не удалось. Вероятно, сечения тушения как резонансных [35–39], так и нерезонансных уровней одного порядка, т.е.  $\sim 10^{-19}$  см<sup>2</sup>. Таким образом, в интервале  $[t_{bc}; t_{el}]$  уровень UL преимущественно заселяется за счет процессов СПВ и опустошается за счет вынужденного излучения.

На основании вышеизложенного считаем, что в смеси паров металлов  $M_1$  и  $M_2$  атомы  $M_1$  заселяются электронным ударом в разряде из основного состояния 0 в резонансное состояние R, а атомы  $M_2$  переходят на близкорасположенный по энергии ( $|\Delta E| < k_B T$ ) нерезонансный верхний лазерный уровень UL за счет реакции (2). Лазерная генерация в парах Tm, Yb, Ho, Dy и в смеси Tm–Er [22–28] РЗМ реализуется преимущественно по четырехуровневой схеме (рис. 1).

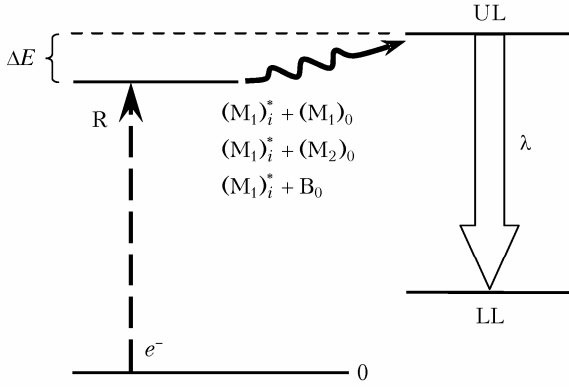


Рис. 1. Схема уровней в лазере на парах РЗМ: верхний лазерный уровень UL заселяется от близкорасположенного резонансного уровня R в реакциях СПВ (1)–(3), LL – нижний лазерный уровень,  $\lambda$  – длина волны лазерного перехода,  $\Delta E$  – дефект энергии между уровнями R и UL

### Оценка сечений в реакции (2)

Число актов возбуждения уровня UL атома  $M_2$  (или число переходов  $R \rightarrow UL$ )  $N_{(2)UL}$ , происходящих за счет реакции (2) за интервал времени  $[t_{bc}; t_{el}]$  в единице объема, определяется из скорости заселения этого уровня:

$$\frac{\partial N_{(2)UL}(t)}{\partial t} = N_{(1)R}(t) \langle \sigma_{R \rightarrow UL} v_{12} \rangle N_{(2)0}. \quad (4)$$

Здесь  $N_{(1)R}(t)$  – концентрация атомов  $M_1$  в резонансном состоянии в момент времени  $t \in [t_{bc}; t_{el}]$ ;  $N_{(2)0}$  – концентрация атомов  $M_2$  в основном состоянии;  $\sigma_{R \rightarrow UL}$  – сечение процесса СПВ (2) с уровня-донора R атома  $M_1$  на уровень-акцептор UL атома  $M_2$ ;  $v_{12}$  – относительная скорость сталкивающихся атомов  $M_1$  и  $M_2$ ;  $\langle \sigma_{R \rightarrow UL} v_{12} \rangle$  – скорость процесса СПВ, усредненная по относительным скоростям  $v_{12}$ . Отметим, что заселение уровней R и UL происходит с некоторой задержкой относительно начала импульса тока  $t_{bc}$  [27]. Оба уровня начинают заселяться с момента времени  $t_{bp}$ , при котором энергия электронов достигает значений, необходимых для эффективного возбуждения уровня R и, следовательно, уровня UL. Поэтому  $t_{bc}$  можно заменить на  $t_{bp}$ , тогда

$$\begin{aligned} N_{(2)UL} &= \int_{t_{bp}}^{t_{el}} N_{(1)R}(t) \langle \sigma_{R \rightarrow UL} v_{12} \rangle N_{(2)0} dt = \\ &= \langle \sigma_{R \rightarrow UL} v_{12} \rangle N_{(2)0} \int_{t_{bp}}^{t_{el}} N_{(1)R}(t) dt. \end{aligned} \quad (5)$$

