

621,378,33

ЭКСИМЕРНЫЕ ЛАЗЕРЫ

А. В. Елецкий

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	279
1. Термы эксимерных молекул	281
2. Механизмы возбуждения эксимерных лазеров	284
а) Возбуждение эксимерного лазера электронным пучком. Параметры элементарных процессов (285). 1) Баланс энергии электронов (288); 2) Баланс заряженных частиц (290); 3) Оптимальные параметры лазера (292). б) Возбуждение эксимерного лазера импульсным разрядом. Особенности механизма возбуждения (298).	
3. Конкретные системы	300
а) Лазер на Xe_2 (301). б) Лазеры на Kr_2 и Ar_2 (304). в) Лазеры на ArO , KrO и XeO (305). г) Лазеры на XeF , ArF , KrF (305). д) Лазеры на XeBr , XeCl , KrCl , ArCl , NeF (309).	
Закключение	340
Цитированная литература	313

ВВЕДЕНИЕ

Класс импульсных газовых лазеров, объединенных названием «эксимерные», возник сравнительно недавно. Первые публикации на эту тему относятся к 1970 г., а свыше 90% опубликованных работ, посвященных эксимерным лазерам, приходится на 1975—1977 гг. Лазеры этого класса работают на переходах между двумя термами молекулы, нижний из которых является отталкивательным и составлен обычно из атомов в основном состоянии. Верхний терм лазерного перехода имеет потенциальный минимум. Такие молекулы, существующие только в возбужденном состоянии, носят название эксимерных, отсюда и название лазеров данного класса. При благоприятном взаимном расположении верхнего и нижнего термов (рис. 1) возможно образование инверсной населенности на электронных переходах молекул-эксимеров.

Впервые описанный механизм создания инверсной населенности был реализован Н. Г. Басовым и сотрудниками^{1,2} в жидком ксеноне, на переходах между возбужденным, метастабильным и основным, отталкивательным термом молекулы Xe_2 . В дальнейшем генерация на молекулярном ксеноне была осуществлена в плотном газе при давлении в десятки атмосфер³. Интерес к эксимерным лазерам резко возрос с 1975 г., когда,

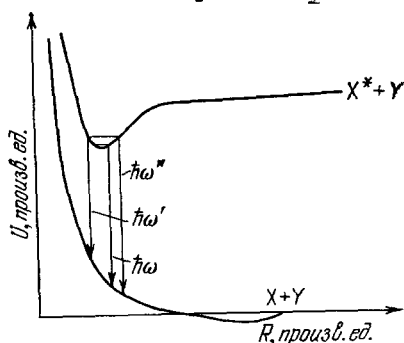


Рис. 1. Характерные термы эксимерной молекулы, благоприятные для работы эксимерного лазера.

с одной стороны, в работах Веласко и Сетсера ⁴ было показано, что возбужденные эксимерные молекулы моногалогенидов инертных газов могут интенсивно образовываться при тушении метастабилей инертного газа галогидосодержащими молекулами, а с другой стороны, были созданы первые мощные эксимерные лазеры ⁵ с выходной энергией до 5 дж и к. п. д. преобразования вложенной энергии 2—3% *). В настоящее время опубликованы сообщения о создании эксимерных лазеров с энергией излучения около 100 дж за 50 нсек⁶, работающих на длинах волн 2484 или 1933 Å при к. п. д. преобразования вложенной энергии свыше 3%. Рекордное значение к. п. д. достигнуто на эксимерном лазере, имеющем меньшее значение энергии излучения, и составляет 23% ⁷.

Столь высокие выходные параметры эксимерных лазеров объясняются удачным сочетанием в них целого ряда физических факторов, благоприятствующих, с одной стороны, эффективному преобразованию вводимой энергии в энергию возбужденных эксимерных лазеров, а с другой стороны, эффективному использованию этих молекул при формировании лазерного излучения. Среди этих факторов следует выделить в первую очередь своеобразный механизм введения энергии возбуждения в активную среду. Именно, в лазерах этого класса, возбуждаемых электронным пучком, значительная часть вводимой в плотный газ энергии идет на образование свободных электронов. Последующая нейтрализация электронов происходит в результате их диссоциативной рекомбинации с образующимися в газе молекулярными ионами, что приводит к образованию атомов в одном или немногих возбужденных состояниях. Число указанных атомов близко к числу первоначально образовавшихся электронов. Энергия этих атомов используется в дальнейшем для образования возбужденных эксимерных молекул. Можно ожидать, что описанный способ образования возбужденных атомов в больших количествах окажется перспективным и для создания новых лазерных систем. Впервые механизм накачки ультрафиолетовых лазеров, основанный на диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов, обсуждался Ефременковой и Смирновым ⁸.

