## 1974 г. Ноябрь

## Том 114, вып. 3

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.378.33

# УСИЛЕНИЕ В РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ (ПЛАЗМЕННЫЕ ЛАЗЕРЫ)

# Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин, С. И. Яковленко

## содержание

1. Введение	457
1. Рекомбинационные механизмы создания пиверсной населенности уровней	
атомов и ионов	459
1. Релаксация населенностей. Простейшая схема плазменного лазера (459). а) Общие схемы расчета (460). б) Приближения интенсивной реком- бинации (461).—2. Инверсная населенность в плазме простого химического состава (463). а) Радиационный механизм очищения нижнего рабочего уровня (463). б) Девозбуждение электронами (464).—3. Плазма, состоя- щая из взаимодействующих химических компонент (465). а) Влияние при- мости на клаников простости (465). б) Мировири постоста (466).	
меся на характер неравновесности (403). О) инверсная населенность (400). в) Уническое опримение имения уровной в этоках ( $(489)$	
в) Алмаческое очищение нажних уровней в атомах (406).	170
<ol> <li>Способы получения переохлажденной плазмы</li> <li>Импульсные плазменные лазеры (470). а) Механизмы охлаждения электронов (470). б) Лазеры, работающие в послесвечении электрического разряда (471). 5. Квазистационарные схемы (473). а) Общие вопросы (473).</li> <li>б) Электронно-пучковый плазменный лазер (475). в) Атомный реактор-лазер (476). г) Плазмодинамические лазеры (477).</li> </ol>	470
1V. Плазменные лазеры на разлетных молекулах. 6. Схема наполнения возбужденного состояния (477). а) Условия усиления (478). б) Каналы релаксации (479).—7. Режимы усиления (479). а) Им- пульсный режим (479). б) Стационарный режим (480).—8. Реализация усп- пения (481).	477
V. Заключение	483 483

#### **I.** ВВЕДЕНИЕ

Плазма как усиливающая среда привлекает к себе внимание в первую очередь следующими двумя преимуществами. Во-первых, в отличие от твердого тела, жидкости или газа, она не меняет агрегатного состояния при высокой плотности вводимой энергии, что позволяет надеяться на создание лазеров значительно большей энергии, чем лазеры на других средах \*). Во-вторых, в плазме возможно эффективное заселение таких электронно-возбужденных состояний атомов, ионов и молекул, переходы из которых лежат в коротковолновом диапазоне. Это открывает возможности получения генерации не только в видимой или ультрафиолетовой, но и в рентгеновской области.

<sup>\*)</sup> Заметим, что не только в твердотельных (рубиновых, неодимовых, полупроводниковых и т. д.) и жидкостных лазерах, но и в генераторе на CO<sub>2</sub> эксперименты подходят к пределу, когда при увеличении мощности разрушается рабочее вещество<sup>1</sup>.

<sup>©</sup> Издательство «Наука», «Успехи физических наук», 1974 г.

Внимание и рекомбинирующей плазме, как активной среде для лазеров, было привлечено в 1963 г. в работе<sup>2</sup>. В ней и ряде упоминаемых ниже последующих статей было показано, что рекомбинационный поток по возбужденным состояниям атомов и молекул в плотной плазме может обеспечить инверсную заселенность и значительные коэффициенты усиления; лазеры на рекомбинирующей плазме были затем названы плазменными.

В то же время к появлению лазеров на плазме привело и развитие лазеров, использующих различные формы газового разряда. Такие лазеры, в которых усиление происходит в режиме ионизации газа, принято называть газовыми<sup>3</sup>. Мы сохраним здесь эту терминологию, несмотря на то, что в последние годы с увеличением мощности газовых лазеров степень ионизации усиливающей среды стала существенной.

Таким образом, надо различать два типа лазеров на ионизованном газе: а) газовые, активная среда которых усиливает излучение в ионизационных условиях; б) плазменные, усиливающая среда которых рекомбинирующая плазма. Эта сложившаяся теперь терминология отражает, в частности, тот факт, что газовые лазеры реализуются при переходе среды от газа к плазме, а плазменные — при переходе среды от плазмы к газу. Кроме того, в рекомбинационном режиме плазменные свойства в «переоионизованной» среде проявляются сильнее, чем для случая ионизационного режима. Можно сказать, что качественное различие плазменных и газовых лазеров состоит в отклонении их активной среды от термодинамического равновесия в противоположные стороны. Если в газовом лазере электроны перегреты, а именно — температура Т. свободных электронов среды больше равновесной температуры Т<sub>и</sub>, при которой степень ионизации совпадает с фактически имеющейся, то в плазменном лазере электроны переохлаждены T<sub>e</sub> < T<sub>w</sub>. Это качественное отличие в каждом конкретном случае определяет способы формирования усиливающей среды. Если импульсные газовые лазеры работают на переднем фронте импульса греющего поля, то плазменные — в послесвечении (раздел 5); если для получения газового лазера электронный пучок вводится в разреженную среду, то для получения плазменного следует вводить пучок в плотную среду (разделы 6 и 8) и т. д.

Почему же, при многообещающих свойствах плазмы, энергии и мощности, достигавшиеся до последнего времени в лазерах на электронных переходах, выглядели по сравнению с молекулярными генераторами на колебательных переходах (в частности, с газодинамическими на CO<sub>2</sub> и химическими на галогеноводородах) весьма скромно? Прежде всего это вызывалось техническими трудностями. Времена электронной релаксации в плотной плазме существенно меньше времен колебательно-вращательной релаксации в газе, поэтому при создании эффективно усиливающей плазмы резко возрастают требования к интенсивности накачки на верхний рабочий уровень и опустошения нижнего. Не получили пока широкого распространения и сами методы создания в больших объемах интенсивно рекомбинирующей плотной плазмы, в частности — соответствующие способы ввода энергии.

Здесь нельзя недооценивать и субъективные' факторы. Естественность и сравнительная легкость получения инверсности населенностей в традиционных газоразрядных устройствах привели к односторонней ориентации экспериментаторов на создание ионизационных (газовых) лазеров, в которых преимущества плазменной среды практически не используются. Это нашло отражение и в том, что исследованиям газовых лазеров посвящено довольно много оригинальных работ, обзорных статей и монографий. Вопросам же создания лазеров на рекомбинирующей плазме до последнего времени уделялось внимание лишь в сравнительно небольшом числе теоретических статей. Данный обзор имеет целью в какой-то мере восполнить указанный пробел, привлечь внимание экспериментаторов к этой актуальной области и обрисовать некоторые уже наметившиеся тенденции развития экспериментальных исследований.

Как уже отмечалось, развитие теории плазменных лазеров опережало (и, пожалуй, все еще опережает) эксперименты. Первые теоретические работы были посвящены принципиальной возможности создания плазменных лазеров. Вначале обсуждалась простейшая (теоретически) ситуация: импульсная рекомбинация высокоионизованной водородной плазмы<sup>2, 4, 5</sup>. Затем было рассмотрено несколько механизмов охлаждения свободных электронов<sup>6, 7</sup>: в ходе диффузии на стенки, путем адиабатического разлета, вследствие соударений электронов с холодпыми частицами. Далее был проведен более подробный анализ распада плазмы атомарного водорода<sup>8</sup>; рассматривалась релаксация уровней атомов с более сложной электронной структурой (лития<sup>9</sup>, гелия<sup>10</sup>, аргона<sup>11</sup>).

Затем было осознано, что проблема создания эффективного плазменного лазера сводится к решению двух задач: a) обеспечению достаточно быстрого очищения нижнего рабочего состояния; б) получению интенсивно рекомбинирующей плотной плазмы.

В поисках эффективных механизмов очищения нижнего рабочего состояния пришлось перейти к анализу газовых смесей <sup>12</sup> (водорода <sup>13</sup>, гелия <sup>14, 15</sup> и патрия <sup>16</sup> с примесью). Наконец, рекомбинационный принцип был предложен и для усиления на фотодиссоциативных переходах в «разлетные» состояния молекул <sup>17, 18</sup>.

Анализировались также способы получения переохлажденной плазмы. Кроме импульсных схем охлаждения свободых электронов рассматривались возможности создания стационарно рекомбинирующей плотной плазмы, получающейся в ходе воздействия на газ стороннего нонизирующего источника (электропного пучка <sup>19а, б</sup>, продуктов ядерного деления в атомном реакторе <sup>20</sup>). Выяснилась принципиальная возможность создания плазменного лазера, работающего в непрерывном (или квазинепрерывном) режиме \*).

В последнее время появились сообщения (число их быстро растет) о запуске лазеров в рекомбинационном режиме. Из них наиболее интересны эксперименты по получению лазеров в послесвечении на переходах между возбужденными состояниями щелочноподобных ионов <sup>22</sup> и реализация усиления на «разлетных» молекулах <sup>23-25</sup> в рекомбинирующей плазме, созданной сильноточным электронным пучком.

## II. РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ СОЗДАНИЯ ИНВЕРСНОЙ НАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЕЙ АТОМОВ И ИОНОВ

1. Релаксация населенностей. Простейшая схема плазменного лазера. В этом разделе будут кратко описаны приближения, часто применяющиеся при рассмотрении возможности получения инверсии населенностей уровней атомов и ионов. Изложение общих вопросов релаксации плазмы можно найти в обзоре <sup>26</sup> и книгах <sup>27-29</sup>. К сожалению, в этих работах отсутствует достаточный для плазменного-лазерных проблем анализ кинетики населенностей в сильно переохлажденной плазме.

<sup>\*)</sup> Ряд публикаций посвящен использованию некоторых каналов рекомбинации (диссоциативного и ион-ионного) в ионизационном режиме обычного газового разряда. Ограничившись здесь рассмотрением плазменных лазеров, не будем формулировать своего отношения к этим работам. Соответствующий библиографический материал имеется в монографии <sup>21</sup>.

Зпачения населенностей в различные моменты времени даются уравнениями баланса

$$\frac{dN_m}{dt} = \sum_{m \leqslant m_1} K_{mm'} N_{m'} + D_m \equiv \Gamma_m \qquad (m \leqslant m_1).$$
(1.1)

Матрицу  $K_{mm'}$  будем далее называть релаксационной. Ее элементы дают среднее число переходов атома за единичный интервал времени из состояния m' в состояние m, диагональный член  $K_{mm}$  определяет полный уход частиц (за единицу времени) из состояния m. Величина  $D_m$  характеризует приход из континуума. В плазме простого химического состава обычно учитываются только спонтанные радиационные переходы \*) и столкновения с электронами \*\*):

$$K_{mm'} = V_{mm'}N_e + A_{mm'} \ (m \neq m'),$$
  
$$-K_{mm} \equiv K_m = \sum_{m' \leq m_1} K_{m'm} + V_{em}N_e \equiv N_e V_m + A_m;$$
  
(1.2)

здесь  $A_{mm'}$  — скорость радиационного перехода  $m' \rightarrow m$  (коэффициент Эйнштейна),  $V_{mm'} = \langle \sigma_{mm'} v \rangle$  — скорости перехода при неупругих столкновениях с электронами. В плотной низкотемпературной плазме при

$$N_{e} (cm^{-3}) > 3 \cdot 10^{13} [T_{e} (\Im)]^{3,75}$$
(1.3)

можно пренебречь радиационной рекомбинацией по сравнению с трехчастичной <sup>28</sup> и положить  $D_m = V_{em}N_e^2N_+$ . Эффективную границу непрерывного спектра  $m_1$  полагают в том месте, где ее выбор практически не влияет на результаты расчета заселенностей.

а) Общие схемы расчета. В случае приближения постоянного (стационарного) стока производные по времени в левой части уравнений (1.1) полагают равными нулю для всех состояний, кроме основного (m = 1). Населенности возбужденных состояний как функции  $N_e$  и  $T_e$  находятся из решения системы линейных алгебраических уравнений

$$\Gamma_m = \sum_{1 < m' < m} K_{mm'} N_{m'} + D_m = 0.$$
(1.4)

Для населенности основного состояния сохраняется дифференциальное уравнение

$$\frac{dN_1}{dt} = \beta N_e^3 - SN_1 N_e = -\frac{dN_e}{dt}, \qquad (1.5)$$

где

ŧ

$$\beta = -\frac{\Gamma_e}{N_e^3} = \sum_{m>1} \left( V_{me} - N_e^{-2} V_{em} N_m \right) = \frac{\Gamma_1}{N_e^3} = \frac{\sum K_{1m} N_m}{N_e^3}$$
(1.6)

— коэффициент рекомбинации,  $S = V_1 \equiv \sum_{m>1} V_{m1} + V_{e1}$  — коэффициент ионизации.

Приближение постоянного стока оправдано, если характерное время изменения концентрации свободных электронов  $\tau_{N_e} = |(1/N_e) dN_e/dt|^{-1}$ много больше характерных времен  $\tau_m \sim K_m^{-1}$  релаксации возбужденных уровней. При интенсивной рекомбинации вторым членом в (1.5) можно

**4**60

<sup>\*)</sup> Реабсорбция излучения обычно учитывается с помощью введения эффективных спонтанных вероятностей (см., например, <sup>26</sup>).

<sup>\*\*)</sup> Диссоциативная рекомбинация, существенная в плотной среде, будет обсуждена в разделе 6 в связи с конкретной схемой генерации.