Скорость заселения уровня R атома  $M_1$  электронным ударом из основного состояния

$$\frac{\partial N_{(1)R}(t)}{\partial t} = N_{(1)0} \langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t) N_e(t) - \frac{\partial N_{(2)UL}(t)}{\partial t}, \quad (6)$$

где  $N_{(1)0}$  – концентрация атомов  $M_1$  в основном состоянии;  $N_e(t)$  и  $v_e$  – концентрация и скорость элект-

тронов соответственно;  $\sigma_{0 \rightarrow R}$  – эффективное сечение возбуждения уровня R атома  $M_1$  из основного состояния электронным ударом. Скорость процесса возбуждения  $\langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t)$  находится усреднением по скоростям возбуждающих электронов. Тогда число актов возбуждения уровня R (число переходов  $0 \rightarrow R$ ) в единице объема к моменту времени  $t \in [t_{bp}; t_{el}]$

$$\begin{aligned} N_{(1)R}(t) &= \int_{t_{bp}}^t N_{(1)0} \langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t') N_e(t') dt' - \\ &- \int_{t_{bp}}^t \frac{\partial N_{(2)UL}(t')}{\partial t} dt'. \end{aligned} \quad (7)$$

Предположим, что  $N_{(2)UL}$  известно из эксперимента (см. ниже) и примем для определенности, что заселение уровня UL в реакции (2) происходит равномерно во времени. Тогда вместо (7) можно записать:

$$\begin{aligned} N_{(1)R}(t) &= \int_{t_{bp}}^t N_{(1)0} \langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t') N_e(t') dt' - \\ &- \frac{N_{(2)UL}}{t_{el} - t_{bp}} (t - t_{bp}). \end{aligned} \quad (8)$$

Из (8) видно, что к моменту окончания импульса генерации  $t = t_{el}$  число переходов  $R \rightarrow UL$  будет равно  $N_{(2)UL}$ . Если  $N_{(2)UL} \ll N_{(1)R}(t_{el})$ , то потерей населенности уровня R за счет заселения уровня UL в (6)–(8) можно пренебречь. Заселение уровня R остывающими электронами и уровня UL в реакции (2) после окончания импульса генерации  $t_{el}$  в данном методе не имеет значения.

Функции  $N_e(t)$  и  $\langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t)$  сложным образом зависят от времени и, как правило, определяются экспериментально. Поэтому интегралы (5) и (8) вычисляются численно:

$$\begin{aligned} N_{(2)UL} &= \langle \sigma_{R \rightarrow UL} v_{12} \rangle N_{(2)0} \sum_{i=1}^K N_{(1)R}(t_i) \Delta t_i, \quad (9) \\ N_{(1)R}(t_i) &= \\ &= N_{(1)0} \sum_{j=1}^i \left( \langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t_j) N_e(t_j) - \frac{N_{(2)UL}}{N_{(1)0}(t_{el} - t_{bp})} \right) \Delta t_j. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $K$  – число разбиений интервала интегрирования  $[t_{bp}; t_{el}]$ ;  $\langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t_j)$  и  $N_e(t_j)$  – средние значения соответствующих функций на интервале  $\Delta t_j$ ;  $N_{(1)R}(t_i)$  – число переходов  $0 \rightarrow R$  к моменту времени  $\Delta t_1 + \Delta t_2 + \dots + \Delta t_i$  с момента  $t_{bp}$ . Для удобства расчетов положим, что интервалы разбиений  $\Delta t_j$  и  $\Delta t_j$  в (9) и (10) одинаковы ( $\Delta t_i = \Delta t_j$  и  $\Delta t_i = \Delta t_{i+1}$ ) и введем следующие обозначения:

$$C = \frac{N_{(2)UL}}{N_{(1)0}(t_{el} - t_{bp})} = \text{const}, \quad (11)$$

$$X(t_j) = \langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t_j) N_e(t_j), \quad (12)$$

$$Y(t_i) = \sum_{j=1}^i X(t_j) \Delta t_j. \quad (13)$$

Функции  $X(t)$  и  $Y(t)$  описывают заселение резонансного уровня в (10) без учета потерь на переходе  $R \rightarrow UL$ . Функция  $Y(t)$  – доля атомов  $M_1$ , перешедших из основного состояния на уровень  $R$  за счет электронного удара к моменту времени  $t \in [t_{bp}; t_{el}]$ , т.е.  $N_{(1)R}(t) = N_{(1)0} Y(t)$ . После подстановки (10) в (9) с учетом (11)–(13) для  $N_{(2)UL}$  можно записать:

