

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ**



*имени  
П.Н. Лебедева*

**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

Г.Г. ПЕТРАШ

**20**

**СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ.  
ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ**

МОСКВА 2006

## Аннотация

Представлен обзор работ по непрерывным столкновительным лазерам на переходах в атомах и атомарных ионах. Приводятся характеристики лазеров, рассматриваемых как столкновительные. Обсуждаются имеющиеся данные по релаксации и перемешиванию уровней при столкновениях с тяжелыми частицами. Более подробно обсуждаются данные по релаксации метастабильных уровней. Рассмотрены основные трудности, возникающие при осуществлении эффективных непрерывных столкновительных лазеров, в том числе трудности реализации разрядов, пригодных для возбуждения столкновительных лазеров. Рассматриваются не реализованные пока возможности улучшения условий осуществления столкновительных лазеров.

## Summary

A review of publications on continuous collision lasers on transition in atoms and atomic ions is presented. Characteristics of the lasers considered as collisional are presented. Existing data on collisional relaxation and mixing of levels by collisions with heavy particles are considered. In greater detail data on collisional relaxation of metastable levels are discussed. Difficulties of collision lasers realization are considered including difficulties of realization of continuous discharge suitable for excitation of collisional lasers. Possibilities of improvement of collision laser realization conditions are discussed.

Концепция столкновительных лазеров была изложена в работах У.Беннетта [1] и Г.Гулда [2] и опубликована в 1965 году. Она возникла в самом начале развития газовых лазеров в процессе поисков систем с высокой эффективностью. Собственно, достижение высокой эффективности и было основной целью, ради которой эта концепция и разрабатывалась. Напомним, что речь идет о создании непрерывного газоразрядного лазера. Для достижения стационарной инверсии и генерации необходимо, чтобы было выполнено условие [1]

$$R_1 > (g_2/g_1)(A_{21} + R_2 F_1/F_2),$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к нижнему и верхнему лазерному уровню,  $R$  и  $F$  – скорости опустошения и заселения уровней,  $A_{21}$  – вероятность перехода,  $g_1$  и  $g_2$  – статвеса уровней. Использование непрерывного режима имеет некоторое преимущество по сравнению с импульсным режимом, поскольку первоначальные траты энергии на создание плазмы производятся один раз, а в течение длительного времени можно в принципе поддерживать оптимальные условия для создания инверсии при небольших затратах для поддержания условий в плазме.

Проведенный в этих работах анализ показал, что почти все существовавшие в то время газоразрядные лазеры использовали для релаксации нижнего лазерного уровня спонтанное излучение по хорошо разрешенному переходу. В этом случае между нижним лазерным уровнем и основным необходимо иметь промежуточный уровень, поскольку спонтанный распад в основное состояние затруднен в результате пленения резонансного излучения. Кроме того, по разрешенному переходу, как правило, велика скорость возбуждения электронами, что приводит к нежелательному подзаселению нижнего лазерного уровня. Наличие промежуточного уровня, связанного разрешенными переходами с нижним лазерным уровнем и с основным состоянием, при повышении накачки приводит к насыщению выходной мощности, а затем и к ее спаду.

С другой стороны, наличие промежуточного уровня и то обстоятельство, что большая скорость спонтанного распада присуща в основном переходам, соответствующим коротковолновым линиям, приводит к тому, что лазерный переход происходит между высоко расположенными уровнями, что ведет к снижению эффективности лазера.

В [2] эффективность лазера  $\eta$  описывается соотношением

$$\eta \approx f \frac{h\nu_L}{E_u - E_t},$$

где  $h\nu_L$  энергия лазерного кванта,  $E_u$ ,  $E_t$  – энергия верхнего лазерного уровня и «резервуарного» уровня, с которого производится накачка, а фактор  $f$  – та часть атомов, которая возбуждается с «резервуарного» уровня и

проходит через лазерный переход. Наличие промежуточного уровня уменьшает как отношение энергий в этой формуле, так и фактор  $f$ , т.к. вблизи верхнего лазерного уровня и ниже его оказывается значительное число других уровней, которые перехватывают энергию возбуждения.

Рассматривая молекулярный лазер, Г.Гулд приходит к выводу: «В этом случае большое число уровней в молекулах будет почти неизбежно приводить к малой величине множителя  $f$ . Следовательно, в эффективном газоразрядном лазере плотность молекул не должна быть большой».

В [2] рассматривались различные процессы релаксации нижнего лазерного уровня. Из них выделены самые быстрые: спонтанное излучение и столкновения с тяжелыми частицами (столкновительная релаксация). Поскольку, как сказано выше, релаксация спонтанным излучением приводит к ограничению эффективности, сделано заключение, что эффективный газоразрядный лазер должен использовать для релаксации нижнего уровня столкновения с тяжелыми частицами. В этом случае можно использовать переходы между сравнительно низко расположенными уровнями и рассчитывать на более высокую эффективность.

Основная идея эффективного газоразрядного лазера, возникшая в результате проведенного в [1,2] анализа и получившего название «столкновительного лазера», состоит в использовании стационарных разрядов, в которых существует большой разрыв между электронной температурой  $T_e$  и газовой температурой  $T_g$  так, чтобы населенность некоторых уровней определялась в основном температурой электронов, а других уровней температурой газа. При этом предполагалось, что  $T_e \gg T_g$  температура электронов много больше температуры газа. Вот какие рекомендации для выбора системы для осуществления столкновительного лазера приводятся Г.Гулдом [2].

«В столкновительном лазере «возбуждение атомов происходит в основном при столкновениях со свободными электронами, в то время как неупругие атомные столкновения приводят как к увеличению населенности верхнего уровня, так и к опустошению нижнего уровня. В идеальном случае такая система должна обладать следующими характеристиками:

- а) Лазерный переход частично запрещен.
- б) Верхний уровень не опустошается за счет неупругих атомных столкновений ( $E_u - E_l \gg kT_g$ ).
- в) Все активные уровни расположены низко, что обеспечивает высокую населенность и большую скорость электронного возбуждения.
- г) Сечения столкновительной передачи энергии между лазерными и близлежащими уровнями (отстоящими на  $\Delta E \sim kT_g$ ) велики.
- д) Все уровни со значительной населенностью способствуют прохождению атомов через лазерный переход.

е) Полный дефект энергии для ряда неупругих столкновений  $\sum \Delta E$  достаточно велик, благодаря чему выполняется условие  $N_1 < N_u$ . Для этого необходимо выполнение неравенства

$$e^{-\sum \Delta E / kT_g} < e^{-(E_u - E_l) / kT_e}$$

Здесь  $E_u$  и  $E_l$  – энергия верхнего и нижнего лазерного уровня,  $E_l$  – энергия резервуарного уровня, с которого происходит накачка,  $T_g$  – температура газа.

ж) Плотность газа настолько мала, что  $T_e > T_g$ , но вместе с тем достаточно велика, чтобы выполнялись приведенные неравенства. Поэтому  $N < 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

з) Возбуждение верхнего уровня не является непосредственным и осуществляется в результате соударений второго рода с атомами, имеющими изолированный уровень. Таким образом, основные потери обусловлены электронным возбуждением нижних уровней».

Предполагалось, что в пределе населенность верхнего лазерного уровня может быть близка к равновесной с  $T_e$ , а заселенность нижнего – близка к равновесной с  $T_g$ . В этом случае КПД лазера может быть весьма высоким и в пределе приближаться к КПД идеальной тепловой машины [2]  $\eta \sim (T_e - T_g) / T_e$ . Ожидалась также высокая мощность генерации. Такие перспективы вызвали очень большой интерес. Были предложены различные системы для реализации столкновительных лазеров, в том числе авторами [1,2].

Отметим, что возможность создания столкновительного лазера не надо доказывать. Хорошо известный  $\text{CO}_2$ -лазер полностью соответствует схеме столкновительного лазера, и он действительно обладает высокой эффективностью и большой мощностью генерации в средней ИК области спектра. По иронии судьбы столкновительный лазер был реализован на переходах в молекуле, тогда как Г.Гулд считал, что активная среда столкновительного лазера должна содержать минимум молекул. Однако реализация столкновительного лазера на переходах молекул для ближней ИК и видимой области спектра видимо действительно встречает большие трудности. Здесь мы рассмотрим задачу создания столкновительного лазера на переходах в атомах и атомарных ионах, желательно в коротковолновой области спектра.

Предприняты многочисленные попытки осуществления таких лазеров на переходах в атомных системах. В ряде случаев заявлено о создании столкновительных лазеров. Все это более подробно будет рассматриваться в последующих разделах настоящей статьи. Попытки создания столкновительных лазеров в рамках концепции [1,2] продолжаются и сейчас.

Эта тематика активно обсуждается на ряде конференций и семинаров. Однако с определенностью можно сказать, что основная задача – создания эффективных и мощных газоразрядных лазеров, работающих в стационарном режиме на переходах в атомах и атомарных ионах, так и не была решена. Совсем мало успехов в разработке столкновительных лазеров для видимой и УФ областей спектра.

## 1. ЛАЗЕРЫ, РАССМАТРИВАЕМЫЕ КАК СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ.

В [1,2] в основном рассматривались трехуровневые схемы лазеров, работающих в стационарном (непрерывном) режиме. Кратко обсуждаются и более сложные схемы. В обычных условиях, когда функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) не сильно отличается от максвелловской, для создания инверсии невозможно использовать столкновения только с электронами \*. Необходимо иметь какой-то селективный процесс, который должен уменьшать населенность нижнего лазерного уровня, либо населенность верхнего, либо делать и то и другое.

В дальнейшем в качестве перспективных в большинстве работ рассматривались переходы с резонансных на метастабильные уровни (R-M переходы). Действительно, резонансные R-уровни обычно лучше всего возбуждаются электронами в разряде, а возбуждение и девозбуждение электронами M-уровней ожидалось слабым. Поэтому предполагалось, что релаксацию M-уровней можно будет сравнительно легко осуществить в столкновениях с тяжелыми частицами. Обычно рассматривалась простая схема уровней, приведенная на рисунке 1.

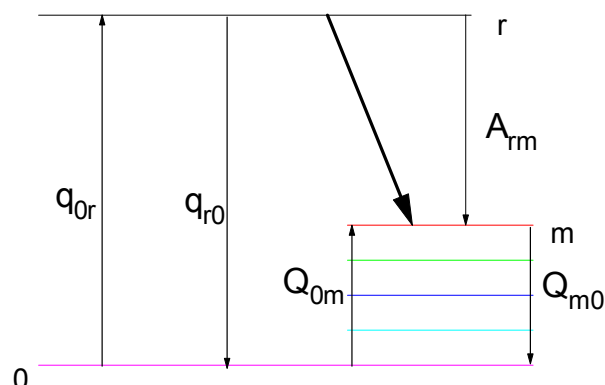


Рис.1. Схема уровней столкновительного лазера на R-M переходе. Предполагаемый лазерный переход обозначен косой стрелкой.

Здесь  $q_{0r}$ ,  $q_{r0}$  - константы скорости возбуждения и девозбуждения R-уровня электронами, а  $Q_{0m}$ ,  $Q_{m0}$  - константы скорости возбуждения и девозбуждения M-уровня столкновениями с тяжелыми частицами. Энергия M-уровня должна быть заметно больше  $kT_g$ , а для увеличения скорости его релаксации желательно иметь между уровнями 0 и M промежуточные уровни, которые также схематически показаны на рис. 1.

### 1.1. Лазеры на переходах Ca и Sr [3-9].

На данный момент это единственные лазеры, работавшие в непрерывном режиме. Схема уровней и переходов в атоме кальция показана на рис. 2.