пренебречь, тогда

$$\mathbf{t}_{Ne} = \left(\frac{\Gamma_e}{N_e}\right)^{-1} = (\beta N_e^2)^{-1}, \qquad (1.7)$$

а условие применимости приближения стационарного стока принимает вид

$$\beta N_e^2 \ll \sum_{m < m_1} K_{m}. \tag{1.8}$$

Поскольку в стационарном случае  $N_m/\tau_m \leq N_e/\tau_{Ne}$  (равенство соответствует случаю, когда весь рекомбинационный поток электронов идет через уровень *m*), условие (1.8) приводит к соотношению

$$\sum_{m < m_1} N_m \ll N_e. \tag{1.9}$$

Одноквантовое приближение состоит в учете переходов только между ближайшими уровнями. В соответствующей релаксационной матрице отличны от нуля только элементы главной и двух окружающих ее диагоналей. Такая система решается сравнительно просто; результаты можно найти в работе <sup>30</sup>.

Диффузионное приближение позволяет анализировать кинетику населенностей высоковозбужденных состояний. Рассматривая главное квантовое число (и энергию состояния) как непрерывно меняющуюся переменную и считая, что переходы происходят в основном между соседними уровнями, можно свести систему уравнений к дифференциальному уравнению второго порядка типа Фоккера — Планка. Его стационарное решение дает (см. <sup>26-29</sup>)

$$\beta_z (cm^6 cen^{-1}) \approx 8.8 \cdot 10^{-27} \Lambda z^3 [T_e (3\theta)]^{-9/2},$$
 (1.10)

где z — кратность рекомбинирующего иона,  $\Lambda \sim 1$  — кулоновский логарифм. Выражение это справедливо при низких температурах  $T_e$ , когда «узкое место»  $n = n^*$  в распределении населенностей лежит достаточно высоко <sup>26</sup>.

б) Приближения интенсивной рекомбинации. При исследовании возможности усиления надо располагать существенно более подробными сведениями, чем при расчете коэффициентов рекомбинации и ионизации; важно знать населенности низколежащих уровней, обычно не влияющих на скорость рекомбинации.

Приближение преимущественного стока \*) состоит в пренебрежении для низколежащих состояний переходами вверх. В соответствии с этим (при малых  $T_e$ ) релаксационная матрица оказывается треугольной, что существенно облегчает расчеты. Так в сочетании с одноквантовым приближением получаем

$$N_{m_0} = \frac{\beta N_e^3}{K_{m_0}}.$$
 (1.11)

Удобной для плазменно-лазерных приложений является следующая схема <sup>31</sup> интенсивной рекомбинации. В районе «узкого места» справедливо диффузионное приближение, и коэффициент рекомбинации дается выражением (1.10). Затем до некоторого уровня справедливо одноквантовое приближение, а начиная с  $m_0$  — приближение премущественно стока. Тогда для  $m = m_0$  справедливо выражение (1.11), а населенности нижележащих уровней находятся по простой рекуррентной формуле

$$N_m = K_m \sum_{m' > m} K_{mm'} N_m, \qquad (1 < m < m_0). \tag{1.12}$$

<sup>\*)</sup> Это название предложено Земцовым 10.

Обычно уровни *m* расщеплены на ряд подуровней  $\mu$ . Если это расщепление сравнимо с  $T_e$  и в то же время гораздо меньше расстояния между уровнями, то при достаточно большой концентрации  $N_e$  распрделение населенностей по подуровням близко к больцмановскому:

$$N_{m\mu} \Rightarrow N_m g_m \exp\left(\frac{\Delta E_{m\mu}}{T_e}\right), \qquad (1.13)$$

где  $g_m$  — статистический вес,  $\Delta E_{m\mu}$  — расстояние от «центра» уровня; смысл этой величины ясен из определения (1.13). Для полных населенностей  $N_m$  справедливы прежние уравнения с несколько измененной релаксационной матрицей.

Для анализа простейтих свойств плазменного лазера удобна открытая двухуровневая модель<sup>32</sup> интенсивно рекомбинирующей плазмы, усиливающей излучение на переходе  $X(b) \rightarrow X(a)$ , для которого выполены условия стационарного преимущественного стока.

Считая, что переходами из состояний атома X, лежащих выше верхнего рабочего уровня b, на нижний рабочий уровень a и в состояния, расположенные ниже a, можно пренебречь, напишем

$$\frac{dN_b}{dt} = \frac{N_+}{\tau_+} - K_b N_b = 0, \quad \frac{dN_a}{dt} = K_{ab} N_b - K_a N_a, \quad N_+ \neq N_e, \tag{1.14}$$

где  $\tau_+ = |(1/N_+) dN_+/dt|^{-1} = (\beta N_e^2)^{-1}$  — характерное время распада иона X<sup>+</sup>. При этом не обязательно должно быть  $K_b = K_{ab}$ . Инверсия населенностей рабочих уровней получается при условии

$$\delta_{ab} \equiv \frac{N_a}{g_a} \Big/ \frac{N_b}{g_b} = \frac{K_{ab}g_b}{K_a g_a} < 1.$$
(1.15)

Выражение для ненасыщенного коэффициента усиления

$$\varkappa = \sigma_{ab}^{\Phi} N_e \left( 1 - \delta_{ab} \right) \tag{1.16}$$

(где  $\sigma_{ab}^{\phi} = (\lambda_{ab}^2/4)A_{ab}/\Delta\omega_{ab}$  — сечение фотопоглощения в центре линии,  $\lambda_{ab}$  — длина волны усиливаемого излучения,  $\Delta\omega_{ab}$  — ширина линии) в случае (1.14) принимает вид

$$\varkappa = \sigma_{ab}^{\Phi} \frac{N_+}{K_b \tau_+} (1 - \delta_{ab}). \tag{1.17}$$

С характерным временем распада плазмы связана и предельная мощность излучения

$$P_{\max} = \hbar \omega_{ab} \frac{N_+}{\tau_+} , \qquad (1.18)$$

снимаемая с единицы объема активной среды.

Из формул (1.14), (1.17) и (1.18) видно, что проблема наполнения верхнего рабочего состояния в обсуждаемых здесь условиях фактически сводится к задаче получения достаточно плотной переохлажденной плазмы. Действительно, коэффициент усиления и удельная мощность пропорциональны концентрации ионов и обратно пропорциональны характерному времени их рекомбинации. Заметим, что для получения максимального коэффициента усиления (1.17) при заданной скорости накачки  $N_+/\tau_+$  следует переходить к плазме с низкой концентрацией свободных электронов  $N_e$ . Действительно, поскольку  $K_b = V_b N_e + A_b$ , то (в случае постоянной величины  $N_+/\tau_+$ ) максимальное значение и достигается при  $N_e < A_b/V_b$ . Разумеется, для того чтобы величина  $N_+/\tau_+$  оставалась постоянной при понижении  $N_e$ , температура электронов  $T_e$  также должна быть понижена.

Проблеме получения плотной цереохлажденной плазмы посвящена следующая гл. III. Здесь мы остановимся на способах достижения инверсной населенности.

2. Инверсиая населенность в плазме простого химического состава. Поскольку в условиях плотной интенсивно рекомбинирующей плазмы о заполнении верхнего лазерного уровня обычно можно не проявлять специальной заботы, остается обсудить возможные в такой плазме механизмы очищения нижнего рабочего состояния. Для простоты температуру и концентрацию свободных электронов, а также степень ионизации плазмы будем считать медленно меняющимися. Такая постановка задачи соответствует или стадии постоянного стока (например, после импульсной ионизации газа, а затем охлаждения свободных электронов), или условиям, при которых рекомбинационная неравновесность стационарно поддерживается внешним источником (см. раздел 5). В настощее время становится ясным, что получение инверсной населенности в рекомбинационном режиме возможно в принципе для любого атома (иона, молекулы) на значительном числе переходов. Но с точки зрения создания эффективного лазера наибольший интерес представляют ситуации, в которых, во-первых, отношение Е<sub>ba</sub>/I энергии перехода и ионизации атома не мало и, во-вторых, можно обеспечить достаточную скорость очищения уровня а механизмом, слабо влияющим на населенность N<sub>b</sub> верхнего рабочего уровня и надежно работающим в больших объемах плотной плазмы.

a) Радиационный механизм очищения нижнего рабочего уровня. Он анализировался первым<sup>2, 5, 8</sup>. Как. следует ИЗ (1.15),при  $A_a > (g_b/g_a) K_{ab}$  на переходе  $b \rightarrow a$  возникает инверсная населенность. Но правая часть этого неравенства зависит от концентрации свободных электронов, при переходе к большим илотностям  $N_e > N_{e0}, \; N_{e0} \equiv$  $= A_a g_a / V_a g_b$  радиационный распад уже не может обеспечить инверсную населенность. Радиационный механизм крайне чувствителен к реабсорбции излучения. При увеличении плотности среды и минимального поперечного размера плазмы спонтанный распад становится неэффективным. Особенно резко реабсорбция сказывается на возможности получения инверсной населенности в атомах (или атомарных ионах), когда нижним рабочим уровнем является резонансный: эффективная вероятность распада такого уровня падает пропорционально населенности основного состояния.

Расчеты, проведенные для высокоионизованной плазмы атомарного водорода<sup>8</sup> и гелия<sup>10</sup>, подтверждают эти качественные соображения. В ходе рекомбинации при  $T_e = 0.05 - 0.2$  эе,  $N_e = 10^{12} - 10^{15}$  см<sup>-3</sup> реализуется инверсная населенность на ряде переходов, обусловленная радиационным распадом нижних уровней. Реабсорбция резонансного излучения сильно меняет картину заселения уровней, и уже в сосуде с наименьшим линейным размером ~1 см при населенности основного состояния >10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup> прекращается инверсность на переходах в состояние n = 2. Инверсная населенность между уровнями, лежащими выше, пропадает при  $N_e \sim 5 \cdot 10^{13} \ cm^{-3}$ . Наблюдение инверсной населенности на переходе  $5 \rightarrow 4$  в экспериментах по разлету аргоно-водородной плазменной струи <sup>33</sup> и генерация при импульсном пробое смеси водорода с гелием <sup>34</sup>, по-видимому, связаны с рассмотренным здесь механизмом. Невозможность использования больших плотностей (газа и электронов) и объемов является существенным недостатком радиационного очищения нижнего рабочего уровня атомов. Впрочем, этот механизм может оказаться эффективным при получении инверсной населенности уровней многократных ионов.

6) Девозбуждение электронами. Отмеченные ограничения снимаются, если очищение нижнего рабочего состояния определяется его девозбуждением холодными электронами плазмы. Такой механизм может обеспечить инверсную населенность; для этого необходима достаточная плотность свободных электронов и выполнение условия (см. (1.15))

$$\frac{g_a V_a}{g_b V_{ab}} > 1, \tag{2.1}$$

определяющего выбор уровней и непосредственно не зависящего от параметров N,  $N_e$  плазмы. Не для всяких атомов можно указать такие уровни a и b. Как показывают расчеты <sup>8, 13</sup>, девозбуждение электронными ударами не создает инверсности, например, в атомах водорода. Ситуация существенно улучшается при переходе к атомам с большим расщеплением



Рис. 1. Зависимость относительных населенностей уровней лития при  $T_e = 0,2$  зе. Кривые 1 соответствуют уровням 3p - 3s; 2 – уровням 4s - 3p; 3 – уровням 3s - 2p.

атомам с большим расщеплением на подуровни α и β. Так, если населенности подуровней распределены по Больцману, то в соответствии с формулой (1.13) вместо условия (2.1) будет

$$\exp\left(\frac{\Delta E_{b\beta} - \Delta E_{a\alpha}}{T_e}\right) \frac{V_{ag_a}}{V_{abg_b}} > 1. (2.2)$$

Для «внутренних» подуровней состояний *а* и *b* это условие мягче, чем (2.1).

Возможность эффективного очищения нижнего рабочего уровня за счет его девозбуждения свободными электронами впервые была показана в работе<sup>9</sup> на примере плазмы лития. Система релаксационных уравнений (1.1) решалась для девяти нижних возбужденных

уровней с учетом реабсорбции. Результаты расчета иллюстрирует рис. 1. В отличие от перехода  $3p \rightarrow 3s$  инверсность на переходах  $4s \rightarrow 3p$  и  $3s \rightarrow 2p$ обусловлена столкновительным механизмом распада нижнего рабочего состояния. Это видно уже из того, что инверсная заселенность на них возникает, лишь начиная с некоторой концентрации (для 4s -> 3p при  $N_e > 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, для  $3s \rightarrow 2p$  при  $N_e > 10^{15}$  см<sup>-3</sup>) и не исчезает даже при полной реабсорбнии излучения. Некоторые простые свойства столкновительного механизма видны непосредственно из формул (2.1), (2.2). Например, из формулы (2.2) и структуры термов атомов щелочных металлов ясно, почему инверсная заселенность в их плотной плазме формируется именно на переходах  $(n+1) s \rightarrow np$ . Это подтверждается расчетами рекомбинации плазмы натрия <sup>16</sup>, где инверсность обнаружена на переходе 5s - 4p, и щелочноподобного иона берилия <sup>31, 35</sup>, где показана возможность усиления в вакуумном ультрафиолете ( $\lambda = 1776$  Å, на переходе 3s -> 2p. Как показывают расчеты <sup>11</sup>, столкновения с холодными электронами приводят к инверсной населенности и атомов аргона, возникающей на переходе 5р  $\rightarrow$  3d. Таким образом, очищение нижнего рабочего уровня за счет девозбуждающих столкновений со свободными электронами является весьма общим и эффективным механизмом на переходах с сильно  $(\Delta E \sim T_e)$  расщепленными уровнями. Недавно этот вывод получил подтверждение в ряде экспериментов <sup>22, 36,37</sup>, которые будут здесь обсуждены подробнее (см. раздел 4). Главным достоинством столкновительного механизма является то, что он позволяет использовать большие объемы плотной среды.