$$\begin{aligned} N_{(2)UL} &= N_{(1)0} \langle \sigma_{R \rightarrow UL} v_{12} \rangle N_{(2)0} \times \\ &\times \sum_{i=1}^K \left[ \sum_{j=1}^i (X(t_j) - C) \Delta t_j \right] \Delta t_i = \\ &= N_{(1)0} \langle \sigma_{R \rightarrow UL} v_{12} \rangle N_{(2)0} \sum_{i=1}^K \left( Y(t_i) - \sum_{j=1}^i C \Delta t_j \right) \Delta t_i. \end{aligned} \quad (14)$$

Принимая сечение СПВ  $\sigma_{R \rightarrow UL}$  в реакции (2) постоянным (температура паров металлов поддерживается постоянной), получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{R \rightarrow UL} &= \\ &= \frac{N_{(2)UL}}{N_{(1)0} \langle v_{12} \rangle N_{(2)0}} \left[ \sum_{i=1}^K \left( Y(t_i) - \sum_{j=1}^i C \Delta t_j \right) \Delta t_i \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\langle v_{12} \rangle$  – средняя относительная скорость сталкивающихся атомов  $M_1$  и  $M_2$ .

### Экспериментальные величины для оценки сечений

Рассмотрим величины, необходимые для расчета сечения (15). В течение импульса тока плазма не находится в состоянии термодинамического равновесия. Тем не менее положим, что скорости (энергии) электронов подчиняются распределению Максвелла, тогда для скорости процесса в момент времени  $t \in [t_{bp}; t_{el}]$  имеем [42]:

$$\langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t) = \int_{\varepsilon_{thr}}^{\infty} \sqrt{2\varepsilon/m_e} \sigma_{0 \rightarrow R}(\varepsilon) F(\varepsilon, t) d\varepsilon, \quad (16)$$

где  $m_e$  и  $\varepsilon$  – масса и энергия электрона;  $\varepsilon_{thr}$  – пороговая энергия возбуждения;  $\sigma_{0 \rightarrow R}(\varepsilon)$  – эффективное сечение возбуждения, соответствующее энергии электрона  $\varepsilon$ . При возбуждении уровня  $R$  только электронным ударом значения  $\sigma_{0 \rightarrow R}(\varepsilon)$  можно определить из оптической функции возбуждения (ОФВ) данного уровня [31]. Функция плотности вероятности для распределения Максвелла задается формулой [42]:

$$F(\varepsilon, t) = 2\pi^{-1/2} T_e^{-3/2}(t) \sqrt{\varepsilon} \exp[-\varepsilon/T_e(t)], \quad (17)$$

где  $T_e$  – температура электронов в разряде, определяемая экспериментально для каждой смеси па-

ров металла и буферного газа. Зависимость  $F(\varepsilon, t)$  и  $\langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t)$  от времени определяется функцией  $T_e(t)$  в интервале  $[t_{bp}; t_{el}]$ . Интервал интегрирования в (16) можно обрезать на некотором значении  $\varepsilon_{cut}$ , зависящим от максимального значения  $T_e(t)$ . Например, при максимальной температуре  $T_e(t) = 5$  эВ [43]  $F(\varepsilon, t) \approx 0,001$  при  $\varepsilon = 30$  эВ. Поэтому в (16) верхний предел интегрирования ( $\infty$ ) можно заменить на  $\varepsilon_{cut} = 30$  эВ для  $T_e(t) \leq 5$  эВ (рис. 2).