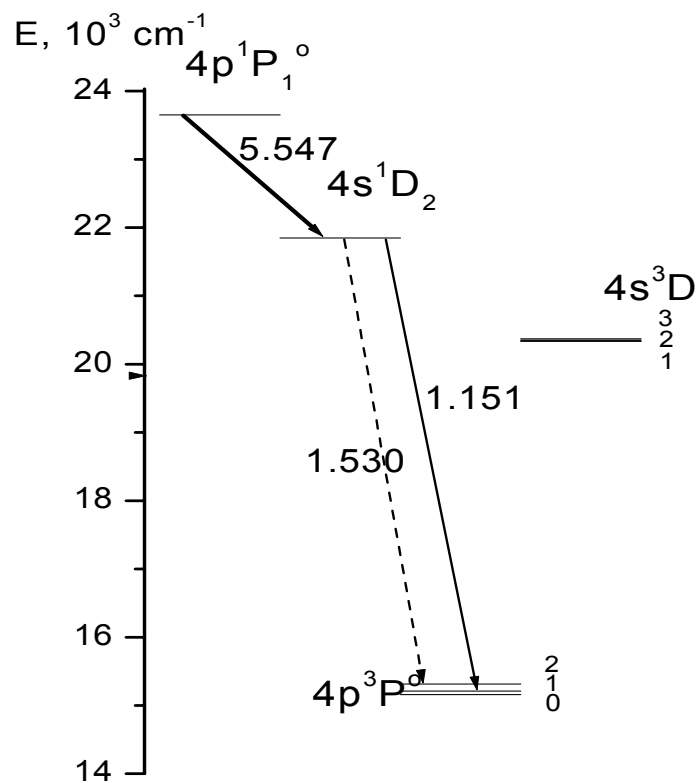
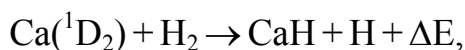


Рис. 2. Схема уровней и переходов в атоме Ca. Длины волн в мкм.

Лазерный переход показан жирной стрелкой,  $\lambda = 5,547 \text{ мкм}$ . Непрерывная генерация наблюдалась в основном при добавлении небольших количеств водорода [4-9]. Для этого лазера разрушение нижнего лазерного уровня объясняется «химической очисткой», т.е. удалением атомов на нижнем лазерном уровне  $^1D_2$  в процессе химической реакции



Эта реакция должна иметь относительно высокую скорость, поскольку она имеет резонансный характер, в этом случае  $\Delta E$  сравнимо с  $kT_g$ .

Непрерывная генерация наблюдалась в двух режимах [9]: при давлении водорода 1-3 Торра и оптимизации других параметров мощность генерации была  $\sim 0,1$  Вт при оцененной эффективности  $\sim 10^{-2}$ . Такую эффективность следует считать довольно высокой, т.к. отношение энергии кванта на лазерном переходе к энергии верхнего лазерного уровня составляет  $\sim 7,6$  %. Однако в этом режиме генерация длилась 10-30 мин из-за того, что кусочки кальция превращались в белый порошок гидроксида кальция. При меньшем давлении водорода генерация наблюдалась в течение нескольких часов при уровне мощности  $\sim 0,07$  Вт.

Непрерывная генерация наблюдалась также на аналогичном переходе стронция [3]. В этой работе не сказано, что добавлялся водород. Схема уровней и переходов для атома стронция приведена на рис. 3.

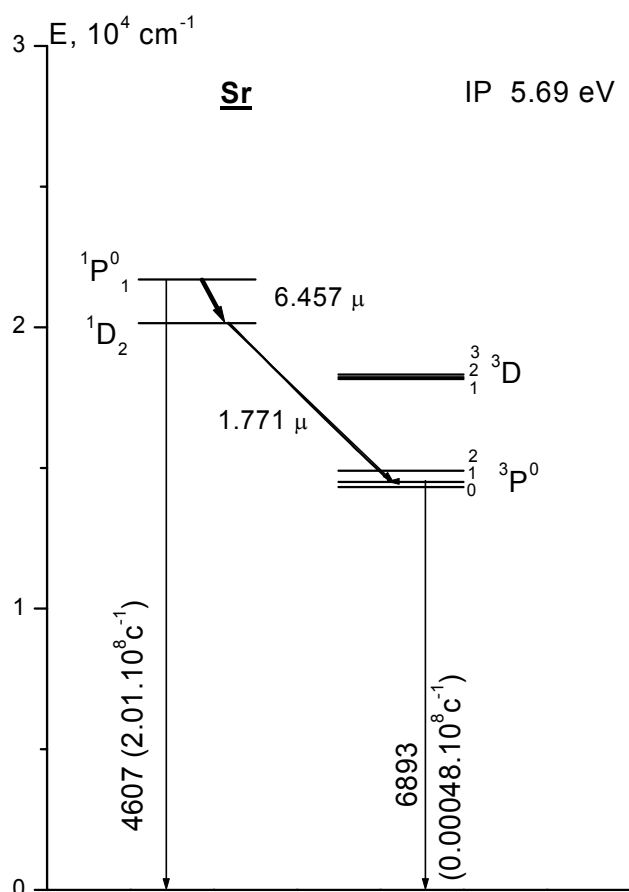


Рис. 3. Схема уровней и переходов для атома Sr.



Следует отметить, что лазерные переходы в атомах Ca и Sr не являются, строго говоря, R-M переходами, так как с нижних лазерных  $^1D_2$  уровней существуют интеркомбинационные переходы на состояния  $^3P^o_{1,2}$ . В Sr наблюдалась даже импульсная генерация на таком переходе  $\lambda = 1,771$  мкм (см. рис. 3), что свидетельствует о не малой вероятности перехода. Именно спонтанным распадом по этому каналу объяснялось наличие непрерывной генерации [3]. К сожалению, на данный момент не удалось найти для Ca и Sr надежных данных о вероятностях лазерных переходов и переходов вниз с нижних лазерных уровней. Вопрос о влиянии спонтанного распада нижних уровней остается открытым. Отметим только, что для Ca эта вероятность должна быть меньше, чем для Sr, поскольку вероятности интеркомбинационных переходов больше для более тяжелых атомов.

## 1.2. He-Eu<sup>+</sup> лазер [9-25].

Этот лазер, первая публикация о котором относится к 1973 году, имел особое значение в развитии работ по столкновительным лазерам. С ним впервые был продемонстрирован переход от импульсного к квазинепрерывному режиму. Это вызвало всплеск интереса к проблеме создания столкновительных лазеров и вселило большие надежды на его осуществление. В дальнейшем этому лазеру было посвящено наибольшее число публикаций. Здесь мы только кратко изложим основные результаты этих работ.

Схема уровней и переходов в ионе европия приведена на рис. 4. Отметим, что по последним данным NIST группировка уровней в мультиплеты, соответствующая другой схеме сложения моментов, немного отличается от приведенной на рисунке. Соответствие обозначений NIST и рис. 4 приведено в таблице 1.

Таблица 1. Соответствие обозначений уровней Eu<sup>+</sup>

Уровень (NIST)	J	E, см <sup>-1</sup>	LS
$4f^7(^8S^o_{7/2})6p_{1/2}$ ( $^7_{/2, 1/2}$ )	3	23774.28	$4f^7\ ^9P_3$
$4f^7(^8S^o_{7/2})6p_{1/2}$ ( $^7_{/2, 1/2}$ )	4	24207.86	$4f^7\ ^9P_4$
$4f^7(^8S^o_{7/2})6p_{3/2}$ ( $^7_{/2, 3/2}$ )	5	26172.83	$4f^7\ ^9P_5$
$4f^7(^8S^o_{7/2})6p_{3/2}$ ( $^7_{/2, 3/2}$ )	4	26838.50	$4f^7\ ^7P_4$
$4f^7(^8S^o_{7/2})6p_{3/2}$ ( $^7_{/2, 3/2}$ )	3	27104.07	$4f^7\ ^7P_3$
$4f^7(^8S^o_{7/2})6p_{3/2}$ ( $^7_{/2, 3/2}$ )	2	27256.35	$4f^7\ ^7P_2$

Генерация наблюдалась на многих линиях  $\text{Eu}^+$ , показанных на схеме стрелками, но наибольшее внимание уделялось генерации на линии 1,0019 мкм, на которой в основном наблюдалась квазинепрерывная генерация.

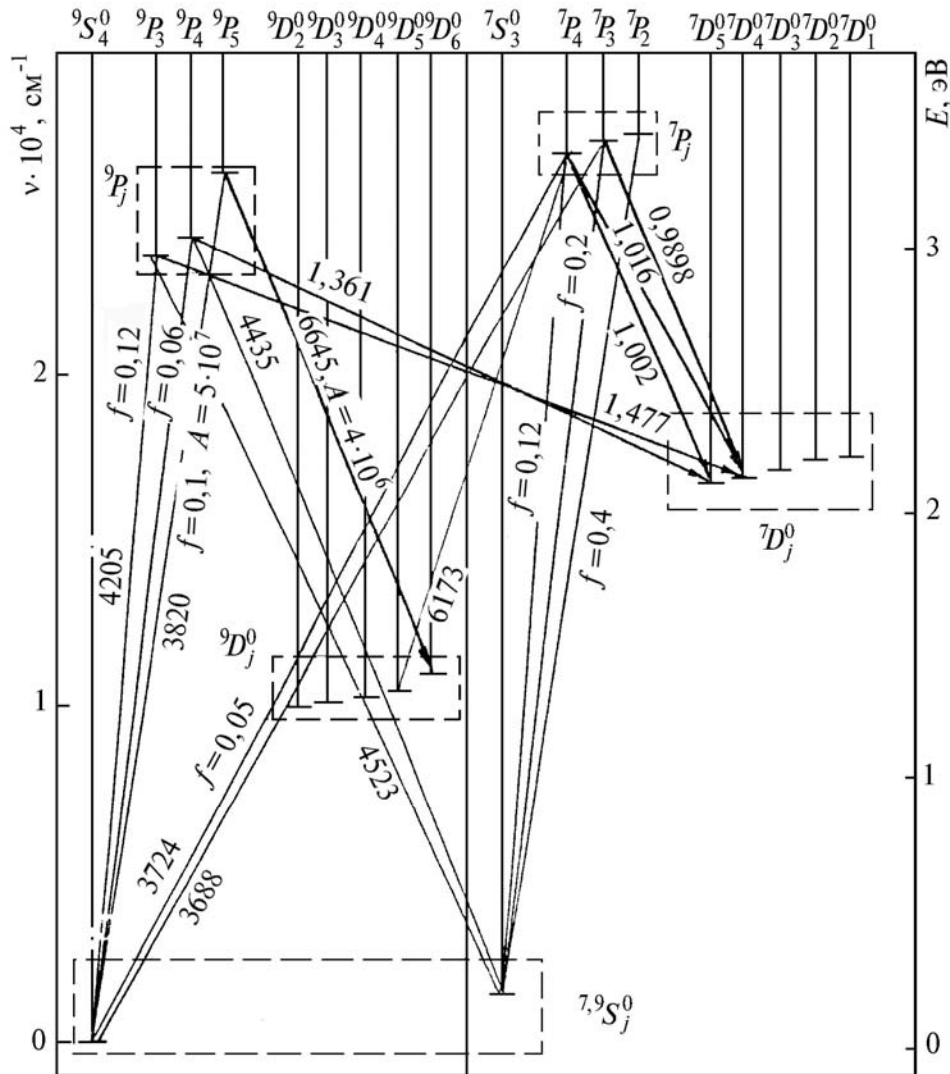


Рис. 4. Схема уровней и переходов в  $\text{Eu}^+$  [9]. Переходы, на которых наблюдалась генерация, отмечены стрелками.

Этот лазер занимает особое место. В первой работе [10] (Бохан П.А., Клишкин В.М., Прокопьев В.Е., «Газовый лазер на ионизированном европии», Письма в ЖЭТФ, т. 18(2), сс. 80-82 (1973)) показано, что мощность генерации растет с ростом давления  $\text{He}$  до  $\sim 600$  торр, а ее длительность свидетельствует о квазинепрерывном режиме.

В дальнейшем были проведены подробные исследования  $\text{He-Eu}^+$  лазера как в квазинепрерывном, так и в импульсном режиме. Методом модуляции генерации и наблюдения изменений населенностей различных уровней

изучался процесс столкновительного переноса между лазерными и другими уровнями. Были измерены времена релаксации нижних лазерных уровней [17]. Эти времена оказались аномально малыми. При давлении He 1 атм. оцененное время релаксации нижнего лазерного уровня  ${}^7D^0_5$  составило 4 нс. Проведены исследования характеристик импульсной генерации при увеличении давления He до 5 атм. [21, 23,24] и ряд других измерений. В первых работах [12,17] предполагалось, что квазинепрерывный характер генерации обеспечивается разрушением нижних лазерных уровней столкновениями с атомами He. В этом случае  $\Delta E \approx 9kT_g$ . Из этого делались выводы, что большие сечения разрушения метастабильных уровней могут быть и при  $\Delta E \gg kT_g$ .