3. Плазма, состоящая из взаимодействующих химических компонент. Плазма сложного состава является более «гибким материалом» для создания активной среды, поскольку в ней населенности выделенных дискретных уровней атома (иона, молекукулы) Х можно формировать, используя неупругие взаимодействия с тяжелыми частицами подбираемой для этого примеси Y<sup>12</sup>. Большие (резонансные) сечения соответствуют при этом таким соударениям, при которых происходит обмен энергией электронных оболочек.

а) Влияние примеси на характер неравновесности. На заселенности уровней X (m) наиболее эффективно могут влиять реакции — резонансная передача возбуждения:

$$X(m) + Y(1) \rightleftharpoons X(1) + Y(k),$$
 (3.1)

ионизация при передаче возбуждения — эффект Пеннинга:

$$X(m) + Y(1) \rightleftharpoons X(1) + Y^{*} + e,$$
 (3.2)

резонансная перезарядка:

$$X^{+} + Y(1) \rightleftharpoons X(m) + Y^{+}.$$
 (3.3)

Возможности трехчастичных химических реакций будут обсуждены ниже. Не будем рассматривать и реакцию перезарядки. Отметим только, что в рекомбинационном режиме она наполняет состояние X (m)<sup>12</sup>. Высоковозбужденные (квазиравновесные) состояния эффективно обмениваются с континуумом, поэтому если реакция (3.1) переводит атом Y в одно из таких состояний, то кинетически она эквивалентна реакции (3.2) ионизации атома Y. Эффективное сечение такого процесса (следуя<sup>12</sup>, будем называть его резонансной ионизацией), как правило, существенно больше сечения «обычной» ионизации (3.2). Проследим, как обе реакции типа (3.2) влияют на характер распределения заселенностей атома X. Остановимся на случае, когда для низколежащих возбужденных уровней справедливо приближение постоянного преимущественного стока. С учетом реакций (3.2) перепишем уравнения (1.4) в виде

$$D_m + \sum_{m' \ge m+1} K_{mm'} N_{m'} = K_m (1 + \eta_m) N_m;$$
(3.4)

здесь  $\eta_m \equiv (q_m/K_m) N_{\rm Y}$  характеризует эффективность реакций (3.2) для уровня  $m, q_m = \langle \sigma_m v \rangle$  — скорости этих реакций \*),  $N_{\rm Y}$  — концентрация примеси. Реакции (3.2) существенно влияют на уровни, для которых  $\eta_m \ge 1$ , и (за счет изменения рекомбинационного потока) на уровни, лежащие ниже. Для первых возбужденных уровней обычно  $K_m \sim 10^7 \div 10^8 \ ce\kappa^{-1}, \ q_m \sim 10^{-9} - 10^{-10} \ cm^3/ce\kappa,$  и реакции (3.2) существенны уже при  $N_{\rm Y} \sim 10^{16} - 10^{18} \ cm^{-3}$ . Надо учитывать, что столкновительные скорости  $V_m$ , в отличие от величин  $q_m$ , резко растут при переходе к верхним уровням, при этом значения  $\eta_m$  резко падают. Для уровней  $m \approx m^*$ , лежащих в районе «узкого места», реакции (3.2), как правило, уже несущественны, при этом наличие примеси практически не влияет на значение коэффициента рекомбинации  $\beta$ . С ростом концентрации  $N_{\rm Y}$  примеси населенности  $N_m$  изменяются не единообразно, как при увеличении  $N_e$ , а по «очереди», снизу вверх; возникают диапазоны  $N_{\rm Y}$ , в которых реакция (3.2) существенна для  $N_m$ , но не оказывает заметного влияния на населенности  $N_m \cdot (m' > m)$ . В этом случае  $N_m \approx \tilde{N}_m/(1 + \eta_m)$ , где  $\tilde{N}_m$  — населенность в отсутствие примеси. Наличие соответственно подобранной примеси позволяет таким образом управлять населенностями выделенных нижних уровней.

<sup>\*)</sup> В уравнениях (3.4) учтено, что реакциями, обратными (3.2), можно в обсуждаемых условиях пренебречь (подробнее см. <sup>12</sup>).

б) Инверсная населенность. В рекомбинационном режиме реакции (3.2) могут формировать инверсную населенность. Это связано с тем, что эффективность реакций (3.2) быстро падает с ростом номера уровня. Более того, в одноквантовом приближении инверсная населенность возникает при любом соотношении величин  $q_a$  и  $q_b$ . Действительно, для открытой двухуровневой модели имеем <sup>14</sup>

$$\varkappa = \widetilde{\varkappa} \frac{1 - (g_b/g_a) (K_b/q_a N_{\mathbf{Y}})}{1 + (g_b N_{\mathbf{Y}}/K_b)}, \qquad (2.5)$$

где  $\tilde{\varkappa} \equiv \sigma_{ab}^{\Phi} N_{+} \beta N_{e}^{2}/K_{b}$  — коэффициент усиления, формально получающийся, если нижний уровень *а* пуст, а реакция (3.2) не влияет на населенность верхнего уровня *b*. Из (3.5) сразу получаем минимальную концентрацию  $N_{\rm Y}^{0}$  примеси, необходимую для инверсии населенностей  $N_{\rm Y}^{0} = g_{b}K_{b}/g_{a}q_{a}$ . В работе <sup>13</sup> численно анализировалась релаксация распадающейся

В работе <sup>13</sup> численно анализировалась релаксация распадающейся плазмы смесей атомов H + Xe и H + Li. Учет обеднения уровней H (n) за счет реакций (3.2)

$$\begin{array}{ll} \mathrm{H} \ (n) + \mathrm{Li} \rightarrow \mathrm{H} \ (1) + \mathrm{Li}^{+} + e & (n \geq 2), \\ \mathrm{H} \ (n) + \mathrm{Xe} \rightarrow \mathrm{H} \ (1) + \mathrm{Xe} + e & (n \geq 3) \end{array}$$

состоял в добавлении к диагональным элементам релаксационной матрицы членов  $q_n^Y N_Y$ . При вычислении  $q_n^Y$  использовалось выражение для сечений, полученное в <sup>38</sup>. Была рас-

смотрена зависимость населенностей от концентрации примеси. Как видно из рис. 2, населенности уровней меняются не единообразно, точки пересечения кривых сооответ-



Рис. 2. Зависимость населенностей уровней водорода  $N_n$  от концентрации примеси лития при  $T_e = 0,1$  зе,  $N_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.



Рис. 3. Значения населенностей уровней водорода в режиме стационарного стока при  $T_e=0,1$  зв и  $N_e=10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

1 — без реабсорбции излучения; 2 — при полной реабсорбции лаймановской серии; 3 — 5 — примесь ксенопа  $N_{\rm Xe} = 10^{17}$ ,  $10^{18}$  и  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>; 6 — 8 — примесь лития  $N_{\rm Li} = 10^{17}$ ,  $10^{18}$  и  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>; 9 — 11 — влияние химической реакции при  $a = 10^8$ ,  $5 \cdot 10^8$  и  $10^9$  см<sup>-1</sup>.

ствуют возникновению на соответствующем переходе инверсности населенностей, на высоковозбужденные уровни примесь влияет слабо. Расчет коэффициента рекомбинации показал, что наличие примеси на нем практически не сказывается. Значения  $N_Y^{\circ}$  и  $N_Y^{\circ nr}$  и ход близки к оценкам, получаемым из (3.7). Пример распределения населенностей дает рис. 3. На рис. 4 приведен ход коэффициента усиления в зависимости от концентрации примеси.

В заметке <sup>14</sup> на основе открытой двухуровневой модели проведено рассмотрение возможности генерации на распадающейся плазме гелия с примесью; в качестве рабочих были взяты переходы He (3)  $\rightarrow$  He (2). Примесью могут служить почти все газы: Ne, H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, Kr, Xe и т. д. Наиболее интересен неон, поскольку для каждого состояния He c n = 2имеется несколько резонирующих высоковозбужденных состояний Ne, что должно приводить к большой эффективности реакций (3.2). Оценка для  $N_{\rm Y} \approx N_{\rm Y}^{\rm opt}$  дает

$$\varkappa \sim 0.02 \ cm^{-1}$$
 для  $N_c \approx 10^{15} \ cm^{-3}$ ,  $T_e \approx 0.3 \ 96$ ,  
 $\varkappa \sim 0.2 \ cm^{-1}$  для  $N_e \approx 10^{15} \ cm^{-3}$ ,  $T_e \approx 0.1 \ 96$ ,  
 $\varkappa \sim 2 \ cm^{-1}$  для  $N_e \approx 10^{16} \ cm^{-3}$ ,  $T_e \approx 0.1 \ 96$ .

Когда в качестве Y используется  $H_2$ , инверсная населенность наступает при  $N_Y \approx 10^3 N_e$ . В работе <sup>14</sup> не учитывалось расщепление уровня n = 3, улучшающее усилительные свойства плазмы. По-видимому, в работе <sup>39</sup> была реализована указанная выше схема (см. ниже раздел 4, п. б).

В работе <sup>15</sup> был проведен численный расчет рекомбинации гелиевой плазмы с существенной плотностью He<sup>++</sup>.

В качестве рабочего был выбран первый переход бальмеровской серии водородопо-





Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления  $\varkappa_{n, n+1}$  от концентрации примеси  $N_{\rm Y}$  для  $T_e = 0,1$  зв и  $N_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

1,2	 примесь	лития;	3,4 -	- примесь	ксенона;
1,3	 расчет на	ЭВМ; 2	2,4	расчет по	формуле
		(3	.5).		

Рис. 5. Зависимость коэффициента усиления от времени при различных параметрах плазмы гелия.

Пере- ход	№ <sub>е</sub> , см-3	Т <sub>е</sub> , эв	N <sub>He</sub> , см-з
1 2 3 4 5 6	$ \begin{array}{r} 10^{16} \\ 10^{16} \\ 2 \cdot 10^{16} \\ 2 \cdot 10^{16} \\ 5 \cdot 10^{16} \\ 5 \cdot 10^{16} \\ 10^{17} \end{array} $	0,4 0,6 0,4 0,6 0,8 1,2	$ \begin{array}{r}1019\\1019\\1019\\1019\\1019\\4019\\4.1019\end{array} $

добного иона HeII (3) → He II (2). Очищение ниязнего рабочего уровня осуществляется за счет ионизации нейтральных атомов гелия (эффект Пеннинга):

He II 
$$(n)$$
 + He I  $(1) \rightarrow 2$ He II  $(1) + e$ . (3.6)

Система релаксационных уравнений с учетом процесса решалась с помощью ЭВМ для различных параметров:  $N_e = 10^{15} - 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $N_{\text{He}} = 3 \cdot 10^{18} - 10^{20}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = T = 0,2-1$  эв,  $N_{++}/N_e = 0,01$ . На рис. 5 представлена зависимость от времени коэффициента усиления на этой длине волны ( $\lambda = 1641$  Å); видно, что при концентрациях  $N_e = 10^{16} - 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $N_{\text{He}} = 10^{19} - 4 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> и температурах  $T_e = T = 0, 4 - 1, 2$  эе величина  $\kappa$  остается на реальном для создания генератора уровне ( $\kappa > 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>) в течение интервала времени  $\tau > 10^{-8}$  сек.

в) Химическое очищение нижних уровней в атомах. В условиях сильного переохлаждения электронов плотной плазмы трудно указать химические процессы, которые могли бы конкурировать с рекомбинационным потоком в заполнении верхних дискретных уровней. Поэтому, в отличие от так называемых химических лазеров, в которых химическая энергия атомов, ионов и радикалов должна возбуждать колебательные уровни молекул, в активной среде плазмохимических лазеров основное назначение химических реакций — очищение нижнего рабочего состояния. Как оказалось, таким путем в принципе возможно достигнуть инверсной населенности даже на переходах в основное состояние атомов.

Анализ кинетики населенностей электронных уровней в ходе реакций, идущих в конкретных смесях, затруднен фактически полной неизученностью основных плазмохимических процессов — отсутствием сведений о скоростях реакций ионов, а также электронно-возбужденных атомов и молекул. Пока имеет смысл проводить лишь грубые оценки, исходящие из простейших модельных представлений, и проверять получаемые выводы в экспериментах. В работе <sup>13</sup> проводился оценочный расчет заселенностей атома водорода в переохлажденной химически активной плазме. Учет влияния ухода в химическую реакцию рекомбинирующих атомов H (n) из основного (n = 1) и возбужденных состояний проводился подобно учету реакций (3.2): к диагональному элементу релаксационной матрицы прибавлялась некоторая величина *а*. Приведенные на рис. 3 графики показывают, что при  $a \sim 10^8 - 10^9 \, се\kappa^{-1}$  реализуется инверсность на первых двух переходах бальмеровской серии H (3)  $\rightarrow$  H (2) и H (4)  $\rightarrow$  H (2).