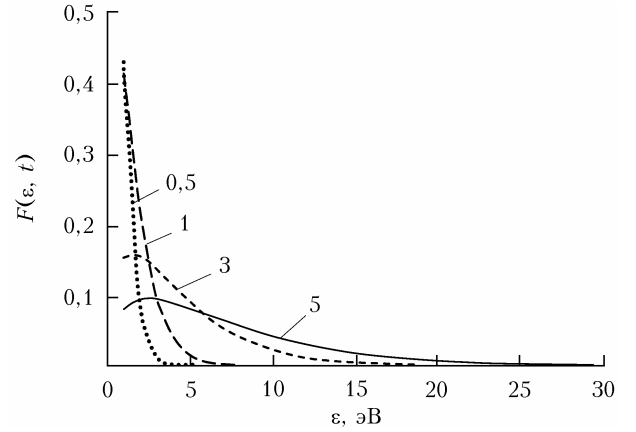


Рис. 2. Функция плотности вероятности для распределения электронов по энергиям (17) в интервале [1; 30] эВ для четырех значений температуры электронов  $T_e$  (значения указаны у кривых)

Подставляя (17) в (16) и вынося константы за знак интеграла, получаем:

$$\langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t) = 6,69 \cdot 10^7 \int_{\varepsilon_{thr}}^{\varepsilon_{cut}} \frac{\sigma_{0 \rightarrow R}(\varepsilon)}{T_e^{3/2}(t)} e^{-\varepsilon/T_e(t)} \varepsilon d\varepsilon. \quad (18)$$

Среднее значение функции  $X(t_j)$  на каждом интервале  $\Delta t_j$  находится подстановкой  $N_e(t_j)$  и (18) в (12):

$$X(t_j) = 6,69 \cdot 10^7 N_e(t_j) \int_{\varepsilon_{thr}}^{\varepsilon_{cut}} \frac{\sigma_{0 \rightarrow R}(\varepsilon)}{T_e^{3/2}(t_j)} e^{-\varepsilon/T_e(t_j)} \varepsilon d\varepsilon, \quad (19)$$

где  $T_e(t_j)$  – среднее значение  $T_e(t)$  на  $\Delta t_j$ . Поскольку ОФВ  $\sigma_{0 \rightarrow R}(\varepsilon)$  аналитически не выражается [35–40], интеграл (19) можно найти численно:

$$X(t_j) = 6,69 \cdot 10^7 N_e(t_j) \sum_{k=1}^L \frac{\sigma_{0 \rightarrow R}(\varepsilon_k)}{T_e^{3/2}(t_j)} e^{-\varepsilon_k/T_e(t_j)} \varepsilon_k \Delta \varepsilon_k, \quad (20)$$

где  $L$  – число разбиений интервала интегрирования  $[\varepsilon_{thr}; \varepsilon_{cut}]$ ;  $\varepsilon_k$  и  $\sigma_{0 \rightarrow R}(\varepsilon_k)$  – средние значения энергии электронов и ОФВ на интервале  $\Delta \varepsilon_k$  соответственно.

Число переходов  $R \rightarrow UL$   $N_{(2)UL}$  можно найти из параметров лазерной среды и средней мощности лазерного излучения. Мощность импульсных лазеров определяется выражением

$$P_{las} = E_c V f, \quad (21)$$

где  $E_c$  – энергия импульса генерации в единице объема (удельный энергозъем);  $V$  – объем активной

лазерной среды;  $f$  – частота следования импульсов генерации. Число атомов металла  $M_2$ , излучивших фотоны за время импульса генерации в единице объема на лазерном переходе  $UL \rightarrow LL$  (рис. 1) до сравнения населенностей обоих уровней

$$N_{(2)UL \rightarrow LL} = \frac{E_c}{h\nu} = \frac{N_{(2)UL}g_{LL} - N_{(2)LL}g_{UL}}{g_{LL} + g_{UL}}. \quad (22)$$

Здесь  $N_{(2)LL}$  – населенность нижнего лазерного (обычно метастабильного) уровня  $LL$  до начала импульса генерации;  $g_{UL}$  и  $g_{LL}$  – статистические веса соответствующих уровней;  $h\nu$  – энергия фотона, излученного на лазерном переходе с частотой  $\nu$  и длиной волны  $\lambda = c/\nu$ ,  $h$  – постоянная Планка,  $c$  – скорость света. Релаксация нижнего лазерного уровня может происходить различными способами [1], которые не влияют на определение сечений  $\sigma_{R \rightarrow UL}$  и в настоящей работе не рассматриваются. Для данного метода достаточно выполнения условия  $N_{(2)UL} \gg N_{(2)LL}$  перед началом импульса генерации (в конце межимпульсного периода). В этом случае уравнение (22) упрощается:

$$\frac{E_c}{h\nu} = \frac{g_{LL}}{g_{LL} + g_{UL}} N_{(2)UL}. \quad (23)$$

С учетом (21) получаем

$$N_{(2)UL} = \frac{E_c}{h\nu} \left(1 + \frac{g_{UL}}{g_{LL}}\right) = \frac{P_{las}}{Vf h\nu} \left(1 + \frac{g_{UL}}{g_{LL}}\right). \quad (24)$$