Первые исследования этого лазера, в особенности вывод о том, что достаточно быстрое разрушение метастабильных уровней столкновениями с тяжелыми частицами возможно при  $\Delta E \gg kT_g$ , возбудили большие надежды и вызвали большой интерес к проблеме создания столкновительного лазера на атомных переходах.

В дальнейшем был предложен другой механизм релаксации нижних лазерных уровней, предполагающий рекомбинационный механизм быстрой релаксации  ${}^7D_{0j}$  уровней через автоионизационные состояния атома. Впервые этот механизм рассматривался, видимо, в [15]. Наиболее детально этот механизм релаксации проанализирован в диссертации В.М.Климкина [9]. В ней сделан вывод, что He-Eu<sup>+</sup> лазер следует отнести к новому типу лазеров – **ионизационно-рекомбинационному**.

На наш взгляд механизм релаксации через автоионизационные уровни Eu обоснован значительно более надежно по сравнению с прямым разрушением нижнего лазерного уровня столкновениями с атомами гелия при  $\Delta E \gg kT_g$ . Существенно, что релаксация через автоионизационные уровни атома Eu происходит при небольших  $\Delta E$ .

Возможные пути релаксации в рамках этого механизма показаны на рис. 5, здесь: 1 –тушение; 2, 3 –захват и автоионизация; 4- рекомбинация; 5 –образование молекулярного иона.

Если принять рекомбинационный механизм релаксации нижних лазерных уровней, кратко описанный выше, то надо отказаться от утверждения о том, что генерация в He-Eu<sup>+</sup> лазере свидетельствует о возможности эффективного разрушения метастабильных уровней путем столкновений с гелием при  $\Delta E \gg kT_g$ .

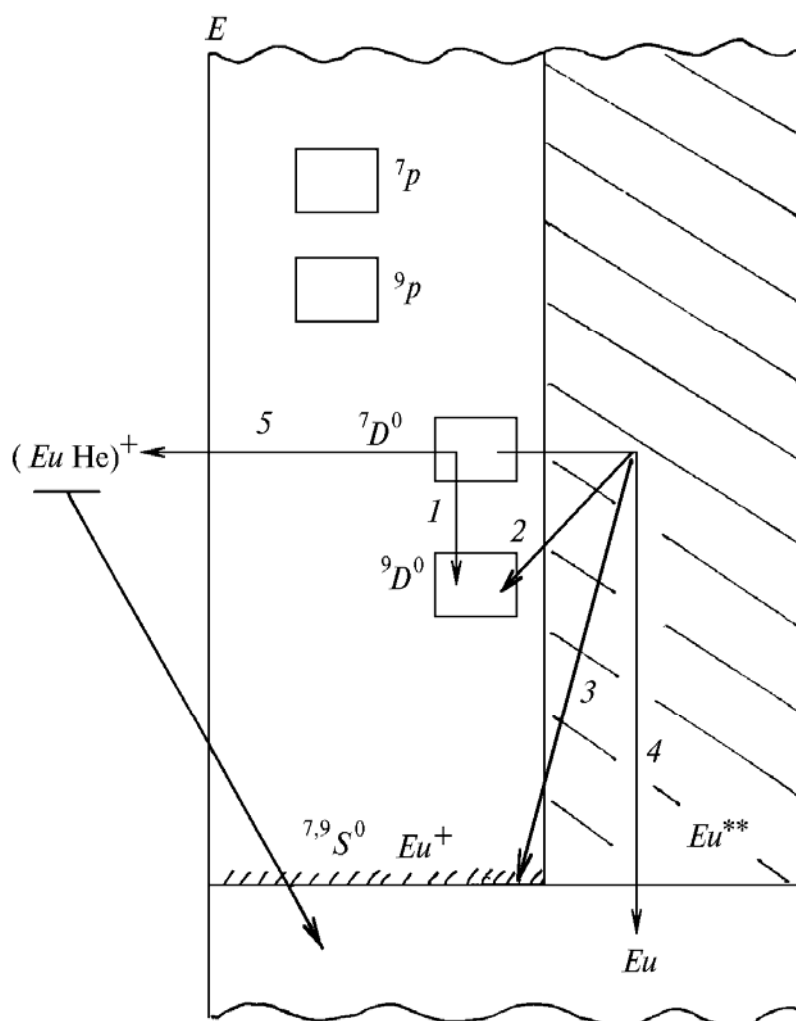


Рис. 5. Схема релаксации нижних лазерных уровней  $\text{Eu}^+$  согласно [9].  $\text{Eu}^{**}$  - автоионизационные уровни атома  $\text{Eu}$ .

### 1.3. Sn лазер [26, 27]

В этом случае, в отличие от других, используется лазерный переход  $^1D_2 - ^3P_2$  ( $\lambda = 1,9244$  мкм) между двумя метастабильными уровнями основной конфигурации атома  $5p^2$ . Возможности осуществления генерации на переходах в конфигурации  $np^2$  обсуждались в [26]. О наблюдении квазинепрерывной столкновительной генерации в смеси  $\text{He} - ^{120}\text{Sn}$  сообщалось в [27]. Разряд возбуждался в ГРТ диаметром 0,5 см и длиной 50 см переменным током  $\sim 0,6$  А при температуре стенки  $\sim 1400^\circ\text{C}$ . Из-за малой вероятности перехода усиление низкое, по оценкам  $2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ . На наш взгляд,

результаты [27] не могут служить убедительным доказательством квазинепрерывного характера генерации, поскольку ее длительность была намного короче оцененного времени жизни верхнего лазерного уровня.

#### 1.4. Лазер на переходе тулия [28-30].

В последнее время появились несколько работ [28-30], в которых утверждается, в частности, что «впервые в парах металлов реализован столкновительный лазер, соответствующий критериям Гулда». Таковым считается лазер на одном из переходов Tm ( $\lambda=1069$  нм), который оканчивается на самом низко расположенном уровне из тех, на которых оканчиваются наблюдавшиеся линии генерации. Этот вывод основан только на том, что мощность генерации растет с ростом давления гелия, и при этом генерация на других линиях существует до давлений меньших, чем давление, с которого начинается генерация на указанной линии. Такое объяснение основывается на предположении, что нижний лазерный уровень разрушается столкновениями с атомами He при соотношении  $\Delta E/kT_g \sim 13$ , что мало вероятно. Отметим также, что генерация носит явно выраженный импульсный характер, длительность ее импульса на полувывсоте  $\sim 50$  нс, т.е. существенно короче длительности импульса тока. Никаких аргументов, что генерация носит квазинепрерывный характер, не приводится. Напомним, что критерий Гулда относится к непрерывным столкновительным лазерам. Утверждение авторов [28-30] о реализации столкновительного лазера на переходе Tm представляется необоснованным.

#### 1.5. Другие лазеры, рассматриваемые как столкновительные.

В работе [31] делается вывод: «лазер на парах бария является столкновительным и позволяет получать длинные импульсы генерации благодаря разрушению метастабильного уровня в девозбуждающих столкновениях с атомами Ba в основном состоянии и со стенкой трубки». В этой же работе приводятся измеренные константы скорости девозбуждения метастабильного уровня Ba ( $^1D_2$ ) электронами ( $k_e=0,7 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/с) и атомами бария в основном состоянии ( $k_m=1,6 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с), а также вероятность лазерного перехода  $^1P^o_1-^1D_2$   $A=(0,9 \pm 0,1) \cdot 10^4$  с<sup>-1</sup>.

В следующей работе того же автора [19] содержится утверждение: «Осуществлен перевод лазеров на парах Ba, Eu, Eu<sup>+</sup>, Pb, Sr<sup>+</sup> в квазинепрерывный или непрерывный столкновительный режим». Надо отметить, что в этих работах нет сколько-нибудь детального описания ни условий получения столкновительной генерации ни ее характеристик (длительность, мощность, условия разряда и т.п.). Упоминается только, что использовались узкие разрядные трубки диаметром 0,3-0,4 см. В [31]

утверждается, что для лазера на парах Ва «в плотном резонаторе в трубке диаметром 0,4 см длительность импульса генерации достигает сотен микросекунд». А в [19] сказано: «При газоразрядном возбуждении в трубках диаметром 0,3-0,4 см длинные импульсы генерации (в отдельных случаях до сотен микросекунд) были получены в лазерах на парах бария и европия. Как и в лазере на ионизированном европии, ограничение длительности обусловлено падением электронной температуры по мере развития разряда»

В таком изложении процитированные выше утверждения следует воспринимать скорее как декларации, а не как действительное доказательство существования режима столкновительных лазеров. Нам не известны другие работы, в которых с принятой в научных публикациях обстоятельностью были бы описаны условия получения и характеристики генерации лазеров, декларируемых в [19,31].

Выводы этих работ подверглись критике в работе [32]. В ней предложены критерии для различения самоограниченного и квазинепрерывного режима генерации. Основываясь на использовании этих критериев, авторы [32] приходят к выводу, что нет оснований считать генерацию на атомах металлов в [19,31] столкновительной. Для объяснения квазинепрерывного характера генерации предлагается другой механизм инверсии, основанный очистке метастабильных уровней возбуждением «вверх» в ионизацию [33-38]. Рассмотрение этого механизма выходит за рамки тематики настоящего обзора, поскольку предложенный механизм инверсии существенно отличается от концепции столкновительного лазера.

### **1.6. Столкновительный лазер с обменом между верхними уровнями.**

Кроме схемы столкновительного лазера с использованием R-M переходов теоретически рассматривалась и другая схема, основанная на использовании передачи энергии от одного атома (атома донора) к другому атому (акцептору). В этом случае предполагается, что уровень донора, с которого происходит передача энергии, эффективно возбуждается электронами, и его населенность определяется  $T_e$ , а уровень акцептора, на который происходит передача энергии, расположен несколько ниже, слабо возбуждается электронами и имеет переход вниз с умеренной вероятностью. Инверсия в этой схеме образуется за счет эффективного заселения уровня донора и преимущественного заселения уровня акцептора в процессе столкновений атомов или передачи энергии при столкновениях с буферным газом или специально добавленным газом. Такие столкновения в пределе должны приводить к равновесию населенностей рассматриваемых уровней с  $T_g$ . При этом в идеальном случае и для этой схемы КПД лазера должен приближаться к КПД тепловой машины  $\eta = (T_e - T_g) / T_e$ .

В основном рассматривалась система из двух двухуровневых атомов. В этой схеме инверсия образуется на переходе в основное состояние атома-акцептора. Впервые, насколько нам известно, эта схема рассматривалась в работе [39] на примере передачи энергии от молекулы кислорода в состоянии  $O_2(^1\Delta_g)$  на атом иода в метастабильном состоянии  $I(5^2P_{1/2})$  ( $\Delta E=279 \text{ см}^{-1}$ ). Расчеты, проведенные в [39] при некоторых упрощающих предположениях показали, что инверсия в этой схеме возможна. Однако в эксперименте, описанном в этой работе, осуществить генерацию не удалось.

В работе [40] предложено в этой же схеме использовать в качестве атома-донора атом с хорошо возбуждаемым электронами резонансным уровнем и с передачей энергии на уровень другого атома, имеющего полузапрещенный переход вниз и слабо возбуждаемого электронами. Предполагается, что спонтанный распад резонансного уровня донора сильно уменьшен за счет пленения резонансного излучения. В рамках приближения двух двухуровневых систем проведен расчет насыщенной мощности. При этом не делалось никаких предположений об относительных величинах скоростей рассматриваемых процессов. Расчет показал, что и в этом случае возможно образование инверсии. Приведены условия ее существования, сформулированы критерии выбора атомов донора и акцептора.

В качестве примера проведен расчет для случая передачи энергии от резонансных уровней натрия на уровень кальция  $Ca(^3P^0_1)$ . Расчет показал, что при выбранных параметрах задачи инверсия существует в довольно широких пределах изменения  $n_e$  и плотности кальция.

В работе [41] для такой же схемы, как и в [40], проведен расчет ненасыщенного коэффициента усиления и предложено, кроме Na-Ca, еще 7 систем: Rb-Bi, K-Bi, Yb-Ca, Na-Bi, Yb-Ca (для другого перехода в Ca), Ca-Mg и Yb-Mg. Длины волн ожидаемых лазерных линий для этих систем лежат в диапазоне от 457 до 875 нм. Конкретные расчеты проведены для двух систем Rb-Bi и Ca-Mg для условий, предполагающих тлеющий разряд. Оцененные коэффициенты усиления составили  $4,9 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  и  $16 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  соответственно для двух указанных систем. Подробнее см. [41].