Интересна возможность усиления излучения лаймановских линий. Поскольку при анализе такой задачи определяющую роль в заселении основного состояния играют спонтанные радиационные переходы, в стационарной задаче полагалось

$$N_1 = \frac{1}{a} \sum_{n=2}^{n_1} A_{1n} N_n.$$

При  $N_e = 10^{16} cm^{-3}$  и  $T_e = 0,4$  эе инверсность на переходе H (2)  $\rightarrow$  H (1) реализуется при  $a < 3 \cdot 10^9 ce\kappa^{-1}$ . Значению  $a = 5 \cdot 10^9 ce\kappa^{-1}$  при этом соответствует коэффициент усиления  $\kappa = 5 \cdot 10^{-2} cm^{-1}$ . Химическими реакциями, обеспечивающими быстрый уход водорода из основного состояния, могут быть

$$\begin{array}{l} \mathrm{H} + \mathrm{F} + \mathrm{HF} \rightarrow \mathrm{HF} + \mathrm{HF}, \quad \mathrm{H} + \mathrm{F} + \mathrm{F}_{2} \rightarrow \mathrm{HF} + \mathrm{F}_{2}, \\ \mathrm{H} + \mathrm{Cl} + \mathrm{HCl} \rightarrow \mathrm{HCl} + \mathrm{HCl}, \quad \mathrm{H} + \mathrm{Cl} + \mathrm{Cl}_{2} \rightarrow \mathrm{HCl} + \mathrm{Cl}_{2}. \end{array}$$
(3.7)

Если для констант реакций (3.9) выбрать <sup>40</sup>  $\sim 10^{-29} - 10^{-30} \ cm^6/cer$ , то достаточное для создания лазера на лаймановских переходах значение а достигается при концентрациях в смеси фтора и фтористого водорода (или хлора и хлористого водорода), равных  $N_{\rm F} \sim 3 \cdot 10^{19} \ cm^{-3}$ ,  $N_{\rm HF} \sim \sim 3 \cdot 10^{20} \ cm^{-3}$ .

В работе <sup>16</sup> аналогичным образом моделировался уход в химическую реакцию рекомбинирующих атомов натрия. При этом имелись в виду реакции вида

$$Na^* + Cl + NaCl \rightarrow (NaCl)^* + NaCl,$$
  

$$Na^* + F + NaF \rightarrow (NaF)^* + NaF.$$
(3.8)

Константы их скоростей и реакций (3.8), по-видимому, близки. Серии расчетов, проведенных для оценки значений константы a, при которых в атоме Na возникает инверсность относительно основного состояния, иллюстрируют рис. 6 и 7. Инверсность достигается здесь при меньших значениях a, чем для водорода. Оценка ненасыщенного коэффициента усиления для  $N_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = 0.1$  эе дает  $\varkappa (3p - 3s) = 1.5 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup> и  $\varkappa (5p - 3s) = 2.2 \cdot 10^{-3}$  см.

Кратко поясним значение полученных оценок. Остановимся на газовой смеси Cl<sub>2</sub> и NaCl. Подвергнем ее проникающему ионизующему воздействию. В результате термической диссоциации непрочных молекул



Рис. 6. Населенности уровней натрия при  $T_e = 0,1$  зв и  $N_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. I - 6ез учета реабсорбщии излучения; 2 - при использовании грубой формулы для столкновительных переходов; 3 с учетом реабсорбциа; 4, 5 – влияние химической реаклии при  $a = 10^8$  и  $3 \cdot 10^9$  сек-1.



Рис. 7. Зависимость населенностей уровней натрия от скорости химической реакции при T = = 0.1 зв и  $N_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

 $Cl_2$  и молекулярных ионов NaCl и быстрого охлаждения электронов (см. гл. III) на столкновениях с тяжелыми частицами происходит тройная рекомбинация Na<sup>+</sup> +  $e + e \rightarrow Na^* + e$  и затем — релаксация Na<sup>\*</sup> к основному состоянию, идущая одновременно с уходом этого атома в реакцию (3.10). Релаксация Na<sup>\*</sup> при столкновении со свободными электронами на верхних возбужденных уровнях идет с очень малыми характерными временами, близкими к временам упругих столкновений свободных электронов. Ясно, что химическая реакция на заселенности таких уровней практически не сказывается. Подобрав концентрацию N<sub>c1</sub> так, чтобы уход в реакцию (3.10) был быстрее переходов натрия в основное состояние из возбужденных уровней, получаем инверсную заселенность на переходах в это состояние \*). Достоинством таких схем могут быть высокие энергии и к. п. д.

Из приведенных в пп. б) и в) результатов ясно, что очищение нижнего рабочего уровня за счет реакций, имеющих место при столкновениях тяжелых частиц, эффективно в первую очередь в плотных средах. Этот способ в ряде случаев удобнее девозбуждения электронами: во-первых, возможность получения таким путем инверсной населенности оказывается слабо зависящей от соотношения сечений, во-вторых, инверсная населенность менее резко зависит от температуры  $T_e$  свободных электронов.

<sup>\*)</sup> Еще раз подчеркнем, что представленное выше рассмотрение носит модельный характер. При анализе реальной ситуации следует учитывать и другие плазмохимические реакции, в частности, идущие с участием отрицательных ионов.

#### л. и. гудзенко, л. А. шелепин, с. и. яковленко

#### III. СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ ПЕРЕОХЛАЖДЕННОЙ ПЛАЗМЫ

4. Импульсные плазменные лазеры. Подчеркнем еще раз, что задачи получения плотной переохлажденной плазмы наряду с очищением нижнего рабочего состояния являются основными проблемами в плазменных лазерах. Перейдем поэтому к рассмотрению методов получения такой плазмы. Они различаются прежде всего способами ввода в среду энергии и охлаждения свободных электронов.

а) Механизмы охлаждения электронов. При рассмотрении релаксации температуры газа T и электронов  $T_e$  в ряде случаев удобно исходить из уравнений теплового баланса для пространственно-однородной среды \*), которые, вообще говоря, должны решаться совместно с уравнениями для населенностей (1.1):

$$\frac{3}{2}N_e \frac{dT_e}{dt} = \frac{3}{2}\sum_{m \le m_1} \Gamma_m + Q_{\text{Heyup}} - Q_{\Delta T}, \qquad (4.1a)$$

$$\frac{3}{2}N\frac{dT}{dt} = Q_{\Delta T}.$$
(4.16)

Здесь тепловыделение в электронной составляющей плазмы за счет неупругих столкновений определяется формулой

$$Q_{\text{HeyIIP}} = N_{e} \sum_{m, m'} E_{m'm} V_{mm'} N_{m'} = \sum_{m} |E_{m}| \Gamma_{m} - Q_{\text{M3I}}, \qquad (4.2)$$

где

$$Q_{\text{H3I}} = \sum_{m' < m_1} E_{m'm} A_{mm'} N_m \tag{4.3}$$

- энергия, теряемая на излучение. Величина

$$Q_{\Delta T} = \frac{2m}{M} \, \mathbf{v}_{\mathbf{y} \mathbf{n} \mathbf{p}} N_e \left( T_e - T \right) \tag{4.4}$$

характеризует теплообмен электронов с тяжелыми частицами (массы *M*) при упругих столкновениях, v<sub>упр</sub> — частота этих упругих соударений.

Уравнения (4.1) описывают ситуацию, когда источники неравновесности мгновенно прекратили свое воздействие, т. е. релаксацию плазмы, созданной импульсом с достаточно коротким задним фронтом. После быстрого обрыва ионизующего импульса в плазме происходит охлаждение электронов и объемная рекомбинация. Для получения инверсной населенности необходимо, чтобы охлаждение протекало за времена  $\tau_{T_e}$ , существенно меньшие времен релаксации концентрации электронов  $\tau_{N_e}$ . В макроскопически неподвижной плазме реальны два канала охлаждения электронов: 1) связанный с пристеночной рекомбинацией и амбинолярным потоком, 2) определяемый столкновениями с тяжелыми (холодными) частицами.

Пристеночное охлаждение, вообще говоря, следует учитывать посредством граничных условий для соответствующей неоднородной задачи (см. <sup>41</sup>). Грубый учет осуществляется добавлением к правой части уравнения теплового баланса электронов члена, характеризующего диффузионный поток на стенки. Канал пристеночного охлаждения имеет два существенных недостатка: 1) бесполезная (с точки зрения усиления света) потеря заряженных частиц в ходе рекомбинации на стенке и 2) утрата эффективности с ростом плотности среды и поперечных разме-

<sup>\*)</sup> Уравнения для пространственно-неоднородной среды сформулированы в работе <sup>41</sup>.

ров сосуда. Так, проделанные в работе <sup>6</sup> оценки показали, что пристеночное охлаждение в рекомбинирующей плазме водорода эффективно при довольно малых концентрациях газа  $N \leq 10^{16}$  см<sup>-3</sup> и трубках малого радиуса  $R \leq 1.6$  мм.

Охлаждение о тяжелые частицы носит объемный характер и поэтому обычно более интересно. Оно описывается членом  $Q_{\Delta T}$  в выражении (4.1a). Поскольку  $Q_{\Delta T}$  обратно пропорционально массе тяжелых частиц, в ряде случаев активную среду плазменного лазера целесообразно составлять в виде смеси, в которую кроме атомов или ионов X, непосредственно усиливающих излучение (и, возможно, атомов примеси Y, очищающей путем реакции (3.2) нижнее рабочее состояние а), входит — для интенсификации охлаждения электронов о тяжелые частицы — буферный газ существенной концентрации, не меняющий в остальном характер кинетики населенностей X. Обычно в качестве такого газа лучше всего подходит гелий.

б) Лазеры, работающие в послесвечении элекрического разряда. Убедительные эксперименты по созданию плазменных лазеров с послесвечением импульса поля были проведены Латушем и Сэмом (см. <sup>22</sup>, <sup>36</sup> <sup>37</sup>). Высоковольтный импульс продольного поля создавал двукратную ионизацию в парах щелочноземельных металлов; в качестве буферного газа обычно брался гелий, в нескольких опытах для сравнения использовался (с меньшим эффектом) неон. Была получена генерация на переходах однократных ионов:



Рис. 8. Зависимость интенсивности послесвечения линий от времени при наложении дополнительного (подогревающего) имиульса.

 о) Импульсы тока; б) послесвечение линий гелия;
 b) послесвечение ионных линий целочноземельных металлов; г) генерация на ионных линиях щелочноземельных металлов.

MgII, CaII, SrII, BaII. Генерация наблюдалась на линиях инфракрасного, видимого и ультрафиолетового диапазона. Так, на переходе $\lambda$ =4305 Å получен коэффициент усиления  $\varkappa$  = 20-30  $\partial \delta / M$ , выходная мощность



Рис. 9. Поведение электронной температуры в нослесвечении разряда. Давление гелия 10 мм рт. ст. Ток в импульсах 50 а. 1 — чистый гелий; 2 — давление паров 3.10<sup>-3</sup> мм рт. ст.; 3 — давление паров 2.10<sup>-2</sup> мм рт. ст. в импульсе составила  $P_{\rm имп} = 50 \ em;$ при давлениях гелия выше 17 тор геперация получалась в режиме сверхизлучения с одним зеркалом<sup>226</sup>. На переходе  $\lambda = 3737$  Å ČaII коэффициент  $\varkappa = 10-12 \ \partial 6/ M$ ,  $P_{\rm имп} =$ = 20 вт. Произведенные авторами <sup>37</sup> оценочные расчеты показали, что очистка нижних рабочих состояний происходит за счет неупругих столкновений второго рода с охладившимися электронами плазмы. Для непосредственной проверки рекомбинационного характера заполнения верхнего рабочего уровня ставились опыты с наложением на переохлажплазму денную дополнительного короткого импульса поля, подогре-

вающего свободные электроны; этот малый по амплитуде импульс не только срывал на время своего действия генерацию, но и вызывал провал в послесвечении наблюдаемых линий, соответствующих люминесценции возбужденных состояний как иона металла, так и атома гелия (рис. 8). Проведенные позднее измерения  $T_e$  (рис. 9) также доказывают рекомбинационный характер перавновесности в экспериментах <sup>22</sup>. Значения мощности, полученной в плазменных ионных лазерах, невелики. Это связано с конструкцией установки и в первую очередь с тем, что наложение импульса продольного поля на разрядную трубку длиной  $\sim 1 \, m$  не является рациональным способом введения энергии в плотную плазму. Поэтому полученные в работе <sup>22</sup> результаты не оптимальны для выбранного химического состава. Эти работы имеют значение прежде всего как первые публикации об успешных экспериментах, направленных непосредственно на создание плазменных лазеров. Детальный экспериментальный анализ, проведенный в этих работах, подтверждает правильность основных физических принципов теории плазменных лазеров.