Концентрация  $N_{(1)0}$  атомов металла  $M_1$  (в  $\text{см}^{-3}$ ) при температуре  $T_1 = \text{const}$  находится из давления насыщенного пара  $p_{\text{торр}}(M_1)$  (в торр) [44]:

$$N_{(1)0} = 9,656 \cdot 10^{18} \frac{p_{\text{торр}}(M_1)}{T_1}. \quad (25)$$

Концентрация  $N_{(2)0}$  атомов металла  $M_2$  при  $T_2 = \text{const}$  и  $p_{\text{торр}}(M_2)$  определяется аналогично. Такая ситуация возникает при испарении металлов  $M_1$  и  $M_2$  в разных частях лазерной трубки при разных температурах [24].

В соответствии с распределением Максвелла атомов по скоростям средняя относительная скорость сталкивающихся атомов  $M_1$  и  $M_2$  с массами  $m_1$  и  $m_2$  и температурами  $T_1$  и  $T_2$  вычисляется по формуле

$$\langle v_{12} \rangle = \left[ \frac{8k_B}{\pi} \left( \frac{T_1}{m_1} + \frac{T_2}{m_2} \right) \right]^{1/2}. \quad (26)$$

Если металлы  $M_1$  и  $M_2$  испаряются при одинаковой температуре  $T_1 = T_2 = T$ , тогда

$$\langle v_{12} \rangle = \left( \frac{8k_B T}{\pi} \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \right)^{1/2}. \quad (27)$$

### Оценка сечений в реакциях (1) и (3)

При передаче возбуждения в столкновениях атомов одного сорта ( $m_1 = m_2 = m$ ,  $N_{(1)0} = N_{(2)0} = N_0$ ,  $N_{(2)UL} = N_{UL}$ ,  $v_{12} = v_{MM}$ ) сечение реакции (1) определяется по формуле

$$\sigma_{R \rightarrow UL} = \frac{N_{UL}}{(N_0)^2 \langle v_{MM} \rangle} \left[ \sum_{i=1}^K \left( Y(t_i) - \sum_{j=1}^i C \Delta t_j \right) \Delta t_i \right]^{-1}, \quad (28)$$

а средняя относительная скорость сталкивающихся атомов металла  $M$

$$\langle v_{MM} \rangle = 4 \left( \frac{k_B T}{\pi m} \right)^{1/2}. \quad (29)$$

Аналогично для реакции (3)

$$\sigma_{R \rightarrow UL} = \frac{N_{UL}}{N_0 \langle v_{MB} \rangle N_B} \left[ \sum_{i=1}^K \left( Y(t_i) - \sum_{j=1}^i C \Delta t_j \right) \Delta t_i \right]^{-1}, \quad (30)$$

( $N_B$  – концентрация атомов инертного газа  $B$  в основном состоянии). Средняя относительная скорость сталкивающихся атомов металла  $M$  и инертного газа  $B$  с массами  $m_M$  и  $m_B$

$$\langle v_{MB} \rangle = \left( \frac{8k_B T}{\pi} \frac{m_M + m_B}{m_M m_B} \right)^{1/2}. \quad (31)$$

В уравнениях (28) и (30) константа  $C = (N_{UL}/N_0)(t_{el} - t_{bp})^{-1}$ .