Отличие от схемы с R-M переходами состоит в том, что энергия уровня атома донора и энергия верхнего лазерного уровня отличаются не сильно (несколько  $kT_g$ ). Соответственно пороги их возбуждения близки. При этом электроны с энергией ниже этих порогов практически не будут возбуждать оба эти уровня. Если удастся найти такую пару донор-акцептор, для которой константа скорости возбуждения резонансного уровня электронами много больше, чем константа скорости для верхнего лазерного уровня, это будет выполняться почти при всех энергиях электронов. Добавим, что в этой схеме есть еще возможность выбирать соотношение плотностей доноров и акцепторов, что может облегчить получение инверсии.

В указанных здесь работах [39-41] рассматривался случай двух двухуровневых систем. Для приближения к реальным условиям следует также рассмотреть процессы ионизации атомов и случай, когда могут играть заметную роль другие уровни атомов. Учет ионизации и ухода «наверх» может ухудшить условия получения инверсии. Наличие же «лесенки» уровней, участвующих в процессе передачи энергии между возбужденными уровнями, и вблизи основного состояния атома-акцептора может привести к улучшению условий создания инверсии. Таким образом, можно рассматривать «гибридную» схему, когда происходит обмен энергией между верхними уровнями, а лазерный переход оканчивается не на основном уровне, так что релаксация нижнего лазерного уровня также происходит столкновениями тяжелых частиц, как это предполагалось для случая R-M переходов. На рисунке показана упрощенная схема для этого случая.

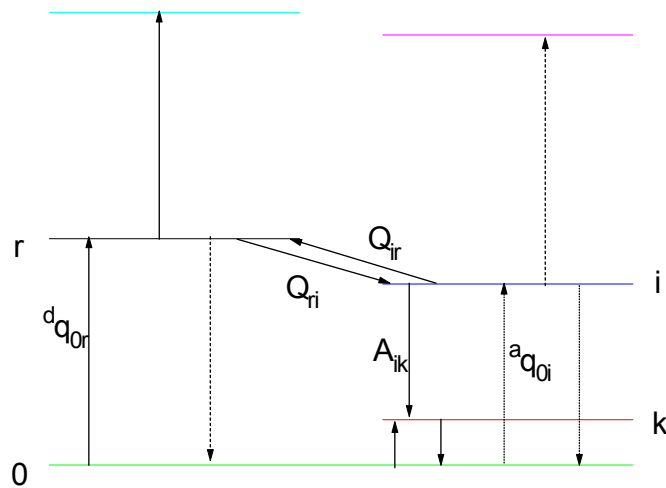


Рис. 6. Схема столкновительного лазера с обменом энергией между верхними уровнями и столкновительной релаксацией нижнего лазерного уровня.

Завершая краткий обзор лазеров, которых можно отнести к столкновительным, приходится констатировать, что за 40 лет с опубликования концепции столкновительных лазеров успехи на пути их осуществления весьма скромные. Непрерывная генерация осуществлена только в средней ИК области спектра и с лазерами, которые не вполне соответствуют первоначальной концепции. **Основная же цель – создание эффективных и мощных непрерывных лазеров на атомных переходах так и не достигнута.**

Реализованные на данный момент лазеры во многом не соответствуют рекомендациям Г.Гулда. Релаксация нижнего лазерного уровня в основном происходит при большом  $\Delta E$ , не через лесенку промежуточных уровней.



Заселение верхнего лазерного уровня в основном осуществляется прямым электронным ударом, а не с другого лежащего выше уровня и не от атома донора. В ряде случаев квазинепрерывная генерация декларируется без достаточного обоснования.

В следующем разделе делается попытка проанализировать, какие причины не позволили достигнуть желаемых результатов, и какие трудности возникают на пути создания эффективных непрерывных столкновительных лазеров.

## **2. ТРУДНОСТИ НА ПУТИ СОЗДАНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ НА АТОМНЫХ ПЕРЕХОДАХ.**

2.1. В качестве перспективных рассматриваются переходы в атомах металлов. Получение необходимой для работы лазера плотности паров металлов при обычном способе, т.е. путем термического нагрева металла, для большинства металлов требует достаточно высокой температуры. Температура газа  $T_g$  должна быть очевидно еще выше, чем температура металла, расположенного на стенке ГРТ или в отдельной полости. При этом, чем больше вводимая в разряд мощность и ожидаемая мощность генерации, тем выше  $T_g$ . Поскольку температура электронов  $T_e$  должна быть значительно выше  $T_g$ , это означает, что  $T_e$  не может быть низкой, в типичном случае  $\sim 1$  эВ или выше. Как будет сказано далее, это налагает определенные ограничения на выбор типа разряда.

2.2. В последнее время выяснилось, что сечение возбуждения метастабильных уровней меди, в отличие от первоначальных предположений, не мало [42]. Это связано с процессом возбуждения через состояния отрицательного иона, который в начале развития R-M лазеров не учитывался. Надежные данные о сечениях возбуждения M -уровней других атомов пока отсутствуют, но исследования характера их распада в межимпульсный период в R-M лазерах, а также получение генерации этих лазеров при высоких частотах повторения импульсов, свидетельствует о том, что и для других подходящих атомов возбуждение M -уровней электронами не мало. Это требует пересмотра подхода к реализации столкновительных лазеров на атомных R-M переходах.

Прежде всего надо отметить, что скорость возбуждения R -уровня электронами начинает превышать скорость возбуждения M -уровня только начиная с определенной величины  $T_e$ . Для меди (с учетом стат. весов уровней) начиная с  $T_e \approx 1,3$  эВ (См. рис. 7). Оптимальная же  $T_e$  составляет 2-4 эВ. Это обстоятельство также накладывает определенные требования на величину  $T_e$ . Скорее всего, следует предполагать  $T_e \geq 2$  эВ.

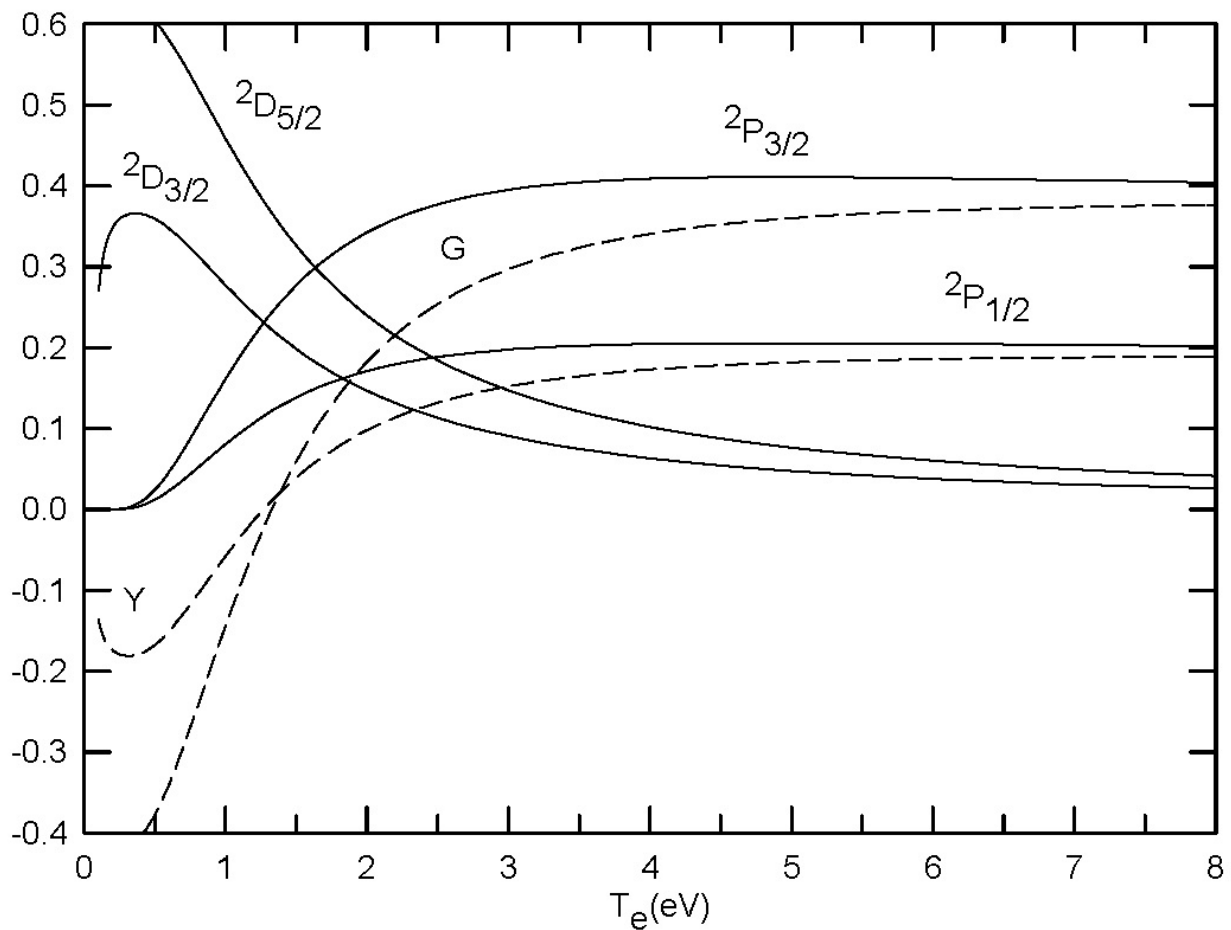


Рис. 7. Относительные скорости накачки лазерных уровней атома меди электронами с основного состояния атома как функция температуры электронов. Пунктирные кривые – разность скоростей накачки верхнего и нижнего лазерного уровня с учетом стат. весов уровней. G – для зеленой линии; Y – для желтой линии. [43].

2.3. Другая трудность, связанная с большими сечениями возбуждения метастабильных уровней  $\sigma_{0m}$ , которая ранее не рассматривалась, состоит в том, чтобы обеспечить неравенство, желательное для эффективного столкновительного лазера

$$Q_{m0}N_a = \langle \sigma_{m0}^a v_a \rangle N_a \gg \langle \sigma_{m0}^e v_e \rangle n_e = q_{m0}n_e$$

Здесь индекс e относится к электронам, индекс a - к тяжелым частицам, а угловые скобки означают усреднение по распределению скоростей.  $Q_{m0}$  и  $q_{m0}$  – константы скорости разрушения метастабильного уровня тяжелыми частицами и электронами. Поскольку в типичном случае  $v_e/v_a \sim 10^4$ , а  $\sigma_{m0}^e$

вряд ли меньше  $\sigma_{m0}^a$ , то должно быть  $N_a/n_e \gg 10^4$ . Такое соотношение также влияет на выбор типа разряда.

### 3. РАЗРЯДЫ, ТРЕБУЕМЫЕ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА

В концепции столкновительного лазера основную роль играет требование  $T_e \gg T_g$ . В работах [1,2] сколько-нибудь подробно не рассматривался вопрос о том, какие разряды наиболее подходят для выполнения этого требования. Просто указывалось, что это требование удовлетворяется в некоторых разрядах. Видимо, имелся в виду положительный столб тлеющего разряда.

В положительном столбе стационарного тлеющего разряда  $T_e$  определяется балансом скорости ионизации и скорости исчезновения ионов [44]. Если исчезновение ионов определяется, как это обычно бывает, диффузией, то  $T_e$  можно определить из выражения [44]:

$$\left(\frac{kT_e}{I}\right)^{1/2} \exp \frac{I}{kT_e} = \frac{C_i}{\mu p} \left(\frac{8I}{\pi m}\right)^{1/2} \frac{N}{p} (p\Lambda)^2 = Const (pR)^2,$$

которое определяет универсальную зависимость  $\frac{kT_e}{I}$  от  $cpR$ , где  $c$  - своя постоянная для каждого газа,  $p$  - давление,  $I$  - потенциал ионизации, а  $R$  - радиус ГРТ.