Сообщения о наблюдении генерации плазмой в послесвечении и импульса продольного поля появлялись и раньше. Но во всех известных нам опубликованных работах параметры плазмы в ходе генерации не оценивались, анализ типа неравновесности плазмы в ходе генерации не оценивались, анализ типа неравновесности плазмы не проводился, не была выяснена роль различных процессов в заселении и опустошении рабочих уровней. Так, в заметке <sup>39</sup> сообщалось о получении генерации на переходе  $3^3 S \rightarrow 2^3 P$  ( $\lambda = 7065$  Å) атома гелия в послесвечении высоковольтного ( $V = 50-120 \ \kappa e$ ) импульсного ( $\tau \approx 10^{-8} \ cen$ ) разряда в смеси He + $+ \text{H}_2$  ( $N_{\text{He}} \approx 5 \cdot 10^{17} \ cm^{-3}$ ,  $N_{\text{H}_2} \approx 10^{17} \ cm^{-3}$ ); диаметр трубки 5 мм, длина 80 см. Длительность генерации составляла  $\tau_{\text{ген}} \approx 10^{-6} \ cen$ , усиление — 30-40%, пиковая мощность  $P_{\text{пик}} \approx 10 \ em$ . Область свечения имела в поперечнике форму кольца, яркого у кромки и темного у оси трубки. Так как без примеси водорода генерация не наблюдалась, авторы <sup>39</sup> объясняли инверсность процессом ион-ионной рекомбинации с участием отрицательного атомарного иона водорода

$$\mathrm{H}^{-}(1^{1}S_{0}) + \mathrm{He}^{+}(1^{2}S_{1/2}) \rightarrow \mathrm{H}(1^{2}S_{1/2}) + \mathrm{He}(3^{2}S_{1}),$$
 (4.5)

заселяющим верхний рабочий уровень. Однако за времена  $\leq 10^{-7}$  сек электроны успевают охладиться до температуры  $T_e \sim 0.1$  эв и реакция образования Н<sup>-</sup> (идущая с порогом 4 эв) не может конкурировать с тройной рекомбинацией <sup>43</sup>. Недостаточность сведений, приведенных в <sup>39</sup>, не позволяет интерпретировать детали однозначно, но имеющиеся данные вполне согласуются с заселением верхнего рабочего уровня путем трехчастичной электронно-ионной рекомбинации и с очисткой нижнего рабочего уровня реакций типа (3.2) гелия с молекулами H<sub>2</sub>. Кольцевой вид свечения, по-видимому, связан с влиянием обсуждавшегося в начале этого параграфа пристеночного охлаждения электронов. Генерация в послесвечении гелиевой плазмы также наблюдалась в работе <sup>67</sup> (переход 3<sup>3</sup>D — 2<sup>3</sup>P). Следует отметить также работы <sup>44</sup>, где наблюдалась генерация на ионах аргона не только в начале импульса тока, но и в конце и в послесвечении.

Излагавшиеся выше теоретические выводы о роли различных механизмов при создании инверсной заселенности электронных уровней атомов в послесвечении ионизующего импульса также подтверждены в экспериментах <sup>45</sup>, где проведены детальные измерения изменений во времени (наряду с концентрацией и температурой свободных электронов) также и населенностей нескольких уровней. Для некоторых переходов при малых давлениях наблюдалась инверсность населенностей, обусловленная радиационным очищением нижних уровней. В частности, при давлении  $P \approx 5 \cdot 10^{-3}$  тор инверсность на переходе  $9D_{5/2} \rightarrow 7P_{3/2}$  цезия менялась в пределах  $3 \cdot 10^6 - 10^5$  см<sup>-3</sup>, пропадая с ростом плотности газа. При увеличении с давлением газа плотности свободных электронов наблюдалась инверсность на нескольких переходах, определяемая очищением нижних уровней плазменными электронами. Схемы плазменных лазеров, генерирующих в послесвечении импульса продольного электрического поля, обладают рядом привлекательных сторон, среди которых отметим сравнительную простоту их технической реализации и широкую возможность выбора химического состава активной среды и соответственно частоты генерации. К числу недостатков можно отнести малые энергетические возможности таких схем. Их ограничивает, во-первых, взаимосвязанность параметров поля и геометрии разряда, не позволяющая накачивать высокие плотности энергии в большой объем. Во-вгорых, из-за инерционности емких источников энергии для формирования интенсивных коротких импульсов поля требуются специальные ухищрения и громоздкая аппаратура. Впрочем, уже сейчас можно значительно увеличить энергию обсуждаемого типа плазменных лазеров, применяя сильноточный пучок или импульсный пробой поцеречным полем.

5. Квазистационарные схемы. а) Общие вопросы. Цля стационарного поддержания переохлажденной интенсивно рекомбинирующей плазмы, в которой средняя энергия электронов соответствует неравенству  $T_e < T_{\rm H}$ , нужно такое отличие их распределения от максвелловского, при котором имеется достаточная (для создания данной степени иопизации) концентрация быстрых электронов. Поэтому необходимо указать формирующие такое распределение условия, в частности, способ введения энергии в плотную плазму. Поскольку ионизация обычно сопровождается стационарным возбуждением уровней, в том числе и нижнего рабочего уровня, следует уточнить условия инверсности заселенностей. Основные вопросы расчета электронной релаксации и теоретического анализа усилительных возможностей переохлажденной плазмы практически не зависят от того, является ли сторонним источником ионизации вводимый в среду пучок заряженных частиц <sup>19,20</sup> (электронный или ионный), или ливни ядерных осколков, образуемых в среде в ходе ядерных реакций <sup>21</sup>.

Кратко опишем характер формирования энергетического распределения свободных электронов в ионизуемом и возбуждаемом жестким сторонним источником плотном атомарном газе. Свободные электроны будем разделять на быстрые (с энергиями  $\geqslant I, I$  — энергия ионизации) и охладившиеся при соударениях с тяжелыми частицами - плазменные. Столкновениями быстрых электронов друг с другом и с плазменными можно пренебречь по сравнению с их неупругими взаимодействиями с атомами. Сечения же кулоновских соударений между холодными электронами плазмы велики, это позволяет ввести их температуру Т... Величина Т<sub>е</sub> близка к сравнительно невысокой температуре Т плотного газа, поэтому плазменные электроны интенсивно рекомбинируют. Даже без специального охлаждения газа при интересных в данной задаче неболь-ших степенях ионизации  $\alpha \leq 10^{-3}$  температура T изменяется намного медленнее, чем температура  $T_e$  и концентрация  $N_e$  свободных электронов; это позволяет говорить о квазистационарном режиме получения переохлажденной плазмы. Если же обеспечено достаточно эффективное охлаждение тяжелых частиц (о стенки сосуда или за счет прокачки газа), то процесс может носить стационарный характер.

Рассмотрим, как связаны параметры плазмы, создаваемой электронным пучком, с характеристиками пучка. Запишем уравнение баланса электронов

$$\frac{dN_e}{dt} = -\beta N_e^3 + SN_e N_1 + v_{\rm H} N_1 = 0$$
(5.1)

(ср. (1.5)). Здесь v<sub>н</sub> — частота ионизации атомов электронами пучка и быстрыми вторичными электронами; обычно v<sub>н</sub> ~ σ<sub>и</sub>j/e, где j — плот-

6 УФН, т. 114, вып. 3

ность тока пучка,  $\sigma_u$  — сечение ионизации электронами пучка. Покажем, что в квазистационарном режиме электроны плазмы переохлаждены. Действительно, при термическом равновесии, когда степень ионизации «соответствует» температуре электронов  $T_e$ , первые два члена в (5.1) сокращаются. Отсюда ясно, что при ненулевом третьем члене концентрация электронов должна быть выше равновесной. Сказанное справедливо и в случае диссоциативной рекомбинации; важно только, чтобы переходы между возбужденными состояниями атомов определялись столкновениями с плазменными электронами. Кроме того, выше пренебрегалось стеночной рекомбинацией по сравнению с объемной.

Оценим характерные времена установления рекомбинационного режима. Будем различать два случая: преимущественной и слабой рекомбинации. В режиме преимущественной рекомбинации второй член в (5.1) можно считать малым. Тогда для  $T_e$  и  $N_e$  имеем уравнения

$$\frac{dN_e}{dt} = v_{\rm H}N - \beta N_2^3 = 0, \qquad (5.2a)$$

$$\frac{3}{2}N_e \frac{dT_e}{dt} = E_0 v_{\rm Heymp}N - Q_{\Delta T} = 0, \qquad \frac{3}{2}\frac{dT}{dt} = Q_{\Delta T};$$

здесь положено  $N_1 = N$ ,  $v_{\text{неупр}}$  — частота неупругих столкновений атома с быстрыми электронами,  $E_0$  — средняя энергия, передаваемая в неупругом соударении. Исходя из (5.2a), можно оценить времена установления электронной температуры и плотности

$$\tau_{N_e} \approx \frac{\alpha}{\nu_{\mathfrak{u}}}, \quad \tau_{T_e} \approx \tau_{N_e} \frac{T_e}{E_0}, \quad \tau_T \approx \frac{T}{E_0} \nu_{\mathfrak{u}}^{-1}. \tag{5.26}$$

При степени ионизации  $\alpha \ll T_e/E_0$  имеем

$$au_{T_e} \ll au_{N_e} \ll au_T \ll au_{H}^{-1}$$

Обычно  $T_e \sim 0.1$  эв,  $E_0 \sim 10$  эв; следовательно, квазистационарное приближение (5.26) справедливо при  $\alpha \ll 10^{-2}$ .

В режиме слабой рекомбинационной неравновесности в (5.1) можно считать малым третий член. Этот член определяет слабое отклонение (в сторону рекомбинации) от равновесия. В этом случае справедливы формулы (5.2), в которых следует заменить  $v_{\mu}$  на  $SN_e$ . При этом установление рекомбинационного режима происходит в два этапа: сначала за характерное время

$$\tau_{N_{\bullet}} \approx (SN)^{-1} \tag{5.2B}$$

устанавливается концентрация электронов, близкая к равновесной; затем за характерное время

$$\tau_{\delta N_e} \approx \frac{\delta N_e}{N_e} \frac{\alpha}{\nu_{\mu}}$$
(5.2r)

устанавливается рекомбинационный поток, компенсирующий ионизацию внешним источником (здесь  $\delta N_e$  — отклонение концентрации от равновесной, связанное с третьим членом в (5.1)).

Выше не учитывалась возможность нагрева электронов плазмы за счет коллективных эффектов. Обычно раскачка коллективных колебаний имеет место при введении электронного пучка в разряженный газ ( $N \leq 10^{15} \ cm^{-3}$ ); имеются лазеры ионизационного режима, в которых перегрев электронов осуществляется за счет коллективных эффектов <sup>46</sup>. Существует мнение, что коллективные эффекты имеют место и при введении пучка в плотный газ <sup>47</sup>. Однако эти эффекты возможны для пучков с малым разбросом электронов по скоростям и могут быть подавлены. Это подтверждает и эксперимент <sup>42</sup> (см. ниже). Стационарные значения параметров плазмы, согласно (5.2а), равны

$$N_e = \sqrt[3]{\frac{\nu_{\rm m}N}{\beta}}, \quad T_e = T + E_{\rm map} \frac{\nu_{\rm m}M}{\alpha \nu_{\rm ymp} \cdot 2m}. \tag{5.3}$$

Рассмотрим условия инверсности населенностей атома X в смеси X + Y, где атомы Y обедняют в ходе реакции (3.2) нижний X (a) и верхний X (b) рабочие уровни. В условиях применимости открытой двухуровневой модели (учитывая в поддерживающем инверсность наполнении уровня X (b) только рекомбинационный канал и в мешающем генерации наполнении X (a), помимо переходов из X (b), также возбуждения из основного состояния — сторонним источником и быстрыми электронами — и пренебрегая также всеми каналами очищения X (a), кроме реакции (3.2)) напишем

$$N_b \left( q_b N_{\mathbf{Y}} + K_{ab} \right) = \mathbf{v}_{\mathbf{H}} N_{\mathbf{X}}, \quad N_a q_a N_{\mathbf{Y}} = \mathbf{v}_a N_{\mathbf{X}} + K_{ab} N_b; \tag{5.4}$$

здесь  $N_X$ ,  $N_Y$  — концентрации атомов в основном состоянии,  $q_a$  и  $q_b$  — скорости реакций (3.2),  $v_a$  — частота возбуждения состояния X (a),  $K_{ab}$  — скорость перехода  $b \rightarrow a$  за счет излучения и неупругих ударов плазменных электронов. Согласно (1.16) получаем для коэффициента усиления

$$\varkappa_{ab} = \sigma_{ab}^{\phi} \frac{\nu_{\rm M} N_X}{K_{ab}} I_{ab}, \quad I_{ab} = \left(1 - \frac{g_b N_a}{g_a N_b}\right). \tag{5.5}$$

Плотность инверсии Іав можно представить в виде

$$I_{ab} = \frac{1 - (v_a/v_{\rm H}) (g_b g_b/q_a g_b)}{1 + (q_b N_{\rm Y}/K_{ab})} - \frac{1 - (v_a/v_{\rm H})}{(q_a N_{\rm Y}/K_{ab}) [1 + (q_b N_{\rm Y}/K_{ab})]} .$$
(5.6)

Она может быть (при достаточных плотностях  $N_{\rm Y}$ ) положительна, если выполнено неравенство

$$\frac{\mathbf{v}_{\mathbf{a}}}{\mathbf{v}_{a}} \frac{q_{a}}{q_{b}} \frac{g_{a}}{g_{b}} > 1. \tag{5.7}$$

Это условие ограничивает выбор рабочих переходов для стационарного усиления. Если оно выполнено, то существует пороговое значение  $N_Y^0$ , при концентрации примеси выше которого величины  $I_{ab}$  и  $\varkappa_{ab}$  положительны. Рост инверсности монотонно замедляется, и при  $N_Y^{onr} = N_Y^0 \{1 + [1 + (K_{ab}/q_b N_Y^0)^{1/2}]\}$  усиление достигает максимума. Дальнейшее увеличение плотности примеси приводит к неограниченному падению коэффициента усиления  $\varkappa \to 0$  из-за нарастающей с  $N_Y$  скорости очищения верхнего рабочего уровня. Заметим, что для расщепленных уровней условие (5.7) заметно смягчается.