### Преимущества и недостатки метода

Метод, основанный на электронном возбуждении уровней-доноров и регистрации собственного лазерного излучения столкновительной среды на переходах с уровней-акцепторов, имеет ряд преимуществ перед традиционными методами определения СПВ [2–12, 19], основанными на оптическом возбуждении атомов и регистрации нерезонансной спонтанной флуоресценции. Преимуществом предлагаемого метода можно считать отсутствие следующих экспериментальных трудностей, связанных с регистрацией спонтанной флуоресценции [10]:

- слабая интенсивность спектральных линий приводит к необходимости увеличивать концентрации паров исследуемых металлов для надежной регистрации спонтанного излучения; увеличение концентрации, в свою очередь, приводит к диффузии излучения;

- диффузия излучения может сильно изменить интенсивности спектральных линий спонтанного излучения, если в атомах металлов основной терм состоит из двух уровней (основного и метастабильного), как, например, в атомах  $\text{In}$  и  $\text{Tl}$ . С повышением концентрации атомов таких металлов диффузия излучения приводит к перераспределению интенсивностей линий, оканчивающихся на основном и метастабильном уровнях с общего для этих линий верхнего уровня. Если основной терм атомов металлов, таких как  $\text{Zn}$  и  $\text{Cd}$ , состоит из одного уровня, то непосредственно измерить влияние диффузии излучения при изучении процессов СПВ в смесях  $\text{Zn-Hg}$  и  $\text{Cd-Hg}$  невозможно. Поэтому эксперименты по СПВ в таких смесях проводятся при малых

концентрациях паров, при которых диффузией излучения можно пренебречь;

– метастабильные атомы столкновительных партнеров принимают участие в возбуждении спектральных линий, однако при низких концентрациях паров исследуемых металлов определить количество атомов в метастабильных состояниях возможно только с использованием примесей других газов (например,  $N_2$  и  $Ar$ ).

В работе [1] указывалось на отсутствие надежных данных о характеристиках процессов, определяющих работу столкновительных лазеров на атомных переходах, поэтому первый недостаток предлагаемого метода – отсутствие данных о зависимости от времени температуры электронов  $T_e(t)$  в разряде. Это затрудняет определение значений функций  $F(\epsilon, t)$  и  $\langle \sigma_{0 \rightarrow R} v_e \rangle(t)$ , соответствующих значениям  $T_e(t)$  на интервале  $[t_{bp}; t_{ei}]$ . Измерений  $T_e(t)$  в парах РЗМ, смесях разных РЗМ и смесях РЗМ с буферными газами для различных параметров разряда и геометрии лазерных трубок не проводилось [1]. Концентрация электронов  $N_e(t)$  в работах по исследованию лазеров на парах РЗМ, как правило, не измеряется. Мощность генерации часто дается в условных единицах либо указывается суммарная мощность для нескольких одновременно генерирующих линий.

Вторым недостатком предлагаемого метода является то, что лазерное излучение в парах  $Ce$ ,  $Pr$ ,  $Nd$ ,  $Gd$  и  $Tb$  в условиях газового разряда до сих пор не получено. Поэтому невозможно исследовать СПВ в реакциях (1)–(3) в парах этих РЗМ описываемым методом. Отсутствие генерации может быть связано с условиями стабильной работы лазеров на парах РЗМ. В работе [45] показано, что при использовании газоразрядных трубок из  $Al_2O_3$  стабильная работа лазеров на парах  $Du$ ,  $Ho$ ,  $Er$  и  $Tm$  имеет место в диапазоне от температуры  $T_{0,1}$  достижения давления насыщенного пара РЗМ 0,1 торр до температуры  $T_{melt}$  плавления соответствующего РЗМ (т.е.  $T_{melt} > T_{0,1}$ ). Металлы  $Ce$ ,  $Pr$ ,  $Nd$ ,  $Gd$  и  $Tb$  плавятся гораздо быстрее, чем их насыщенные пары достигают давления 0,1 торр ( $T_{melt} \ll T_{0,1}$ ). Например,  $T_{melt}(Ce) = 1072$  К и  $T_{0,1}(Ce) = 2178$  К,  $T_{melt}(Gd) = 1586$  К и  $T_{0,1}(Gd) = 2723$  К. После достижения точки плавления расплавленный металл может смачивать внутреннюю поверхность газоразрядной трубки и быстро покидать активную зону [46].