График этой зависимости, взятый из [44], приведен на рис. 8. Как можно видеть из графика,  $T_e$  составляет определенную долю от  $I$ , которая сильно уменьшается с ростом  $cpR$ . Для большей части интервала  $cpR$  величина  $T_e/I \approx 10^3$  К/эВ, что соответствует  $T_e \approx 0,1I$ . Поскольку в качестве кандидатов для осуществления столкновительных лазеров в основном рассматриваются атомы металлов, потенциал ионизации которых меньше 10 эВ, то в разрядах в парах металлов с буферными газами, в которых в основном ионизуется металл, следует при не слишком низких давлениях ожидать  $T_e < 1$  эВ. Как сказано выше, такая величина  $T_e$  вряд ли подходит для осуществления столкновительного лазера. Сравнительно высокие  $T_e$  можно ожидать только при низком давлении газа и в узких трубках. Низкие давления означают малую скорость релаксации нижнего лазерного уровня в столкновениях с тяжелыми частицами, а узкие трубки не позволяют рассчитывать на высокие мощности генерации.

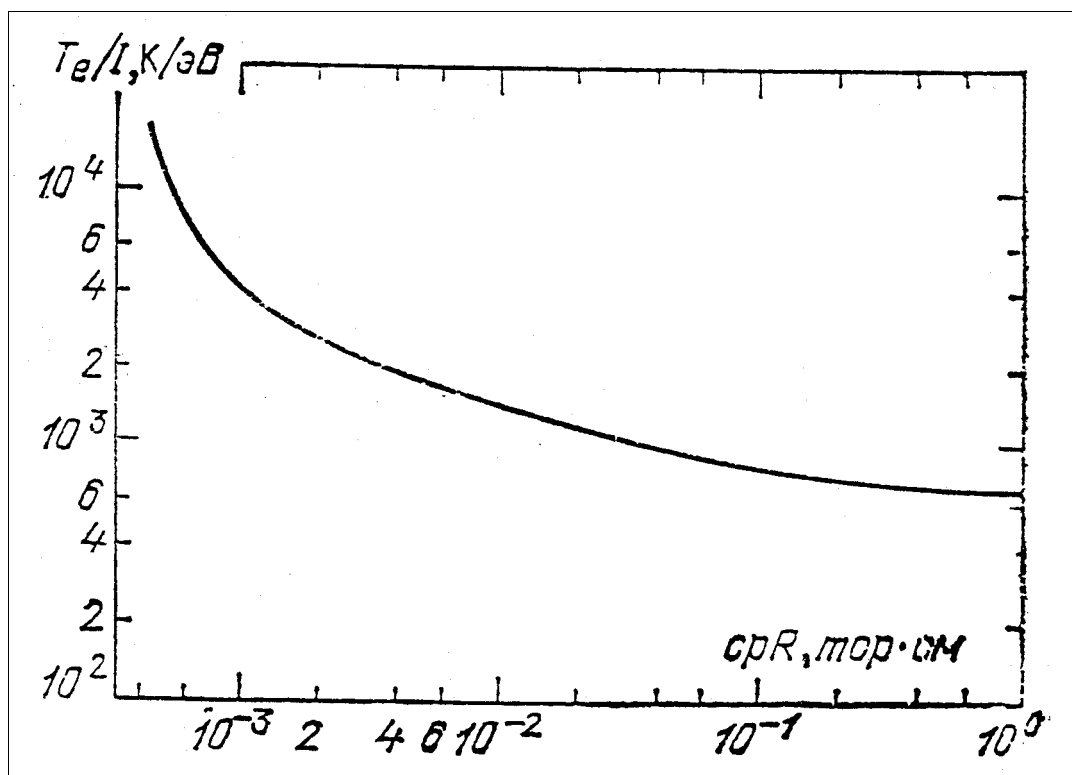


Рис. 8 Универсальная кривая для вычисления  $T_e$  в зависимости от  $I$  и  $crR$ .

Таким образом, положительный столб стационарного тлеющего разряда, уход ионов в котором определяется диффузией, мало подходит для осуществления столкновительного лазера.

Большие надежды могут быть связаны с положительным столбом, в котором уход ионов определяется быстрой объемной рекомбинацией. Трехчастичная рекомбинация слишком медленная при тех  $T_e$ , которые требуются для эффективного образования инверсии. Как правило, она не может конкурировать даже с амбиполярной диффузией. Значительно более высокую скорость ухода ионов может обеспечить диссоциативная рекомбинация и прилипание электронов с последующей ион-ионной рекомбинацией. Для рассматриваемого здесь случая образования инверсии на переходах атомов металлов трудно ожидать большой концентрации положительных молекулярных ионов. Так что вряд ли можно рассчитывать на диссоциативную рекомбинацию, хотя в принципе ее нельзя полностью исключить из рассмотрения. Здесь мы пока не будем рассматривать такую возможность применительно к столкновительным лазерам.

Остается рассчитывать на прилипание к электроотрицательным частицам, специально вводимым в разряд. При этом  $T_e$  в положительном столбе будет определяться балансом скорости ионизации, которая обычно резко зависит от  $T_e$ , и скорости прилипания, зависящей от  $T_e$  не так резко.

Скорее всего, именно разряды, контролируемые прилипанием электронов, будут наиболее пригодными для осуществления столкновительных лазеров на атомных переходах. (Отметим кстати, что для возбуждения непрерывного CO<sub>2</sub>-лазера используется разряд, контролируемый прилипанием [44])

В этом случае наиболее предпочтительной схемой осуществления непрерывного столкновительного лазера была бы, на наш взгляд, такая, в которой в процессе ион-ионной рекомбинации селективно заселяется один из уровней атома, в частности, верхний уровень лазерного перехода. Константа скорости ион-ионной рекомбинации обычно велика ( $\alpha_{ii} \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ ), и при этом возможно селективно направить поток рекомбинации преимущественно на накачку одного или небольшого числа уровней. В этой схеме накачка уровня также осуществляется в процессе столкновений тяжелых частиц (положительных и отрицательных ионов) в котором в типичном случае выделяется энергия  $\Delta E \gg kT_g$ , затрачиваемая на заселение уровня и частично на кинетическую энергию атомов, возникающих при рекомбинации. При этом энергия, затраченная в разряде на ионизацию, не тратится при рекомбинации на стенках, как в обычном тлеющем разряде, а направляется с помощью объемной рекомбинации на накачку желаемого уровня. Это дает надежду на более эффективное использование энергии, вводимой в разряд.

Поскольку в разрядах с объемной рекомбинацией можно ожидать достаточно высокую  $T_e \gg T_g$ , то известные схемы столкновительных лазеров, в частности рассмотренные выше, вполне могут сочетаться с накачкой в процессе ион-ионной рекомбинации. Возможны различные варианты, в том числе с передачей энергии от донорного атома к акцептору. Более подробно возможные варианты столкновительных лазеров с использованием ион-ионной рекомбинации предполагается рассмотреть отдельно в другой работе.

#### **4. СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ УРОВНЕЙ И РАЗРУШЕНИЕ НИЖНИХ ЛАЗЕРНЫХ УРОВНЕЙ**

Вопрос о достижимой скорости передачи энергии столкновениями тяжелых частиц и, в частности, о скорости разрушения нижних лазерных уровней такими столкновениями - один из фундаментальных для физики столкновительных лазеров.

Передача энергии столкновениями тяжелых частиц была предметом многочисленных исследований (см., например, обзоры работ по этой тематике в [20,45-49] и приведенные там ссылки). Сколько-нибудь полное изложение полученных в этом направлении результатов заняло бы слишком много места. Мы здесь ограничимся только кратким описанием наиболее общих результатов, отсылая читателя к указанным выше обзорам.

В большинстве случаев для процесса, описываемого выражением



где  $A^{**}$  - возбужденный атом,  $A^*$  - в другом возбужденном состоянии,  $B$  - другой атом, который в общем случае тоже может быть в возбужденном состоянии, а  $\Delta E$  – энергия, выделяющаяся или поглощающаяся в этом процессе и расходуемая на увеличение или уменьшение кинетической энергии атомов, эффективное сечение довольно резко уменьшается при увеличении  $\Delta E$ . Однако это правило выполняется не всегда. В некоторых случаях сечение процесса может быть больше при большем  $\Delta E$  [47,48]. Существенную роль играет взаимное расположение потенциальных кривых, описывающих взаимодействие сталкивающихся частиц и продуктов процесса. Если имеет место квазипересечение потенциальных кривых или в какой то точке разность энергии между ними невелика, сечение процесса может быть большим.

В случае, когда столкновение  $A^{**}$  происходит с молекулой, в игру вступают внутренние степени свободы молекулы, При этом процесс может быть резонансным и иметь большое сечение, поскольку часть выделяющейся энергии расходуется на возбуждение колебаний и вращений. Сравнительно большие сечения свойственны также столкновениям, приводящим к химическим реакциям.

#### **4.1. Столкновительная релаксация метастабильных уровней.**

Поскольку для реализации столкновительного лазера в подавляющем большинстве случаев предполагалось использовать R-M переходы, особый интерес представляют данные о столкновительной релаксации метастабильных уровней. Этому вопросу в литературе также уделялось значительное внимание.

Например, в обзоре [46] обсуждаются возможные механизмы релаксации и приводится большой объем данных по релаксации метастабильных уровней атомов C,Si,Ge, N,P,As, O,S,Se,Te, F,Cl,Br,I.

Поскольку эти атомы не рассматривались в качестве приемлемых для реализации столкновительного лазера, мы не будем приводить здесь данные из этого обзора. Укажем только, что для метастабильных уровней этих атомов релаксация столкновениями с атомами инертных газов мало эффективна. Как правило, скорости релаксации растут с переходом от легких к более тяжелым атомам инертных газов, и для Хе могут иметь значительную величину. В основном, относительно большие скорости релаксации наблюдаются при столкновениях с молекулами.

Далее мы приведем данные о релаксации метастабильных уровней некоторых атомов металлов в основном тех, на R-M переходах которых наблюдалась импульсная генерация.

#### 4.1.1. Релаксация метастабильных уровней меди.

Наибольший интерес для перевода в режим столкновительного лазера представлял бы, видимо, лазер на R-M переходах меди, т.к. этот лазер демонстрирует наибольшую эффективность и мощность генерации.

Константы скорости релаксации метастабильных уровня атома меди  $3d^9 4s^2 \ ^2D_{5/2}$  измерялись в работе [50] при столкновениях с He, Ar, Xe, N<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, SF<sub>6</sub> и O<sub>2</sub>. Метастабильные атомы меди получались с помощью импульсного фотолиза CuCl и CuI при температуре газа ~600 К, что примерно соответствует условиям работы лазеров на галогенидах меди. Результаты представлены в таблице 2.

Таблица 2. константы скорости релаксации уровня меди  $^2D_{5/2}$  (см<sup>3</sup>/с) [50].

Реакция	CuI, T <sub>g</sub> = 615 К	CuCl, T <sub>g</sub> = 560 К
Cu $^2D_{5/2}$ + He	<5,1±1,5 x 10 <sup>-16</sup>	
+ Ar	<1,2x 10 <sup>-16</sup>	
+ Xe	<4,7±1,1 x 10 <sup>-16</sup>	
+ N <sub>2</sub>	<4,9±1,1 x 10 <sup>-16</sup>	
+ CO	<5,8±1,8 x 10 <sup>-16</sup>	
+ CO <sub>2</sub>	<1,1±1,3 x 10 <sup>-16</sup>	
+ SF <sub>6</sub>	6,4±1,1 x 10 <sup>-15</sup>	13±2 x 10 <sup>-15</sup>
+ O <sub>2</sub>	3,5±0,3 x 10 <sup>-12</sup>	1,1±0,1 x 10 <sup>-12</sup>

В работе [51] измерялись сечения релаксации и перемешивания лазерных уровней Cu ( $^2P_{3/2}$ ,  $^2P_{1/2}$ ,  $^2D_{5/2}$ ,  $^2D_{3/2}$ ) столкновениями с He, Ne, Ar, H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO и Cu при температуре ~1450°С. Возбужденные атомы создавались оптическим возбуждением по резонансным переходам с помощью удвоенного по частоте лазера на красителе. Результаты измерений представлены в таблице 3.