б) Электронно-пучковый плазменный лазер. В работах <sup>19, 20</sup> обсуждалась принципиальная схема лазера, активная среда которого непрерывно создается ионизацией плотного холодного газа электронным пучком. Проведенные на примере гелия с примесью оценки <sup>19</sup> свидетельствуют о реальности получения таким путем активной среды, эффективно усиливающей излучение на переходах He (n = 3)  $\rightarrow$  He (n = 2). Для температуры  $T_e < 0.3$  зв при  $N_{\rm He} = 10^{19}$  см<sup>-3</sup> получено, что пороговая концентрация примеси равна  $N_{\rm H2} \approx 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а оптимальная концентрация —  $N_{\rm H2}^{\rm ont} \approx (2-3) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. При сравнительно невысокой плотности тока электронного пучка  $j \approx 10$   $a/cm^2$ , энергии электронов V = 10-100 кэв и концентрация гелия  $N_{\rm He} \approx 10^{19}$  см<sup>-3</sup> оценка коэффициента усиления на переходах  $n = 3 \rightarrow n = 2$  дает \*)  $\varkappa \sim 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>. В работе <sup>20</sup> приведены

<sup>\*)</sup> В работе <sup>19</sup> не учитывалось расщепления уровней n = 3, n = 2 и оценки проводились со средними населенностями. Более подробный расчет показывает, что условия генерации на переходе  $3^{1}S - 2^{1}P$ ,  $3^{3}S - 2^{3}P$  существенно смягчаются, а генерация на переходе  $3^{3}D - 2^{3}P$  в квазистационарном режиме проблематична.

результаты модельного расчета на ЭВМ населенностей атома водорода в стационарно ионизуемых пучком смесях атомов H + Li, H + Xe. В плотной низкотемпературной плазме водорода практически трудно стационарно поддерживать атомарный состав. Кроме того, такая среда не является оптимальной для усиления еще и потому, что у атома H (в отличие, например, от He) частота возбуждения жесткими электронами в резонансное состояние равна частоте ионизации, а уровни n = 2и n = 3 не расщеплены. Но и для водорода с примесью расчеты показывают возможность реализации инверсной населенности даже на переходе  $n = 2 \rightarrow n = 3$ , достаточной для создания лазера.

Отметим эксперимент <sup>42</sup>, в котором получена сильно переохлажденная плазма при введении электронного пучка в плотный газ. Плазма с концентрацией  $N_e \approx (1-6) \cdot 10^{15} \ cm^{-3}$  и температурой  $T_e \approx 0,3-0,6$  эв была получена при введении пучка с энергией электронов 10 кэв и плотностью тока  $j \approx 10-100 \ a/cm^2$  в смесь гелия с молекулярным водородом (полная концентрация  $N \sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). С повышением содержания водорода Т, падает, что говорит о существенной роли охлаждения электронов за счет возбуждения колебательных степеней свободы H<sub>2</sub>. Результаты измерений <sup>42</sup> параметров плазмы соответствуют изложенной выше кинетической модели, что говорит, в частности, о несущественности коллективных явлений. К сожалению, измерения 42 проведены в моменты времени  $t > 10^{-4}$  сек, когда температура газа (и, следовательно, электронов) высока, что соответствует и высокой концентрации электронов. Такие параметры плазмы неблагоприятны как для достижения инверсии (поскольку при  $T_e > 0.3$  эв «плохо используется» расщепление уровней n = 3, n = 2), так и для достижения существенных коэффициентов усиления (см. конец раздела 1).

в) Атомный реактор-лазер. В настоящее время рассмотрены различные типы лазерных схем с ядерной накачкой. К их числу относится покрытие трубки, содержащей рабочий газ, слоем, испускающим тяжелые частицы под действием нейтронов или радиактивного распада; смешение активного газа с другим газом, который служит источником тяжелых частиц (см. обзор <sup>48</sup>). Для эффективности ядерной накачки необходимо, чтобы значительная доля энергии ядерных частиц поглощались в газе (плазме).

В отличие от работ, обсуждавшихся в обзоре <sup>48</sup>, в заметке <sup>21</sup> высказана идея создания реактора-лазера, т. е. непосредственного использования атомного реактора таким образом, чтобы существенная доля выделяющейся при распаде ядер энергии выводилась в виде когерентного света. Предлагается использовать реактор на газообразном соединении урана, например, на UF6. Основная часть энергии осколков деления (V  $\approx$ ≈ 160 *Мэв*) идет на ионизацию газа наполнителя, на переходах которого ожидается генерация. При рассмотрении возможности получения инверсной населенности в реакторе-лазере в целом применимы представления, используемые при анализе плазмы, создаваемой электронным пучком. Существенным усложнением является то, что кинетику ядерно-активной и лазерно-активной компоненты смеси следует рассматривать, вообще говоря, согласованно. Важны и вопросы, связанные с тепловым режимом топливных элементов реактора. Предварительные оценки показывают возможность создания реактора-лазера на основе смеси He + UF<sub>6</sub>. Инверсная населенность обеспечивается на основе схемы п. б) раздела З и п. а) раздела 5. Необходимое число делений ядер урана обеспечивается при потоках нейтронов 10<sup>10</sup>-10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>сек<sup>-1</sup> и длине генерации ~ 1 м. Разумеется, гелий не является оптимальным газом-наполнителем из-за сравнительно невысокого отношения энергии перехода к энергии иониза-

٩

ции  $E_{ba}/I \approx 0,1$  и соответственно низкого к. п. д. В этом смысле существенно интереснее рассмотрение возможности использования для создания атомного реактора-лазера схем с химической очисткой (см. п. в) раздела 3) и усиления на «разлетных» молекулах (см. гл. IV).

г) Плазмодинамические лазеры. Идея такого лазера была сформулирована в работе 7, где рассматривалась схема создания инверсной населенности дискретных электронных состояний при адиабатическом разлете плотной плазмы (в частности, замагниченной). При этом смысл использования разлета сгустка или быстрого расширения в вакуум плазменной струи состоит прежде всего в охлаждении среды и создании тем самым рекомбинационных условий. Кроме того, поскольку распад различных участков расширяющейся плазмы протекает в разные моменты, процесс рекомбинации растягивается во времени, высветившаяся же среда выносится из активной зоны; поэтому на стационарно вытекающей из щели или сопла плазменной струе можно получать непрерывное усиление. Для рассмотрения усилительных свойств разлетающейся плазмы необходимо решение уравнений релаксации населенностей и температуры совместно с газодинамическими уравнениями. Рекомбинация плазмы в условиях инерциального разлета рассматривалась в работе<sup>49</sup>, но кине-тика населенностей в ней не анализировалась. В работе<sup>50</sup> численно решались уравнения кинетики и теплового баланса для расширяющейся рекомбинирующей плазмы атомарного водорода. В ходе рекомбинации оптически тонкой плазмы была обнаружена инверсность на переходах  $n = 4 \rightarrow n = 3$ ,  $n = 3 \rightarrow n = 2$ , которая пропадает в оптически плотной плазме.

Численные расчеты показали также, что возможно получение инверсной заселенности в расширяющейся плазме ксенона <sup>51</sup> и азота <sup>52</sup>.

Инверсная населенность электронных состояний в разлетающейся плазме наблюдалась в ряде экспериментов со смесями, движущимися в сопле. В работе <sup>33</sup> инверсность была обнаружена на переходах атомарного водорода в расширяющейся аргоно-водородной плазменной струе. Измерения <sup>53</sup>, проведенные с распадающимися на атомы и иопизуемыми в дуге плазменными смесями гелия с метаном и аргона с метаном, рекомбинирующими при разлете в сопле, свидетельствуют об инверсной населенности на переходе  $2p^2 \, {}^1S_0 \rightarrow 2p3s \, {}^1P_1^0$  атома углерода ( $\lambda = 2478.6$  Å). Инверсность в расширяющейся плазме наблюдалась также в работах <sup>54-56</sup>.

## IV, ПЛАЗМЕННЫЕ ЛАЗЕРЫ НА РАЗЛЕТНЫХ МОЛЕКУЛАХ

6. С х е м а н а п о л н е н и я в о з б у ж д е н н о г о с о с т о я н и я. При анализе возможностей усиления в рекомбинирующей плазме на электронных переходах молекул наибольшее внимание привлекают «разлетные» молекулы, т. е. молекулы с разлетным основным электронным состоянием. Идея получения генерации на фотодиссоциативных переходах в основное состояние таких молекул уже много лет назад обсуждалась Хоутермансом и была опубликована им в статье <sup>57</sup>. В качестве среды с «автоматически» образующейся инверсностью предлагалось использовать газоразрядную плазму инертных и щелочноземельных элементов, молекулы которых прочны только в электронно-возбужденных состояниях.

Генерация на разлетных молекулах привлекает сейчас внимание по следующим причинам: 1) У многих «разлетных» молекул рабочий переход лежит в вакуумно-ультрафиолетовом диапазоне. 2) Близость верхнего рабочего уровня к энергии ионизации для таких молекул позволяет рассчитывать на высокие значения мощности и к. п. д. 3) Необычайно широкая для активных сред однородная линия соответствующего

2

спонтанного перехода позволяет надеяться как на получение квазимонохроматического когерентного излучения перестраиваемой частоты, так и на создание генератора сверхкоротких импульсов.

В то же время со значительной шириной линии фотодиссоциативных переходов ( $\Delta \omega \approx 10^{15} \ ce\kappa^{-1}$ ) связаны существенные трудности при получении генерации. Большая ширина линии приводит к соответсвенно малому сечению фотодиссоциативного перехода. По-



Рис. 10. Схема термов атома Х и молекулы Х<sub>2</sub>.

этому, несмотря на относительную простоту обеспечения инверсной населенности разлетных молекул, необходимая для генерации величина коэффициента усиления достигается здесь только при очень больших населенностях верхнего рабочего состояния. Для получения таких населенностей требуется высокая плотность газа и низкая температура (так как глубина термов невелика и для электронно-возбужденных состояний этих молекул), что приводит к мысли о предпочтительности плазменного принципа.

а) Условия усиления. Сначала обсудим возможность создания «инверсной населенности» относительно разлетного состояния. Свет, усиливаемый фотодиссоциативными переходами, в основном поглощается за счет обратных (фотоассоциативных) переходов, а

также в результате фотоионизации верхнего рабочего состояния X<sub>2</sub> (2) молекулы (рис. 10). Вопросы усиления света на фотодиссоциативных переходах с учетом фотодиссоциации рассматривались в работе <sup>17</sup>, где для коэффициента усиления получено

$$\varkappa = \sum \sigma_{\pi}^{\Phi} (nl, E) \left[ N_{2nl}^{X_2} - (2l+1) \left( \frac{2\mu\hbar^2}{\mu T} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_{nl} - \hbar\omega_0}{T}} \left( N_{\perp}^{X} \right)^2 \right]; \quad (6.1)$$

здесь  $E_{nl}$  — энергия возбуждения,  $N_{2nl}^{X_2}$  — населенность состояния  $X_2$  (2nl),  $\sigma_{\pi}^{\Phi}(nl, E)$  — сечение фотодиссоциации (5.3), E — энергия разлета, T — температура газа,  $\mu$  — приведенная масса молекулы. В этом выражении первый член в квадратных скобках учитывает фотодиссоциативные переходы, второй — фотоассоциативные. Поглощение света за счет фотоионизации можно просто учесть, вводя перед первым членом в квадратных скобках (6.1) множитель 1 —  $(\sigma_{\pi}^{\Phi}/\sigma_{\pi}^{\Phi})$ , где  $\sigma_{\pi}^{\Phi}$  — сечение фотоионизации. Обычно  $\sigma_{\pi}^{\Phi} \ll \sigma_{\pi}^{\Phi}$ , и поэтому фотоионизацией можно пренебречь. Кратко остановимся на роли фотоассоциации. Максимально возможная населенность состояния  $X_2$  (nl) определяется формулой Больцмана. В этом случае условие усиления имеет вид

$$T < \frac{\Delta E}{\ln\left(N_1^{\rm X}/N_2^{\rm X}\right)}, \quad \Delta E \equiv E_2 - \hbar\omega.$$
 (6.2)

Поскольку населенность  $N_1^{\mathbf{X}}$  основного состояния атома обычно на несколько порядков превосходит населенность  $N_2^{\mathbf{X}}$  возбужденного состояния, то ясно, что должно быть  $T \ll \Delta E$ . Как правило,  $\Delta E \sim 1$  эв, и, следовательно, для усиления необходимо, чтобы газ был довольно холодным:  $T \sim 0.1$  эв.