Как отмечалось во введении, резонансный уровень-донор атома РЗМ может быть отнесен к двум и более конфигурациям. В случае смешанных резонансных уровней это затрудняет определение степени участия реакций (1) и (3) в процессе СПВ на верхний лазерный уровень. Поэтому надежно можно определить сечения СПВ отдельно для реакций (1) и (3), в которых участвуют только чисто неэкранированные и экранированные уровни соответственно. Последнее затруднение в равной степени относится к методам определения сечений СПВ с регистрацией как спонтанного, так и лазерного излучения.

## Заключение

В работе представлен метод оценки сечений передачи возбуждения в столкновениях атомов РЗМ в резонансных неэкранированных  $6s6p$ -состояниях с атомами РЗМ в основном состоянии в ходе реакций (1) и (2), а также в столкновениях атомов РЗМ в резонансных экранированных  $5d6s^2$ -состояниях с атомами инертных газов в реакции (3). Метод основан на факте столкновительного заселения верхних лазерных уровней от близкорасположенных резонансных ( $|\Delta E| < k_B T$ ), заселяемых электронным ударом в разряде в лазерах на парах РЗМ. Выведены формулы (28), (15) и (30) для оценки сечений процессов СПВ (1), (2) и (3) соответственно.

Предложенный метод с регистрацией лазерного излучения имеет как преимущества, так и недостатки в сравнении с традиционными методами с регистрацией спонтанного излучения [2–12, 19]. Основным недостатком является отсутствие на настоящий момент экспериментальных данных о зависимостях от времени температуры  $T_e(t)$  и концентрации  $N_e(t)$  электронов в разряде в парах РЗМ. Применение метода для определения сечений передачи возбуждения в столкновениях  $Du-Du$ ,  $Er-Tm$  и  $Tm-Ne$  представлено во второй части работы [41].

Варьирование параметров активной среды в лазерах на парах РЗМ может привести к появлению новых лазерных переходов и, следовательно, к увеличению числа уровней, для которых можно определить сечения СПВ. Поскольку неэкранированные переходы в атомах РЗМ идентичны переходам в атомах других элементов, предложенный метод можно применить для определения сечений как для существующих, так и перспективных лазерных систем, рассмотренных в работе [1].

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

1. *Петраш Г.Г.* Столкновительные лазеры на атомных переходах // Квант. электрон. 2009. Т. 39, № 2. С. 111–124.
2. *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.
3. *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.
4. *Reid R.H.G., Dalgarno A.* Fine-structure transitions and shape resonances // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22, N 20. P. 1029–1030.
5. *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: Atom. Mol. Phys. 1981. V. 14, N 6. P. 1009–1018.
6. *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.