Для удобства анализа этих результатов напомним положение рассматриваемых уровней в шкале энергии

Уровень	E, см <sup>-1</sup>	
$^2D_{5/2}$	11203	$\Delta E (^2D_{3/2} - ^2D_{5/2}) = 2042 \text{ см}^{-1}$
$^2D_{3/2}$	13245	
$^2P_{1/2}$	30535	$\Delta E (^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}) = 248 \text{ см}^{-1}$
$^2P_{3/2}$	30783	

В работе также обсуждаются возможные механизмы перемешивания и релаксации и даются оценки давления различных газов, необходимого для достижения равновесной населенности перемешиваемых уровней и релаксации в течение указанного времени. Результаты этих оценок в таблице 4.

Таблица 3. Релаксация и перемешивание уровней меди.

Газ	Сечение, см <sup>2</sup>		T <sub>g</sub> = 1600 К
	<sup>2</sup> D <sub>5/2</sub> → <sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>	<sup>2</sup> P <sub>1/2</sub> → <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub>	
He	≤ 5,3 × 10 <sup>-22</sup>	4,0 × 10 <sup>-16</sup>	≤ 5,7 × 10 <sup>-20</sup>
Ne	≤ 7,3 × 10 <sup>-22</sup>	3,8 × 10 <sup>-17</sup>	≤ 2,8 × 10 <sup>-20</sup>
Ar	≤ 1,2 × 10 <sup>-21</sup>	3,4 × 10 <sup>-16</sup>	< 10 <sup>-20</sup>
H <sub>2</sub>	6,8 × 10 <sup>-21</sup>	1,7 × 10 <sup>-15</sup>	3,6 × 10 <sup>-18</sup>
D <sub>2</sub>	6,9 × 10 <sup>-21</sup>	1,1 × 10 <sup>-15</sup>	2,3 × 10 <sup>-18</sup>
N <sub>2</sub>	8,3 × 10 <sup>-21</sup>	2,4 × 10 <sup>-15</sup>	2,0 × 10 <sup>-18</sup>
CO	не измер.	не измер.	1,7 × 10 <sup>-17</sup>
Cu	4,8 × 10 <sup>-17</sup>	8,7 × 10 <sup>-15</sup>	1,7 × 10 <sup>-15</sup>

Таблица 4. Давление (Торр), требуемое для установления равновесия и для релаксации уровней меди.

Газ	50 нс		100 нс		50 мкс
	<sup>2</sup> P <sub>1/2</sub> → <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub>	<sup>2</sup> D <sub>3/2</sub> → <sup>2</sup> D <sub>5/2</sub>	<sup>2</sup> P <sub>1/2</sub> → <sup>2</sup> P <sub>3/2</sub>	<sup>2</sup> D <sub>3/2</sub> → <sup>2</sup> D <sub>5/2</sub>	<sup>2</sup> D <sub>5/2</sub> → <sup>2</sup> S <sub>1/2</sub>
He	40	2,8 · 10 <sup>5</sup>	20	1,4 · 10 <sup>5</sup>	~ 2 · 10 <sup>4</sup>
Ne	640	8,6 · 10 <sup>5</sup>	320	4,5 · 10 <sup>5</sup>	3 · 10 <sup>4</sup>
Ar	95	-----	47	-----	~ 2 · 10 <sup>4</sup>
H <sub>2</sub>	5	2,4 · 10 <sup>3</sup>	3	1,2 · 10 <sup>3</sup>	1 · 10 <sup>3</sup>
D <sub>2</sub>	15	6,9 · 10 <sup>3</sup>	8	3,4 · 10 <sup>3</sup>	2 · 10 <sup>3</sup>
N <sub>2</sub>	11	1,3 · 10 <sup>4</sup>	5	6,6 · 10 <sup>3</sup>	~ 3 · 10 <sup>3</sup>
Cu	4	22	2	10	0,7

На основании этих результатов в статье делается вывод, что изучавшиеся газы не могут эффективно релаксировать метастабильные (нижние лазерные) уровни меди. Отмечается, что при высокой плотности меди (> 0,7 Торр) разрушение метастабильных уровней столкновениями с атомами меди могут обеспечить частоте повторения импульсов 20 кГц.



Отметим, однако, что лазеры на парах меди обычно работают при значительно меньшей плотности меди, а релаксация нижних уровней определяется более быстрым процессом столкновений с остывающими электронами.

В статье также отмечается, что перемешивание верхних лазерных  ${}^2P_{3/2}$ ,  ${}^2P_{1/2}$  уровней довольно быстрый процесс. Однако, чтобы этот процесс заметно влиял на соотношении интенсивностей зеленой и желтой лазерных линий, требуются значительно большие давления буферных газов и меди, чем обычно используемые в лазере.

Релаксация метастабильных уровней меди изучалась также в [19,20]. Измерения проводились методом резонансной флюоресценции в послесвечении импульсного разряда. Сечения релаксации уровня  $\text{Cu } {}^2D_{5/2}$  столкновениями с He оценено величиной  $<10^{-20} \text{ см}^2$ , а столкновениями атомами меди в основном состоянии  $<10^{-17} \text{ см}^2$ .

#### 4.1.2. Релаксация метастабильных уровней свинца.

Столкновительная релаксация метастабильных уровней атома свинца изучалась в [52-55]. Не вдаваясь, ради краткости, в детали этих работ, мы приведем здесь только результаты в виде таблиц, в которых приводятся константы скорости релаксации в  $\text{см}^3/\text{с}$ . Метастабильные атомы получались с помощью импульсного фотолиза тетраэтилсвинца [52,53] и тетраметилсвинца [54,55].

Таблица 5. Константы скорости релаксации ( $\text{см}^3/\text{с}$ ) [54],  $T_g \sim 300 \text{ К}$ .

	${}^3P_1$	${}^3P_2$	${}^1D_2$	${}^1S_0$
TML	$4,0 \cdot 10^{-11}$	$3,1 \cdot 10^{-10}$		
TEL	$(1,4 \cdot 10^{-11})^*$	$(5,8 \cdot 10^{-11})$	$(5,6 \cdot 10^{-11})$	$(3,7 \cdot 10^{-11})$
He	$(1,1 \cdot 10^{-16})$	$(<1,3 \cdot 10^{-17})$	$(<2 \cdot 10^{-16})$	
Ar	$<2,3 \cdot 10^{-16}$ $(1 \cdot 10^{-16})$	$<2,0 \cdot 10^{-15}$ $(2,0 \cdot 10^{-15})$		
Xe	$<6 \cdot 10^{-16}$	$<2,3 \cdot 10^{-15}$	$(<1 \cdot 10^{-15})$	$(<2 \cdot 10^{-15})$
H <sub>2</sub>	$<5,7 \cdot 10^{-15}$ $(2,9 \cdot 10^{-15})$	$1,5 \cdot 10^{-12}$ $(1 \cdot 10^{-12})$	$(<1 \cdot 10^{-14})$	$(<1 \cdot 10^{-15})$
D <sub>2</sub>	$<5,5$ $(<6 \cdot 10^{-16})$	$8,7 \cdot 10^{-12}$ $(<1 \cdot 10^{-12})$		
O <sub>2</sub>	$4,5 \cdot 10^{-11}$ $(7 \cdot 10^{-12})$	$4,6 \cdot 10^{-11}$ $(4 \cdot 10^{-11})$	$(1,1 \cdot 10^{-10})$	$(1,2 \cdot 10^{-10})$
N <sub>2</sub>	$1,7 \cdot 10^{-15}$ $(2,0 \cdot 10^{-15})$	$4,1 \cdot 10^{-13}$ $(8 \cdot 10^{-15})$	$(<1 \cdot 10^{-15})$	$(1,6 \cdot 10^{-15})$

\* Цифры в скобках из работ [52,53].

В работе [55] изучалась температурная зависимость констант скоростей релаксации уровней  $^3P_1$  и  $^3P_2$  в диапазоне температур 300-600 К. Константы скорости в основном росли с ростом температуры, но незначительно.

Как видно из приведенных таблиц, константы скорости релаксации метастабилей свинца столкновениями с инертными газами, как и для меди, весьма малы, порядка  $10^{-15}$  -  $10^{-16}$  см<sup>3</sup>/с. Заметно больше константы скорости для столкновений с молекулярными газами. Особенно велики они для молекулы O<sub>2</sub> – порядка  $10^{-10}$  -  $10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с. Более высокие скорости релаксации молекулярными газами в основном объясняются процессами E-V обмена, в некоторых случаях химическими реакциями.

В работах [19,20] приведены результаты измерений сечений и констант скорости релаксации для уровней свинца  $^1D_2$  и  $^1S_0$ . Сечения релаксации для столкновений с He составили для обоих уровней  $<2 \cdot 10^{-20}$  см<sup>2</sup>. Поскольку температура газа не определялась, константу скорости оценим грубо, считая скорость сталкивающихся частиц  $v=10^4$  см/с, что дает оценку  $<2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>3</sup>/с. Для столкновений с собственным атомом константа скорости приведена для  $^1D_2$  и  $^1S_0$  соответственно  $4,5 \cdot 10^{-11}$  и  $9 \cdot 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с, а соответствующие сечения -  $1,4 \cdot 10^{-15}$  и  $3 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

#### 4.1.3. Релаксация метастабильного уровня таллия.

Столкновительная релаксация метастабильного уровня Tl  $6^2P_{3/2}$  (E=7793 см<sup>-1</sup> =0,97 эВ) изучалась в работе [56]. Метастабильные атомы таллия получались путем импульсной фотодиссоциации галогенидов таллия при температуре 285 – 400°С. Результаты представлены в таблице 6.

Таблица 6 . Сечения ( $10^{-16}$  см<sup>2</sup>) столкновительной релаксации Tl  $6^2P_{3/2}$ .

He	$<2 \cdot 10^{-3}$	
Ne	$<2 \cdot 10^{-3}$	
Ar	$<2 \cdot 10^{-3}$	
Tl		4,4
TlBr		15
TlCl		39
N <sub>2</sub>	$<2 \cdot 10^{-3}$	
CO <sub>2</sub>	$<2 \cdot 10^{-3}$	
H <sub>2</sub>		0,037
CO		0,010
NO		5,2
O <sub>2</sub>		28
CH <sub>4</sub>		0,026
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>		0,39

Как видно из таблицы, и в этом случае сечения релаксации столкновениями с инертными газами, а также с  $N_2$  и  $CO_2$  малы. Релаксация некоторыми другими молекулярными газами, в частности  $O_2$ ,  $NO$  и галогенидами таллия намного более быстрая.

Константы скорости и сечения различных процессов дезактивации метастабильных уровней атомов и ионов, на R-M переходах которых наблюдалась или предполагалась генерация, измерялись в работах [19,31]. В них приводятся константы скорости и соответствующие сечения девозбуждения метастабильных уровней  $Ba(^1D_2)$ ,  $Cu(^2D_{5/2})$ ,  $Eu(a^8D^0, b^8D^0)$ ,  $Mn(a^6D)$ ,  $Pb(^1S_0, ^1D_2)$ ,  $Sn(^1S_0)$ ,  $Ba^+(^2D_{5/2})$ ,  $Ca^+(^2D)$ ,  $Eu^+(a^9D^0)$ ,  $Sr^+(^2D)$  при столкновениях с электронами  $k_e$ , с атомами металлов в основном состоянии  $k_{Me}$ , с атомами буферных газов  $k_A^{He}$ ,  $k_A^{Ne}$ , а также в реакции резонансной перезарядки  $k_+$ .

Эти измерения выполнялись в послесвечении разряда постоянного тока, периодически выключаемого с помощью тиратрона, или слаботокового импульсного разряда длительностью 0,05-0,3 мкс. Измерения в основном проводились методом резонансной флуоресценции, возникающей при переброске атомов с метастабильного уровня излучением соответствующего лазера на резонансный уровень с последующим измерением интенсивности излучения с резонансного уровня в зависимости от времени задержки. Разделение многочисленных каналов девозбуждения проводилось подбором условий, при которых предполагалось превалирование одного из каналов релаксации над всеми другими. При этом изменялся один параметр, например плотность атомов металла или буферного газа, а остальные параметры системы предполагались неизменными. Это предположение не представляется достаточно обоснованным, так как различные характеристики плазмы, как правило, взаимосвязаны, и трудно, изменяя один параметр, гарантировать неизменность других. Кроме того, в процессе измерений не контролировался спектральный состав излучения возбуждающего лазера и спектр поглощения на линии, на которой проводилось возбуждение. В работах не указано также, каким образом контролировалось отсутствие самопоглощения излучения на переходе с резонансного уровня. Известно, что отсутствие контроля за спектром излучения и поглощения и за самопоглощением на наблюдаемом переходе может приводить к большим ошибкам в таких измерениях. По этим причинам результаты этих измерений не представляются надежными.