В связи с условием (6.2) заметим, что для достижения инверсной населенности вовсе недостаточно малости времени разлета по сравнению с временем жизни возбужденного состояния, как это часто предполагается. б) Каналы релаксации. Рекомбинационная схема создания лазера на разлетных молекулах была предложена в работах <sup>17, 18</sup>. В плотном газе при переохлажденных электронах существенны два канала рекомбинации, причем оба они приводят к заселению первого электронно-возбужденного связанного состояния молекулы  $X_2$  (2). Первый канал рекомбинации выглядит следующим образом. Рекомбинационный поток электронов по возбужденным состояниям атомов X \* (см. раздел 1) обеспечивается в основном электронными ударами второго рода. Релаксация по возбужденным атомным уровням X (m) продолжается вплоть до первого возбужденного состояния X (2). Если энергия этого состояния достаточно велика, чтобы акты девозбуждения электронами X (2)  $+ e \rightarrow X$  (1) + e были маловероятны, а плотность газа не мала так, что излучение на переходе X (2)  $\rightarrow$  X (1) заперто, то рекомбинация из возбужденных состояний атома «поворачивает» в сторону образования молекулы X<sub>2</sub>:

$$X(2) + X(1) + X(1) \rightarrow X_2(2) + X(1).$$
 (6.3)

Другим каналом является релаксация по электронно-возбужденным состояниям молекулы X<sub>2</sub> (m). Такая релаксация начинается с образования молекулярного иона X<sup>+</sup><sub>2</sub>, возникающего при конверсии атомарного иона

$$^{t}X^{*} + X(1) + X(1) \rightarrow X_{2}^{*} + X(1).$$
 (6.4a)

Вообще говоря, деление каналов релаксации на молекулярный и атомарный условно, поскольку они могут интенсивно перемешиваться. Перемешивание происходит, например, за счет реакций диссоциативной рекомбинации:

$$\mathbf{X}_{\mathbf{2}}^{+} + \boldsymbol{e} \rightleftharpoons \mathbf{X}(\boldsymbol{m}) + \mathbf{X}(\mathbf{1}), \tag{6.46}$$

столкновительной ассоциации:

$$X(m) + X(1) + X(1) \rightleftharpoons X_2(m) + X(1)$$
 (6.4B)

и столкновительного перехода молекулы на разлетный возбужденный терм:

$$X_{2}(m) + e \rightleftharpoons X(m') + X(1) + e.$$
 (6.4r)

Однако это не меняет сути дела. Молекулярный канал релаксации в интенсивно рекомбинирующей плотной плазме не должен приводить ни к ощутимым дополнительным потерям энергии источника, ни к росту нагрева газа \*).

Однако идеальная ситуация, когда каждый акт ионизации и возбуждения атома сопровождается высвечиванием «фотодиссоциативного» кванта, реализуется не всегда. Кроме фотодиссоциативного перехода

$$X_{2}(2) \rightarrow X(1) + X(1) + \hbar\omega_{0} \equiv X_{2}(E) + \hbar\omega_{0}$$
 (6.5)

существуют «паразитные» реакции, самой опасной из которых принято считать ионизацию при столкновении возбужденных молекул

$$X_{2}(2) + X_{2}(2) \rightarrow \begin{cases} X_{2}^{+} + 2X(1) + e, \\ 3X(1) + X^{+} + e. \end{cases}$$
(6.6)

7. Режимы усиления. а) Импульсный режим. Условия получения генерации на фотодиссоциативном переходе в послесвечении импульса ионизации с коротким задним фронтом рассматривались

<sup>\*)</sup> Заметим, что в ходе ионизации газа жестким источником, помимо рекомбинационного заполнения возбужденных состояний атомов, в атомарный канал релаксации вносит вклад возбуждение атомов быстрыми электронными и ионизующими частицами,

в работе <sup>58</sup>. Для усиления в послесвечении не так важно, чем производилась ионизация: пучком электронов, импульсом поперечного (к направлению усиления) электрического поля или лазерного излучения. По-видимому, в ближайшее время найдут применение все эти методы. Так, пробой газа лазерным лучом, сфокусированным цилиндрической линзой, удобно использовать для опробования составов активной среды; поперечный же электрический разряд — для создания квантовых генераторов больших мощностей и энергий.

Можно показать <sup>58</sup>, что в послесвечении импульса с достаточно коротким задним фронтом населенность  $N_2 \equiv N_2^{X_2}$  состояния  $X_2$  (2) молекулы начиная с некоторого времени описывается временной зависимостью

$$N_2(t) = \frac{N_{20}e^{-At}}{1 + (q/A) N_{20} (1 - e^{-At})},$$
(7.1)

где A — скорость спонтанного распада (6.3),  $q = \langle \sigma u \rangle$  — скорость реакции (6.4),  $N_{20}$  — начальная концентрация молекулы  $X_2$  (2).

Из (7.1) и предыдущего рассмотрения следует, что для генерации необходимо выполнение следующих условий:

1) Энергия источника, потраченная на ионизацию и возбуждение газа, должна быть достаточно большой:

$$\delta \frac{W}{S} > U_{\text{mop}}, \quad U_{\text{mop}} = \frac{4I}{\lambda^2} \frac{\Delta \omega}{A} \ln \gamma^{-1};$$
 (7.2)

здесь  $\delta W$  — энергия источника, потраченная на ионизацию и возбуждение, S — площадь поперечного сечения активной среды,  $\lambda$  — длина волны усиливаемого света, I — энергия ионизации газа,  $\Delta \omega$  — ширина линии фотодиссоциативного перехода,  $\gamma$  — доля энергии, теряемая в зеркалах.

2) Нельзя вводить в среду и слишком большую концентрацию энергии W, чтобы не перегреть газ, поскольку иначе нарушится условие усиления (6.2), т. е. должно быть

$$\frac{\frac{W}{Sl} < \frac{3}{2} NT_{\rm Rp}, \quad T_{\rm Rp} \leq 0,1 \quad \theta\theta,}{\frac{U_{\rm Hop}}{\delta} < \frac{W}{S} < \frac{l}{1+\delta} NT_{\rm Rp}, \quad l > \frac{1-\delta}{\delta} \frac{U_{\rm H}}{NT_{\rm Rp}}.$$
(7.3)

3) Время охлаждения свободных электронов  $\tau_{\text{охл}}$  должно быть меньше характерного времени  $\tau_2$  изменения  $N_2$ , что сводится к требованию высокой плотности газа:

$$N > \left(A + q \frac{U_{\text{nop}}}{Il}\right) \left(\frac{2m}{\mu} \langle \sigma_{\text{ymp}} v \rangle\right)^{-1}, \qquad (7.4)$$

где (σ<sub>упр</sub> v) — скорость охлаждения при упругих соударениях, *m*/µ — отношение массы электрона к массе атомов газа.

4) Задний фронт импульса должен быть достаточно коротким:

$$\tau_{\phi p} < \tau_2 = \left(q \frac{U_{\text{nop}}}{Il} + A\right)^{-1}. \tag{7.5}$$

Условия (7.2) — (7.5) особенно просто удовлетворить при лазерном пробое.

б) Стационарный режим. При ионизации газа жестким источником (см. раздел 5) для населенности верхнего рабочего состояния X<sub>2</sub> (2) имеем

$$N_{2} = \frac{A}{2q} \left( \sqrt{1 + 2q \frac{\nu_{\text{неунр}}N}{A^{2}}} - 1 \right);$$
(7.6)

v<sub>неупр</sub> — частота неупругого взаимодействия быстрых электронов с атомами; она включает в себя ионизацию и возбуждение электронами пучка и быстрыми вторичными электронами. Таким образом, при  $2Nv_{\text{неупр}} q \ll A^2$  имеет место идеальный случай, когда каждый акт неупругого взаимодействия приводит к высвечиванию фотодиссоциативного кванта  $v_{\text{неупр}} N = AN_2$ . При возрастании интенсивности ионизации  $v_{\text{неупр}} N$  населенность  $N_2$ , достигнув критического значения  $N_{2\text{KP}} = A/2q$ , замедляет свой рост:  $N_2 = \sqrt{(v_{\text{неупр}} N)/q}$  при  $2Nv_{\text{неупр}} q \gg A^2$ . Таким образом, наиболее интересны молекулы с большой величиной A. Так, у молекулы ксенона ( $A = 10^7 \ ce\kappa^{-1}$ ) коэффициент усиления липейно возрастает до величины  $\varkappa \sim 0,1 \ cm$ . В то же время для молекул с  $A < 10^4 \ ce\kappa^{-1}$  реализация генерация проблематична.

В заключение раздела 7 кратко остамовимся на других обсуждавшихся в литературе способах получения усиления на разлетных молекулах. В работе <sup>59</sup> предложено использовать оптическую накачку состояния  $X_2$  (2) за счет реакции фотоассоциации. Эта идея на наш взгляд трудно реализуема прежде всего из-за малой вероятности такого процесса (подробнее см. <sup>60</sup>). По-видимому, реальнее другой способ: оптическая накачка возбужденного состояния атома X (2) с тем, чтобы далее, в ходе столкновительной ассоциации (6.1), образовывались молекулы  $X_2$  (2). Впрочем, этот путь представляется непрактичным с энергетической точки зрения; он скорее полезен при изучении релаксации молекулы по колебательно-вращательным степеням свободы <sup>61</sup>.

Авторы ряда работ, исходя из принципа газового лазера, предлагали использовать плазму с перегретыми электронами, которая образуется на переднем фронте импульса греющего поля <sup>62</sup> или в обычном газовом разряде <sup>63</sup> (например, в дуге). Оценки, проведенные по идеализированной схеме, согласно которой каждый акт возбуждения атома в состояние X (2) сопровождается высвечиванием «фотодиссоциативного» кванта, приводят к оптимистическим выводам. На наш взгляд, однако, такая идеальная схема в случае ионизационного режима по ряду причин менее реальпа, чем в случае рекомбинационного. Ионизационный поток, бегущий вверх по возбужденным уровням, хуже «застревает» в возбужденных состояниях, которые близки к континууму (подробнее см. в работе <sup>58</sup>). Есть и другие

причины. Например, в дуговом разряде газ может оказаться перегретым и нарушится условпе (6.2). Вероятно, поэтому неоднократные попытки запуска лазеров в ионизационном режиме обычного газового разряда пока были безуспешными.

8. Реализация усиления. В течение последних лет появился ряд сообщений о реализации с помощью релятивистского электронного пучка лазеров на разлетных молекулах. Так, в работах <sup>23а, 64</sup> наблюдалась генерация на молекулярном переходе ( $\lambda = 1730$  Å) в плотном (30 *атм*) ксеноне, ионизуемом пучком с энергией электронов  $V \approx 1,5$  Мэв, плот-



Рис. 11. Динамика развития импульсов накачки (1), спонтанной люминесценции (2) и лазерного излучения (3). Масштаб времени — 20 нсек/делении по 64.

ностью тока  $j \approx 200 \ a/cm^3$  и длительностью импульса  $\tau \approx 50$  нсек. Рассмотрение кривых, взятых из работы <sup>64</sup> (рис. 11), показывает, что среда начинает слабо усиливать незадолго до прекращения действия пучка. Максимум усиления приходится на послесвечение.

Интересны результаты работы <sup>24</sup>а тех же авторов, а также работы <sup>246</sup>, в которых с целью достижения максимального энергерического выхода генерации производилась накачка ксенона более мощными пучками  $(V = 1,5 \ M\mathfrak{B}\mathfrak{G}, j = 800 \ a/cm^2$  в работе <sup>24a</sup>,  $V = 780 \ \kappa\mathfrak{B}\mathfrak{G}, j \approx 4500 \ a/cm^2$  в работе <sup>24a</sup>.) Приведенный в этих работах временной ход тока цучка и интенсивности индуцированного излучения имеет существенно другой характер: генерация срывается на участке роста тока пучка. Этот факт объясняется перегревом газа при введении больших удельных энергий и соответственно нарушением критерия (6.2). Это подтверждают оценки времени нагрева газа.

Возможность генерации в послесвечении на том же переходе ксенона была рассмотрена теоретически, а затем реализована экспериментально в работах <sup>236</sup> <sup>66</sup>. В кинетической модели работы <sup>66</sup> рассматривались реакции (6.3), (6.4a), (6.4б), (6.5), радиационные переходы в атоме Xe<sup>\*</sup>, а также возбуждение и ионизация электронами плазмы возбужденных состояний атомов Xe<sup>\*</sup> и молекул Xe<sup>\*</sup><sub>2</sub>. Недостатком этой модели является пренебрежение ролью девозбуждения атомов Xe (m) и молекул Xe<sub>2</sub> (m) (m > 2) электронами плазмы. В работе <sup>236</sup> получена также генерация в криптоне.

Отметим также работу <sup>25</sup>, где детально исследуется характер послесвечения в ксеноне и аргоне при ионизации газа коротким импульсом (1,6 *нсек*). В послесвечении наблюдается пик интенсивности, сужающийся с ростом давления.