7. *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.
8. *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.
9. *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.
10. *Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов: сб. 1 / под ред. Э.К. Краулини.* Рига: Изд-во Латвийского госуниверситета, 1968. 132 с.
11. *Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов: сб. 2 / под ред. Э.К. Краулини.* Рига: Изд-во Латвийского госуниверситета, 1969. 154 с.
12. *Столкновительные и радиационные процессы с участием возбужденных частиц: Сб. научн. труд. / под ред. Э.К. Краулини.* Рига: Изд-во Латвийского госуниверситета, 1987. 168 с.
13. *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.
14. *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.
15. *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.
16. *Веденин В.Д.* Уширение и сдвиг криптоном резонансных линий тулия и самария // *Опт. и спектроскоп.* 1987. Т. 63, № 6. С. 1198–1201.
17. *Веденин В.Д.* Неон: уширение и сдвиг атомных линий тулия и самария // *Опт. и спектроскоп.* 1991. Т. 70, № 5. С. 956–962.
18. *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.
19. *Александров Е.Б., Попов В.И., Прилипко В.К., Хрящев Л.Ю.* Сечения переходов между возбужденными состояниями Tm при столкновениях с атомами Ne и Xe // *Опт. и спектроскоп.* 1986. Т. 60, № 5. С. 881–882.
20. *Cahuzac Ph.* Emissions laser infrarouges dans les vapeurs de thulium et d'ytterbium // *Phys. Lett. A.* 1968. V. 27, N 8. P. 473–474.
21. *Cahuzac Ph.* Emissions laser infrarouges dans les vapeurs de terres rares // *Phys. Lett. A.* 1970. V. 31, N 10. P. 541–542.
22. *Герасимов В.А.* Газоразрядный импульсный лазер на парах гольмия // *Опт. и спектроскоп.* 1999. Т. 87, № 1. С. 156–158.
23. *Герасимов В.А., Старкова Л.Н.* Генерация импульсного лазерного излучения в парах диспрозия // *Опт. и спектроскоп.* 2002. Т. 92, № 2. С. 335–337.
24. *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.
25. *Климкин В.М.* Исследование газового лазера на парах иттербия // *Квант. электрон.* 1975. Т. 2, № 3. С. 579–584.
26. *Климкин В.М., Прокопьев В.Е., Сокоиков В.Г.* Исследование зависимости мощности генерации на ИК-линиях иттербия от частоты следования импульсов накачки // *Квант. электрон.* 1981. Т. 8, № 4. С. 722–725.
27. *Герасимов В.А., Юнжаков Б.П.* Исследование лазера на парах тулия // *Квант. электрон.* 1989. Т. 16, № 12. С. 2386–2393.
28. *Gerasimov V.A.* Metal vapor lasers with indirect excitation of upper laser levels via intermediate states // *Proc. SPIE. International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers II.* 1998. V. 3403. P. 165–174.
29. *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.
30. *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.
31. *Фриш С.Э.* Оптические спектры атомов. М.; Л.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1963. 640 с.
32. *Сошников В.Н.* Функция распределения электронов, населенность и скорость ионизации в плазме импульсного разряда в парах меди, содержащих неон // *ЖТФ.* 1977. Т. 47, № 7. С. 1501–1505.
33. *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.
34. *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.
35. *Smirnov Yu.M.* Electron-impact excitation of UV lines of DyI // *Phys. Scripta.* 1994. V. 49, N 6. P. 689–695.
36. *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.
37. *Smirnov Yu.M.* Excitation of  $6snp$  levels of dysprosium atom by electron impact ( $n = 6, 7$ ) // *J. Phys. B.* 2019. V. 52, N 2. P. 025205.
38. *Смирнов Ю.М.* Возбуждение переходов атомов тулия, оканчивающихся на уровнях  $4f^{12}(^3H)5d6s^2(6, 3/2)$  // *Оптика и спектроскопия.* 2008. Т. 104, № 5. С. 760–765.
39. *Смирнов Ю.М.* Сечения возбуждения переходов атома тулия, оканчивающихся на уровнях  $4f^{13}(^2F^{\circ})6s6p(^3P^{\circ}) (7/2, J_2)$  с  $J_2 = 0, 1$  // *Опт. и спектроскоп.* 2010. Т. 109, № 3. С. 366–371.
40. *Смирнов Ю.М.* Возбуждение резонансных переходов атома тулия медленными электронами // *Опт. и спектроскоп.* 2003. Т. 95, № 6. С. 938–944.
41. *Герасимов В.В.* Метод определения сечений передачи возбуждения в столкновениях с атомами редкоземельных металлов. 2. Применение метода // *Оптика атмосф. и океана.* 2021. Т. 34, № 8. С. 647–660.
42. *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 320 с.
43. *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.
44. *Дэшман С.* Научные основы вакуумной техники. М.: Мир, 1964. 716 с.
45. *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.  
46. *Климкин В.М.* Металлизация кювет в импульсно-периодических лазерах. Причины и следствия // Опти-

ка атмосф. и океана. 2000. Т. 13, № 12. С. 1103–1106; *Klimkin V.M.* Metallization of cells in pulsed lasers. Causes and effects // Atmos. Ocean. Opt. 2000. V. 13, N 12. P. 1020–1023.

***V.V. Gerasimov. Method for determining cross sections of excitation transfer in collisions with atoms of rare-earth metals. 1. Description of the method.***

A method for estimating cross sections of excitation transfer in collisions with atoms of rare-earth metals (REM) is presented. The cases of excitation transfer in collisions of REM atoms in unscreened resonant states  $6s6p$  with REM atoms in the ground state, as well as REM atoms in screened resonant states  $5d6s^2$  with inert gas atoms are considered. 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 REM vapor lasers. The quantities required for calculating the cross sections are determined from the active laser medium parameters and average lasing power. The advantages and disadvantages of the method suggested in comparison with methods based on optical excitation of metal atoms and recording non-resonant fluorescence are discussed.