Подробно результаты этих измерений см. в таблице работы [19]. Здесь мы только отметим, что по порядку величины константы  $k_e$  составляют  $10^{-7}$ - $10^{-8}$   $см^3/с$ ;  $k_{Me} - 10^{-10} - 10^{-11}$   $см^3/с$  (для  $Eu \sim 10^{-9}$   $см^3/с$ );  $k_A^{He} - 10^{-12}$   $см^3/с$ ,  $k_A^{Ne}$  - несколько меньше, чем для He; а  $k_+$  порядка  $10^{-10}$   $см^3/с$ .

В большинстве случаев нет возможности сравнить эти результаты с результатами других независимых измерений. Исключение составляет измерение вероятности лазерного перехода  $\text{Ba} ({}^1\text{P}^{\circ}_1 - {}^1\text{D}_2)$ . В [31] приведена вероятность  $A = (0,9 \pm 0,1) \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ , в то время как по последним данным [58,59]  $A = 2,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ , т.е. примерно в 28 раз больше, чем измерено в [31]. Это сравнение заставляет сомневаться в надежности метода измерений и результатов [19,31].

Данные о девозбуждении атомных уровней столкновениями с тяжелыми частицами, приведенные в цитированных выше обзорах и работах по девозбуждению атомных метастабильных уровней, свидетельствуют о том, что девозбуждение атомных уровней столкновениями с атомами легких инертных газов  $\text{He}$  и  $\text{Ne}$ , которые в подавляющем большинстве случаев используются в качестве буферных, неэффективно, в особенности при больших  $\Delta E$ . Значительно более эффективно разрушение атомных уровней столкновениями с молекулами и с атомами тяжелых инертных газов, особенно с  $\text{Xe}$ . Однако использование этих газов в качестве буферных или в качестве тушащих добавок при их значительной плотности может существенно уменьшить достижимую в стационарном разряде  $T_e$ , из-за значительных потерь на возбуждение и ионизацию, в частности на возбуждение колебательных уровней молекул, в сравнении с соответствующими потерями для  $\text{He}$  и  $\text{Ne}$ . Опыт работы с импульсными R-M лазерами такими, как лазеры на парах меди, свинца, марганца и др., показал, что добавки даже небольших количеств  $\text{Xe}$  существенно ухудшают характеристики генерации или вообще приводят к ее срыву.

Значительная скорость дезактивации метастабильных уровней может быть достигнута с помощью «химической очистки», что было продемонстрировано на примере лазера на переходе  ${}^1\text{P}^{\circ}_1 - {}^1\text{D}_2$  атома кальция в средней ИК области спектра  $\lambda = 5,547 \text{ мкм}$  (см. раздел 1.1). Надо, однако, отметить, что в случае химической очистки происходит удаление рабочих атомов из активной среды, что приводило к прекращению генерации в течение сравнительно короткого времени. Так что при химической очистке нужно будет найти способ восстановления рабочих атомов в активной среде после химической реакции разрушения нижнего лазерного уровня.

Особого рассмотрения требует вопрос о возможности быстрого разрушения метастабильных уровне столкновениями с гелием при  $\Delta E \gg kT_g$ . Утверждение о такой возможности основано на существовании быстрой релаксации нижнего лазерного уровня в гелий-европиевом лазере на переходах иона  $\text{Eu}^+$  (см. раздел 1.2), что объяснялось девозбуждением в столкновениях с гелием. Затем было предложено другое объяснение быстрой релаксации, предполагающее рекомбинационный механизм релаксации через

автоионизационные уровни атома в квазирезонансных процессах при небольших  $\Delta E$ . На наш взгляд он обоснован значительно лучше, чем механизм прямой дезактивации столкновениями с He при  $\Delta E \gg kT_g$ . По крайней мере, нам не известны публикации, в которых бы приводились доводы о несостоятельности рекомбинационного механизма. Тем не менее, в недавней работе [60] без обсуждения рекомбинационного механизма снова утверждается, что быстрая релаксация нижнего лазерного уровня в упомянутом лазере на переходах иона  $\text{Eu}^+$  происходит в процессе прямых столкновений с атомами He при  $\Delta E > 9kT_g$ . Утверждается также, что такой механизм релаксации осуществляется и для метастабильных уровней атома Eu и иона  $\text{Ca}^+$ . Таким образом, нет единой точки зрения по поводу быстрой релаксации при  $\Delta E \gg kT_g$ . Видимо, этот вопрос должен быть предметом дискуссии и дальнейших исследований.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Резюмируя изложенное, приходится констатировать, что задача создания эффективного непрерывного столкновительного лазера, генерирующего на атомных переходах и соответствующего концепции У.Беннетта и Г.Гулда [1,2], оказалась значительно сложнее, чем это предполагалось в начале исследований по этому направлению. Во многих работах делались весьма оптимистические прогнозы создания столкновительных лазеров и не менее оптимистические оценки характеристик таких лазеров. Однако за 40 лет развития работ в этом направлении реальные достижения выглядят очень скромно. Действительно непрерывную генерацию небольшой мощности удалось осуществить только на R-M переходах  $^1P_1^o - ^1D_2$  атомов кальция и стронция, соответствующих линиям в ближней ИК области спектра с длинами волн 5,547 и 6,457 мкм. Для лазера на переходе Ca непрерывная генерация осуществлена за счет химической очистки нижнего лазерного уровня.

Квазинепрерывную генерацию определенно удалось получить на переходах иона  $\text{Eu}^+$  с длиной волны около 1 мкм. В нескольких работах сообщалось о получении квазинепрерывной генерации и на ряде других переходов в атомах и атомарных ионах. Однако эти сообщения не содержали достаточно подробную информацию об условиях эксперимента и характеристиках генерации. В дальнейшем эта информация не получила надежного подтверждения и обоснования. Таким образом, приходится констатировать, что **основная цель, поставленная при формулировании концепции столкновительных лазеров – создание эффективных и мощных непрерывных лазеров на атомных переходах, так и не была достигнута.**

В большинстве случаев столкновительную генерацию пытались осуществить на переходах с резонансных на метастабильные уровни (R-M переходы) атомов и атомарных ионов металлов. При этом релаксацию нижнего лазерного уровня предполагалось осуществить за счет столкновений в основном с гелием и атомами рабочего металла в основном состоянии при большой энергии, выделяющейся в процессе столкновения,  $\Delta E \gg kT_g$ . Приведенные в обзоре данные о процессах релаксации уровней столкновениями с тяжелыми частицами показывают, что скорость релаксации столкновениями с легкими инертными газами очень мала при больших  $\Delta E$ . Скорость релаксации столкновениями с атомами в основном состоянии обычно значительно больше, но при тех плотностях атомов металла, при которых обычно рассчитывают получить генерацию в разряде, она также вряд ли может обеспечить релаксацию нижнего лазерного уровня с необходимой скоростью.

Относительно высокие скорости релаксации наблюдались при столкновениях со многими молекулами. При этом выделяющаяся в процессе столкновения энергия может тратиться на возбуждение колебательных и вращательных уровней. Какие молекулы, и при каких плотностях можно использовать в конкретной системе для релаксации нижних лазерных уровней, не слишком ухудшая накачку верхнего лазерного уровня, остается неясным.

Высокие скорости релаксации достигаются в благоприятных условиях при химической очистке. Как упоминалось, химическая очистка нижнего лазерного уровня в лазере на переходе кальция позволила осуществить непрерывную генерацию, длительность существования которой оказалась ограниченной уходом атомов кальция из разряда в результате химической реакции.

Отдельно следует рассмотреть релаксацию метастабильных уровней ионов. Пример He-Eu<sup>+</sup> лазера показывает, что скорость релаксации метастабильного (нижнего лазерного уровня) Eu<sup>+</sup> растет с ростом давления гелия и при больших давлениях весьма велика (время жизни уровня  $\sim 5$  нс при давлении  $\sim 1$  атм.). Это послужило основанием для утверждения, что быстрая релаксация при столкновениях с He возможна при  $\Delta E \approx 9 kT_g$ . Однако это утверждение нельзя признать надежно обоснованным, поскольку предложен другой механизм релаксации, предполагающий релаксацию при столкновениях с He путем рекомбинации через автоионизационные состояния атома. Этот механизм применим только для релаксации уровней ионов, и может быть близок к резонансному, т.е. протекать при малом  $\Delta E$ .

Скромные успехи в осуществлении столкновительных лазеров заставили поставить вопрос о том, какие трудности стоят на пути реализации концепции столкновительного лазера.

На наш взгляд, основные трудности кратко состоят в следующем:

1. Низкие скорости релаксации нижних лазерных уровней атомов в столкновениях с атомами буферных газов и собственными атомами в основном состоянии.
2. В отличие от первоначальных предположений, сечения возбуждения метастабильных уровней атомов электронами не малы. В результате преимущественное заселение резонансных уровней атомов по сравнению с метастабильными начинается только при превышении  $T_e$  некоторого значения, составляющего  $\sim 1\text{эВ}$ , оптимальные же  $T_e$  еще выше. Это обстоятельство ставит вопрос, в каком разряде и при каких условиях можно обеспечить желаемую  $T_e$ .
3. Проведенный анализ показал, что положительный столб тлеющего разряда, уход ионов в котором определяется диффузией, вряд ли подходит для осуществления эффективного столкновительного лазера, поскольку при наличии паров металла необходимую  $T_e$  можно иметь только при низких давлениях газа и в узких разрядных трубках. Одна из причин скромных успехов на пути реализации столкновительного лазера состоит, на наш взгляд, в том, что выбору типа разряда уделялось мало внимания.
4. До настоящего времени отсутствуют надежные данные о многих процессах, определяющих работу столкновительного лазера на атомных переходах.

Возникает вопрос, что еще можно сделать для создания эффективного столкновительного лазера на переходах атомов и атомарных ионов. Прежде всего, надо отметить, что в предпринятых попытках реализации столкновительного лазера осуществлены не все рекомендации Г.Гулда. Релаксация нижнего лазерного уровня почти во всех случаях происходила не по лесенке близко расположенных уровней, а по одному переходу при больших величинах  $\Delta E$ . Возбуждение верхнего лазерного уровня осуществлялось прямым электронным ударом, а не от донорного уровня, расположенного выше. Попытки осуществления непрерывного режима генерации делались с разрядом типа тлеющего, температура электронов не измерялась.

Видимо, следует искать такие системы, в которых столкновительная релаксация происходила бы не на одном переходе с большой  $\Delta E$ , а по лесенке близких уровней, желательно как при накачке верхнего, так и при девозбуждении нижнего лазерного уровня. Следует также, использовать разряды, контролируемые объемной рекомбинацией в процессе прилипания электронов с последующей ион-ионной рекомбинацией. Очень желательно существенно расширить объем данных о характеристиках процессов, определяющих работу столкновительных лазеров. Следует, однако, иметь в

виду, что осуществление эффективного и мощного лазера на атомных переходах вряд ли будет простой задачей.

Автор благодарен Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку данной работы (грант РФФИ 06-02-16749а ). Автор также признателен В.М.Климкину и К.И.Земскову за полезные дискуссии в ходе подготовки работы.



## Литература

1. Bennett W.R., "Inversion Mechanisms in Gas Lasers", Appl. Optics, Suppl. 2, Chemical Lasers, pp. 3-33, 1965.

Перевод: Беннетт В., "Механизмы возбуждения газовых лазеров", в сб. *Газовые лазеры*, Н.Н.Соболев, Ред. М. Мир, сс. 27-136, 1968.

2. Gould G., "Collision Lasers", Appl. Optics, Suppl. 2, Chemical Lasers, pp. 59-67, 1965.

Перевод: Гулд Г. "Столкновительные лазеры", там же, сс. 137-158.

3. Cahuzac Ph., "Raies laser infrarouges dans les vapeurs de terres rares et d'alcalino-terreux", Journal de Physique, v. 32(7), pp. 499-505 (1971).