Подробный анализ цитированных выше экспериментов выходит за рамки настоящего обзора, посвященного принципиальным вопросам плазменных лазеров. Здесь важно отметить лишь то обстоятельство, что усиление на разлетных молекулах получено именно в рекомбинационном режиме. Сказанное относится в том числе и к экспериментам <sup>24</sup>, в которых генерация срывалась на участке роста тока пучка. Действительно, как следует из раздела 5 (см. (5.1) и сопровождающий текст), если ионизация газа сторонним источником компенсируется объемной рекомбинацией, то реализуется рекомбинационная неравновесность. Оценим характерные времена, за которые устанавливается рекомбинационный режим. Считая, что в плотном ксеноне ( $10^{24}$  см<sup>-3</sup>) преобладает диссоциативная рекомбинация, по формулам, аналогичным (5.3), можно оценить параметры плазмы. В условиях экспериментов <sup>24</sup> степень ионизации составляет  $10^{-3} - 10^{-4}$ , а температура электронов — несколько *эв.* Это соответствует режиму слабой рекомбинационной неравновесности, который устанавливается за характерные времена (5.2в), (5.2г)

$$\tau_{N_e} \approx \frac{1}{SN} \sim 10^{-13} e^{7} \, {}^{(98)/T_e}, \quad \tau_{\delta N_e} \sim -\frac{\delta N_e}{N_e} \, 10^{-8} \left( j \, \frac{ka}{cm^2} \right)^{-1} \, ce\kappa^{-1}.$$

В условиях экспериментов <sup>24</sup> времена установления рекомбинационного режима много меньше времени генерации  $\tau_{\rm ren} \sim 10^{-8} \ cek$ , так что во время генерации имеет место рекомбинационная неравновесность.

Цитированные выше эксперименты представляют, несомненно, лишь первый этап освоения плазменных лазеров на разлетных молекулах. Дальнейшее развитие должно идти по пути поиска оптимальных для генерации сред, а также более удобных и высокоэнергетических источников, чем электронный пучок. С точки зрения исследования различных смесей удобно использовать лазерный пробой (с предварительной ионизацией), поскольку его экспериментальная реализация сравнительно проста, а энергетические возможности (с точки зрения удельной энергии) существенно выше, чем у электронного пучка. Поперечный импульсный разряд интересен с точки зрения возможного высокого к. п. д. такой установки и соответственно — получения лазера высокой мощности и энергии.

Чистый ксенон также не является оптимальным газом. Целесообразно в качестве буферного газа для интенсификации охлаждения электронов использовать гелий. По-видимому, следует также обратить особое внимание на возможность генерации на несимметричных молекулах, таких как НеН\*, НеХе\*.

## **V** ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данный обзор, очевидно, не может претендовать на полноту. Из-за недостатка места здесь практически не обсуждались имеющие лазерную специфику вопросы рекомбинации плотной низкотемпературной плазмы. По этой же причине полностью исключено обсуждение проблем рентгеновских квантовых генераторов.

Еще раз подчеркнем, что применение плазменного (рекомбинационного) принципа, по-видимому, наиболее перспективно в двух направлениях: а) на пути создания мощного, высокоэнергетического лазера, б) при переходе в коротковолновый (ВУФ и рентгеновский) диапазон. Как раз эти два направления лазерной физики вызывают сейчас наибольшую заинтересованность, но эксперименты, как правило, все еще ведутся исходя из теоретических концепций не плазменного, а газового лазера. На наш взгляд, переход экспериментаторов на позиции рекомбинационной идеологии во многом ускорил бы решение этих задач.

Теория же плазменных лазеров в настоящее время существенно тормозится отсутствием сведений о сечениях элементарных актов. Даже для столкновений электронов с возбужденными атомами простой электронной структуры (H, He, Li, Na) экспериментальные данные практически отсутствуют и неясно, насколько надежны теоретические расчеты. Еще хуже дело обстоит с характеристиками химических реакций, в которых участвуют возбужденные состояния атомов и молекул. Отсутствие этих сведений даже делает сейчас бессмысленными попытки продвижения теории плазменных лазеров в ряде вопросов. Поэтому, на наш взгляд, следует форсировать не только запуск мощных дазеров и генераторов коротковолнового диапазона, но и эксперименты по систематическому изучению скоростей элементарных актов.

Физический институт им. П. Н. Лебедева

AH CCCP Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. Р. Ј. Berger, D. S. Smith, Appl. Phys. Lett. 21, 167 (1972). 2. Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин, ЖЭТФ 45, 1445 (1963).

- 2. Газовые дазеры, М., «Мир», 1968. 4. Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин, ДАН СССР 160, 1296 (1965). 5. Л. И. Гудзенко, А. Т. Матачун, Л. А. Шелепин, ЖТФ 37, 833 (1967).
- 6. Б. Ф. Гордиец, Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин, ЖТФ 36, 1622 (1966).
- 7. Л. И. Гудзенко, С. С. Филиппов, Л. А. Шелепин, ЖЭТФ 51, 1115
- (1966). 8. Б. Ф. Гордиец, Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин, Ж. ПМТФ, № 5,
- 9. Б. Ф. Гордиец, Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин, ЖЭТФ 55, 942

- 9. Б. Ф. Гордисц, л. н. гудзенко, с. н. п. слониц, меттер, (1968).
   10. Ю. К. Земцов, Канд. диссертация (НИИЯФ МГУ, 1971).
   11. Б. Ф. Гордисц, И. А. Дымова, Л. А. Шелепин, ЖПС 14, 205 (1971).
   12. Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко, ЖЭТФ 59, 1863 (1970).
   13. Л. И. Гудзенко, В. В. Евстигнеев, Ю. И. Сыцько, С. С. Филиппов, С. И. Яковленко, Препринт ИПМ АН СССР № 63, Москва, 1971; Опт. и спектр. 37 (1974).

- 14. Л. И. Гудзенко, Ю. К. Земцов, С. И. Яковленко, сборник «III всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы» (Москва, 21-25 июня 1971). Краткое содержание докладов, М., Изд-во Московск. ун-та, 1971, стр. 256.
- 15. Л. И. Гудзенко, Ю. К. Земцов, С. И. Яковленко, Письма ЖЭТФ 12, 244 (1970).
- 16. Л. И. Гудзенко, В. В. Евстигнеев, С. С. Филиппов, С. И. Яков-ленко, Препринт ИПМ АН СССР № 36, Москва, 1973; ТВТ 964 12 (1974).

- 17. С. И. Яковленко, Препринт ИАЭ № 2074, Москва, 1972, 18. Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко, ДАН СССР 207, 1085 (1972). 19. а) Л. И. Гудзенко, М. В. Незлин, С. И. Яковленко, ЖТФ 43, 1931 (1973); б) Л. И. Гудзенко, Ю. И. Сыцько, С. И. Яковленко, МТФ 43, 1931 (1973); б) Л. И. Гудзенко, Ю. И. Сыцько, С. И. Яковленко, Преп-ринт ФИАН СССР № 70, Москва, 1973.
- 20. Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 7, 3 (1974). 21. А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, Газовые лазеры, М., Атомиздат, 1971;

- А. Б. Елецкий, Б. М. СМИРНОВ, Газовые лазеры, М., Атомиздат, 1971;
   Е. Л. Латуш, М. Ф. Сэм, ЖЭТФ 64, 2017 (1973).
   а) J. B. Gerardo, A. W. Johnson, сборник «Conference on Laser Ingeneering and Applications» (New York, 1973), Digest of Papers, p. 29; 6) P. W. Hoff, J. C. Swingl, Ch. K. Phodes, Appl. Phys. Lett. 23, 245 (1973).
   a) J. B. Gerardo, A. W. Johnson, J. Appl. Phys. 44, 4120 (1973); 6) W. M. Hughes, J. Shannon, A. Kolb, E. Ault, M. Bhaumik, Appl. Phys. Lett. 23, 385 (1973).
   H. A. Kochler, L. J. Forderber, D. L. Badhaad, P. J. Fhart, Phys.
- 25. H. A. Koehler, L. J. Ferderber, D. L. Redhead, P. J. Ebert, Phys. Rev. A9, 768 (1974).
- 26. Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, И. Т. Якубов, УФН 107, 353 (1972).
- 27. Атомные и молекулярные процессы, под ред. Д. Бейтса, М., «Мир», 1964.
- 28. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., «Наука», 1966.
- 29. Б. М. Смирнов, Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме, М., Атомиздат, 1968.
- 30. В. С. Воробьев, ЖЭТФ 51, 327 (1966).
- 31. Л. И. Гудзенко, В. В. Евстигнеев, С. И. Яковленко, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 9, 23 (1973).
- 32. С. И. Яковленко, Канд. диссертация (МГУ, 1973).
- 33. В. М. Гольдфарб, Е. В. Ильина, И. Е. Костырева, Г. А. Лукь янов, В. А. Силантьев, Опт. и спектр. 20, 1085 (1966). 34. К. Восказten, Т. Lundholm, O. d'Andrade, J. Opt. Soc. Am. 56,
- 1260 (1966).
- 35. Л. И. Гудзенко, С. И. Яковленко, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 7, 3 (1970). 36. Е. Л. Латуш, В. С. Михалевский, М. Ф. Сэм, Опт. и сцектр 34, 214
- (1973).
- 37. Е. Л. Латуш, М. Ф. Сэм, Квант. электрон., вып. 3 (15), 66 (1973). 38. Б. М. Смирнов, О. Б. Фирсов, Письма ЖЭТФ 2, 478 (1965). 39. Р. М. Ріхton, G. R. Fowles, Phys. Lett. A29, 654 (1969).

- 40. В. Н. Кондратьев, Константы скоростей газофазных реакций, М., «Наука»,
- 1971, стр. 27. 41. Л. И. Гудзенко, С. С. Филиппов, С. И. Яковленко, Препринт ФИАН СССР № 156, Москва, 1968; ЖПС 13, 357 (1970).
- 42. С. В. Антипов, М. В. Незлин, Е. Н. Снежкин, А. С. Трубников, ЖЭТФ 65 (1973).
- 43. Л. И. Гудзенко, Ю. К. Земцов, С. И. Яковленко, Кр. сообщ. физ. (ФИАН (СССР), № 12, 3 (1971).
  44. S. Kobagoshi, T. Orama, K. Kawamioka, M. Kougama, IEEE J. Quantum Electron. QE-2, 699 (1966); Р. К. Леонов, Е. Д. Проценко, Ю. М. Сапунов, Опт. испектр. 21, 243 (1966).
  45. О. Д. Я. Лукко, Ю. П. Корневой, В. И. Пукашенко, ibid. 24, 33.
- Н. П. Гадецкий, И. И. Магда, А. В. Сидельникова, ЖЭТФ 62. 1702 (1972). 47. А. А. Иванов, В. В. Параил, Т. К. Соболева, ЖЭТФ 63, 1678 (1972). 48. К. Тhom, R. Schneider, AIAA J. 10, 400 (1972) (см. перевод: Ракетн. техн. и космонавтика 10 (4), 42 (1972)).

- 49. Н. М. Кузнецов, Ю. П. Райзер, Ж. ПМТФ, № 4, 10 (1965).
  50. Л. И. Гудзенко, Ю. И. Сыцько, С. С. Филиппов, С. И. Яковлен-ко, Препринт ИПМ АН СССР № 37, Москва, 1973; Ж. ПМТФ, № 5, 3 (1973).

484

- 51. Е. Л. Ступицкий, Г. И. Козлов, Препринт ИПМ АН СССР № 13, Москва, 1972.

- 1972.
   S. W. Bowen, C. Park, AIAA J. 9, 493 (1971) (см. перевод: Ракетн. техн. и космонавтика 9 (3), 183 (1971)).
   S. W. Bowen, C. Park, ibid. 10, 522 (1972) (см. перевод, как в <sup>48</sup>, р. 204).
   B. М. Гольдфарб, Е. В. Ильина, И. Е. Костыгова, Г. А. Лукьянов, Опт. и спектр. 27, 204 (1969).
   V. M. Goldfarb, E. V. Ilyina, G. A. Lukyanov, V. V. Sachin, цит. р. 436 сболуции.
- в 436 сборник, р. 16.
- 56. P. Hoffmann, W. L. Bohn, Zs. Naturforsch. **B27a**, 878 (1972). 57. F. G. Houtermants, Helv. Phys. Acta 33, 933 (1960).
- 58. Л. И. Гудзенко, И. С. Лакоба, С. И. Яковленко, Квант. электрон, 1, 1273 (1974).
- 59. В. Л. Борович, В. С. Зуев, ЖЭТФ 58, 1794 (1970).
  60. Л. И. Гудзенко, И. С. Лакоба, С. И. Яковленко, Преприят ФИАН СССР № 1, Москва, 1974.
  61. А. А. Беляева, Р. Б. Лушин, Е. В. Никифоров, Ю. Б. Предче-токовий. И. Шорбо, ПАЦ СССВ 408, 4447 (1974).

- он. а. а. веляева, г. в. Лушин, Е. В. Никифоров, Ю. Б. Предчетенский, Л. Д. Щерба, ДАН СССР 198, 1117 (1971).
  62. М. М. Кртчан, В. Т. Платоненко, Письма ЖЭТФ 17, 28 (1973).
  63. R. J. Сагьопе, М. М. Litvak, Solid State Res. Lincoln. Lab. Mass. Inst. Tecn. № 2, 21 (1964); № 4, 21 (1965); С. V. Неег, Phys. Lett. A31, 160 (1970).
  64. A. W. Johnson, J. B. Gerardo, цит. в<sup>436</sup> сборник, р. 164.
  65. О. J. Bragly, М. Н. R. Hutchinson, Н. Kostser, Opt. Comm. 7, 187 (1973).
  66. Е. V. Сагодо С. К. Вьс. С. К. Вьс. С. К. Вьс. С. К. В. С. С. К. Вьс. С. К
- 66. Е. V. Geroge, C. K. Rhodes, Appl. Phys. Lett. 23, 139 (1973). 67. С. B. Collins, A. J. Currington, R. W. Johnson, сборник «11th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases. Contributed Papers, Prague, 1973, 1.3.2.