4. Климкин В.М., Монастырев С.С., Прокопьев В.Е., «Селективная релаксация долгоживущих состояний атомов металлов в газоразрядной плазме. Стационарная генерация на переходах  $^1P_1^0 - ^1D_2$  кальция и стронция», Письма в ЖЭТФ, т. 20(4), сс. 251-253 (1974)

5. Климкин В.М., Монастырев С.С., Прокопьев В.Е., «Стационарные газоразрядные лазеры на переходах с резонансных на метастабильные уровни атомов и ионов металлов», в сб. *Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов*, Томск, изд-во ИОА СО РАН, сс. 6-12 (1978)

6. Климкин В.М., Колбычева П.Д., «Перестраиваемый одночастотный кальций-водородный лазер с длиной волны 5, 54 мкм», Квантовая электроника, т. 4(8), сс. 1818-1821 (1977)

7. Климкин В.М., Колбычева П.Д., «Лазер непрерывного режима, работающий на переходе с резонансного на метастабильные уровни атома кальция, перестраиваемый по частоте», *Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов*, Томск, изд-во ИОА СО РАН, сс. 13-17 (1978)

8. Klimkin V.M., Prokopyev V.E., "Metal vapor lasers with chemical depopulation of the metastable", Proc. SPIE v. 3403, pp. 155-160 (1998)

9. Климкин В.М., «Газоразрядные процессы в импульсных лазерах на парах металлов», Докторская диссертация, Томск. ИОА СО РАН, 2004 г., 233 стр.

10.+Бохан П.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е., «Газовый лазер на ионизированном европии», Письма в ЖЭТФ, т. 18(2), сс. 80-82 (1973).

- 11.+Бохан П.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е., «Столкновительный газоразрядный лазер на ионизированных парах европия». I. Наблюдение самоограниченной генерации и переход от циклического режима к квазинепрерывному», Квантовая электроника, т. 1(6), сс. 1365-1369 (1974).
- 12.+Бохан П.А., Климкин В.М., Прокопьев В.Е., «Столкновительный газоразрядный лазер на ионизированных парах европия. II. Механизм возникновения инверсии», Квантовая электроника, т. 1(6), сс. 1370-1374 (1974).
13. Bokhan P.A., Burlakov V.D., Klimkin V.M., Prokopyev V.E., “Stationary and quasistationary lasers operating on transitions from resonant to metastable levels”, Optics Communications, v. 18(1), pp. 474-475 (1976).
- 14.+Климкин В.М., Прокопьев В.Е., Сокоиков В.Г., «Измерение скоростей накачки и концентрации электронов в He-Eu и He-Sr импульсных газовых лазерах», в сб. *Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов*, Изд. ИОА СО АН, Томск 1978. сс. 27-34.
- 15.+Климкин В.М., Мальцев А.Н., Прокопьев В.Е., Сокоиков В.Г., «Исследование траектории движения европия по возбужденным состояниям в He-Eu лазере», в сб. *Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов*, Изд. ИОА СО АН, Томск 1978. сс. 35-45
- 16.+Bokhan P.A., Klimkin V.M., Maltsev A.N., Prokopyev V.E., Sokovikov V.C., “Investigation of anomalously high-speed de-excitation of  $\text{Eu}^+$  metastable states in gas discharge plasma using modulation of induced radiation” J. Physique, t. 40(7) pp. C7 115-C7 116 (1979).
- 17.+Бохан П.А., Федин И.В., «Исследование процессов переноса возбуждения в ионе европия», Оптика спектроскопия, т. 52(4), сс. 626-629 (1982).
- 18.+Бохан П.А., «Непрерывная генерация в столкновительном гелий-европиевом лазере», Письма в ЖТФ, т. 10(4), сс 210-214 (1984).
- 19.+Бохан П.А., « Процессы релаксации и влияние метастабильных состояний атомов и ионов металлов на механизм генерации и энергетические характеристики лазеров», Квантовая электроника, т. 13(9), сс. 1837-1847 (1986).

20. Бохан П.А., «Лазеры на парах металлов со столкновительным девозбуждением нижних рабочих состояний», Докторская диссертация, Новосибирск, 1988 г., 417 стр.
21. Бохан П.А., Закревский Д.Э., «Газоразрядный гелий-европиевый лазер высокого давления», Письма в ЖТФ, т. 23(?) сс. 89-91 (1991).
22. Bokhan P.A., Zakrevsky D.E., "High-power high repetition rate pulsed collisional laser using He-Eu mixture", Optical and Quantum Electronics, v. 23(4), pp. S513-S522 (1991).
23. Bokhan P.A., Zakrevsky D.E., "Investigations on the collisional He-Eu II laser with longitudinal gas discharge excitation at the pressure up to 5 atm", Proc. SPIE v. 2110, G.G.Petrash, Editor, pp. 220-235 (1993).
24. Bokhan P.A., Zakrevsky D.E., "High operating pressure metal vapour lasers", Proc. SPIE v. 2619, pp. 113-122 (1995).
25. Klimkin V.M., Prokopyev V.E., Sokovikov V.G., "On the problem of inversion population mechanism and the generation threshold for an Eu-He ion laser", Proc. SPIE v. 2619, V.F.Tarasenko, G.V. Mayer, G.G.Petrash, Editors, pp. 104-108 (1995)
26. Бохан П.А., Кияшкина Г.С., «О возбуждении метастабильных уровней в конфигурациях  $np^2$ », Оптика спектроскопия, т. 36(6), сс. 453-457 (1974).
27. Бохан П.А., «Квазинепрерывная столкновительная генерация в лазере на парах олова», Квантовая электроника, т. 14(4), сс. 705-706 (1987).
28. Герасимов В.А., Павлинский А.В., «О механизме образования инверсии населенности в импульсных лазерах на парах редкоземельных элементов», Оптика атмосферы и океана, т. 16(4), сс 383-384 (2003).
29. Герасимов В.А., Павлинский А.В., «Исследование столкновительных процессов в лазерах на парах редкоземельных элементов», Препринт №1 ИОА СО РАН, Томск (2003).
30. Павлинский А.В., «Исследование лазеров с косвенным возбуждением верхних лазерных уровней», кандидатская диссертация, Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск, 2003.

29. Герасимов В.А., Павлинский А.В., «Генерация лазерного излучения на атомарном переходе эрбия в смеси Er +Tm +Ne» Письма в ЖТФ, т. 29(23), сс. 5155 (2003).
31. Бохан П.А., «Механизм ограничения частоты следования импульсов генерации в лазере на парах бария», Квантовая электроника, т. 13(8), сс. 1595-1602 (1986).
32. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И., Оспанов К.М., «О перспективах создания непрерывных газоразрядных столкновительных лазеров на самоограниченных переходах атомов», Квантовая электроника, т. 18(2), сс. 189-194 (1991).
33. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И., «О возможности получения непрерывной генерации на самоограниченных переходах в электрическом разряде», ТВТ т. 9(6), сс. 1304-1306 (1981)
34. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И., «Квазинепрерывная генерация на переходе с резонансного  $^1P_1$  на метастабильный  $^1D_2$  уровень атома кальция», Квантовая электроника, т. 9(10), сс. 2075-2077 (1982).
35. Batenin V.M., Kalinin S.V., Klimovsky I.I., "Superlong pulses of laser oscillation on the  $6\ ^1P_1 - 5\ ^1D_2$  transition of the barium atom", Optics Comm., v. 43(5), pp. 347-349 (1982).
36. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И., «Квазинепрерывная генерация на переходе между резонансным  $6\ ^1P_1$  и метастабильным  $5\ ^1D_2$  уровнями атома бария в электрическом разряде», ДАН СССР, т. 283, №1, сс. 101-103 (1983)
37. Батенин В.М., Калинин С.В., Климовский И.И., Квантовая электроника, т. 13(?), сс. 2228- (1986).
38. Калинин С.В. «Электроразрядный метод получения непрерывной генерации на самоограниченных переходах атомов», Автореферат кандидатской диссертации, Институт высоких температур АН СССР, Москва 1985.
39. Залесский В.Ю., «Газоразрядный лазер на переходе иода 1315 нм», ЖЭТФ, т. 67(1), сс. 30-37 (1974).

40. Петраш Г.Г., «Столкновительный лазер с обменом энергией между верхними уровнями двух систем», Известия АН СССР, сер. Физ., т. 42(12), сс. 2507-2510 (1978).
41. Залесский В.Ю., «Об осуществлении непрерывного газоразрядного лазера на переходе между метастабильным и основным уровнями атома», Квантовая электроника, т. 7(1), сс. 97-104 (1980).
42. Carman R.J., "Computer modeling of longitudinally excited elemental copper vapour laser", in *Pulsed Metal Vapour Lasers*, C.E.Little, N.V.Sabotinov Editors, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London, 1996, pp. 203-214.
43. Carman R.J., "Modelling of the kinetics and parametric behaviour of a copper vapour laser: Output power limitation issues", *J. Appl. Phys.*, v. 82, pp. 71-83 (1997).
44. Райзер Ю.П., *Физика газового разряда*, Москва, Наука 1987.
45. Krause L., "Collisional Excitation Transfer Between the  $^2P_{1/2}$  and  $^2P_{3/2}$  Levels in Alkali Atoms", *Appl. Optics*, v. 5(9), pp. 1375-1382 (1966).
46. Donovan R.J., Husain D., "Recent advances in the chemistry of electronically excited atoms", *Chem. Rev.*, v. 70, pp. 489-516 (1970)
47. Крауля Э.К., Круглевский В.А., «Сечения передачи возбуждения при сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов в 1969-1973 годах», в сб. *Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов*, Изд. Латвийский Гос. Университет, Рига, (1973).
48. Крауля Э.К., Круглевский В.А., «Сечения передачи возбуждения при сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов. (Из лит-ры 1973-1976 гг.)», в сб. *Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов*, Изд. Латвийский Гос. Университет, Рига, (1977).
49. Крауля Э.К., «Процессы передачи энергии возбуждения в парах металлов», в сб. *Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов*, Изд. Латвийский Гос. Университет, Рига, (1979).
50. Treanor D.W., "Collisional relaxation of electronically excited copper  $3d^94s^2\ ^2D_{5/2}$ ", *J.Chem. Phys.*, v. 64(10), pp. 4131-4134 (1976).

51. Hao-Lin Chen, Ebert G., "Laser study of electronic energy transfer in atomic copper", J.Chem. Phys., v. 78(8), pp. 4985-4990 (1983).
52. Husain D., Littler J.G.F., "Collisional Quenching of Electronically Excited Lead Atoms, Pb( $6^1D_2$ ) by Time-resolved Atomic Absorption Spectroscopy using Attenuation of Resonance Radiation", Chem. Soc. Faraday Trans., II 68, pp. 2110-2116 (1972).
53. Husain D., Littler J.G.F., "Kinetic Study of Electronically Excited Lead Atoms, Pb( $6^1S_0$ ) by Time-resolved Atomic Absorption Spectroscopy using Attenuation of Resonance Radiation", Chem. Soc. Faraday Trans., II 69, pp. 842-847 (1973).
54. Ewing J.J., Trainor D.W., Yatsiv S., Collisional relaxation of electronically excited Pb:  $6p^2$  ( $^3P_2$ ) and ( $^3P_1$ )", J. Chem. Phys., v. 61(11), pp. 4433-4439 (1974)
55. Trainor D.W., Ewing J.J., "Temperature dependence of the spin-orbit relaxation of lead,  $6p^2$  ( $^3P_2$ ) and ( $^3P_1$ )", J. Chem. Phys., v. 64(1), pp. 222-227 (1976)
56. Bellisio J.A., Davidovits P., "Collisional De-excitation of Thallium  $6^2P_{3/2}$  State", J.Chem. Phys. v. 53(9), pp. 3474-3479 (1970).
57. Foo P.D., Wiesenfeld J.R. Husain D., "Collisional quenching of the spin-orbit states of atomic Tin, Sn( $5p^2$   $^3P_2$ ) and Sn( $5p^2$   $^3P_1$ )", Chem. Phys. Letters, v. 32(3), pp. 443-448 (1975).
58. NIST, Atomic Spectra Database Ver. 3.0 (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/>)
59. Klose J.Z., Fuhr J.R., Wiese W.L., "Critically Evaluated Atomic Transition Probabilities for Ba I and Ba II", J. Phys. Chem. Ref. Data, v. 31(1) pp. 217-230 (2002).
60. Бохан П.А., «Накачка газовых лазеров убегающими электронами, генерируемыми в открытом разряде», в *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*, т. XI-4 *Газовые и плазменные лазеры*, сс. 316-330 , Москва, Физматлит 2005 г.