Другой благоприятный фактор, определяющий высокие выходные параметры эксимерных лазеров, связан с характером термов эксимерных молекул (см. рис. 1). Именно, отталкивательный характер нижнего терма обуславливает его эффективное опустошение и отсутствие поглощения лазерного излучения активной средой, а расположение нижнего терма вблизи основного электронного состояния приводит к весьма высоким (свыше 0,9) значениям квантового к. п. д. лазеров, определяемого как отношение энергии лазерного кванта к энергии верхнего лазерного уровня.

Приведенные выше параметры эксимерных лазеров ставят их вне конкуренции среди лазеров видимого и ультрафиолетового диапазона с точки зрения перспективы применений в нелинейной оптике, фотохимии, в качестве источника накачки перестраиваемых жидкостных лазеров, а возможно, и в экспериментах по лазерному нагреву. Отличительными чертами эксимерных лазеров являются коротковолновый диапазон их излучения (длина волны 1700—5600 Å), а также широкая линия усиления активной среды, допускающая перестройку длины волны генерации в пределах нескольких процентов. Поскольку коэффициент усиления лазера пропорционален величине $\lambda^2/\Delta\omega$ (λ — длина волны перехода, $\Delta\omega$ — ширина линии спонтанного излучения), указанные выше обстоятельства

*) В данном случае величина к. п. д., определяемая как отношение энергии лазерного излучения к энергии, введенной в активную среду, характеризует эффективность преобразования энергии, вводимой в активную среду, и не имеет прямого отношения к энергетическим параметрам лазерной установки в целом.

объясняют те трудности, которые возникают при достижении в активной среде эксимерного лазера уровня усиления, достаточного для осуществления генерации. В силу тех же обстоятельств генерация в эксимерных лазерах наблюдается только при достаточно высоких плотностях возбужденных молекул, т. е. при введении в активную среду значительной энергии за весьма короткое время (порядка 10^{-7} сек и ниже). Соответствующие способы введения энергии, а также удобные ее источники были разработаны сравнительно недавно, что и объясняет столь «запоздалое» развитие эксимерных лазеров по сравнению с лазерами других типов. В данном обзоре обсуждаются процессы, происходящие в активной среде эксимерных лазеров. На основе этой информации оцениваются оптимальные параметры эксимерных лазеров. Проанализированы эксперименты с эксимерными лазерами и пути дальнейшего развития данного направления квантовой электроники. Обзор охватывает работы до середины 1977 г.

1. ТЕРМЫ ЭКСИМЕРНЫХ МОЛЕКУЛ

Возможность создания лазеров на переходах эксимерных молекул основана на специфическом расположении кривых потенциальной энергии основного и возбужденного состояний квазимолекулы, образующихся при сближении атомов. Следует отметить, что наши знания о потенциальных кривых квазимолекул довольно неопределенны, что связано, с одной стороны, с недостаточной изученностью спектров излучения таких молекул, а с другой стороны, с чрезвычайной трудностью измерения спектров их поглощения. Тем не менее, определенная информация такого рода, полученная как экспериментально, так и расчетным путем, имеется в литературе и постоянно пополняется. На рис. 2 представлены термы некоторых эксимерных молекул, используемых в качестве активных сред эксимерных лазеров. Хотя эти данные известны с некоторой погрешностью, они, однако, неплохо иллюстрируют принцип работы и возможности лазерных систем.

Наиболее надежные данные по параметрам нижнего терма эксимерной молекулы имеются для молекул — димеров, составленных из двух одинаковых атомов инертных газов. Достаточно полные данные такого рода имеются, например, в монографии ¹². В табл. 1 представлены заим-

Таблица I

Параметры потенциала взаимодействия двух одинаковых атомов инертных газов, вычисленные асимптотическим методом ¹²

Атомы	He — He	Ne — Ne	Ar — Ar	Kr — Kr	Xe — Xe
Равновесное, межъядерное расстояние, Å	2,5	2,7	3,0	3,4	3,7
Глубина потенциальной ямы притяжения, °K	10,3	29	130	150	180

ствованные из этой монографии результаты расчета указанных параметров асимптотическим методом ¹². Эти данные согласуются с многочисленными данными других авторов в пределах 10%. Как видно из таблицы, глубина потенциальной ямы для молекул инертных газов существенно меньше комнатной температуры, так что в лабораторных условиях указанные молекулы не образуются.

Наиболее наглядно связь между характером термов квазимолекулы и принципом создания инверсной заселенности в эксимерных лазерах

может быть прослежена в случае молекул, составленных из атомов галогена и инертного газа. Термы этих молекул имеют общие отличительные черты. Именно, при сближении атома инертного газа с атомом галогена,

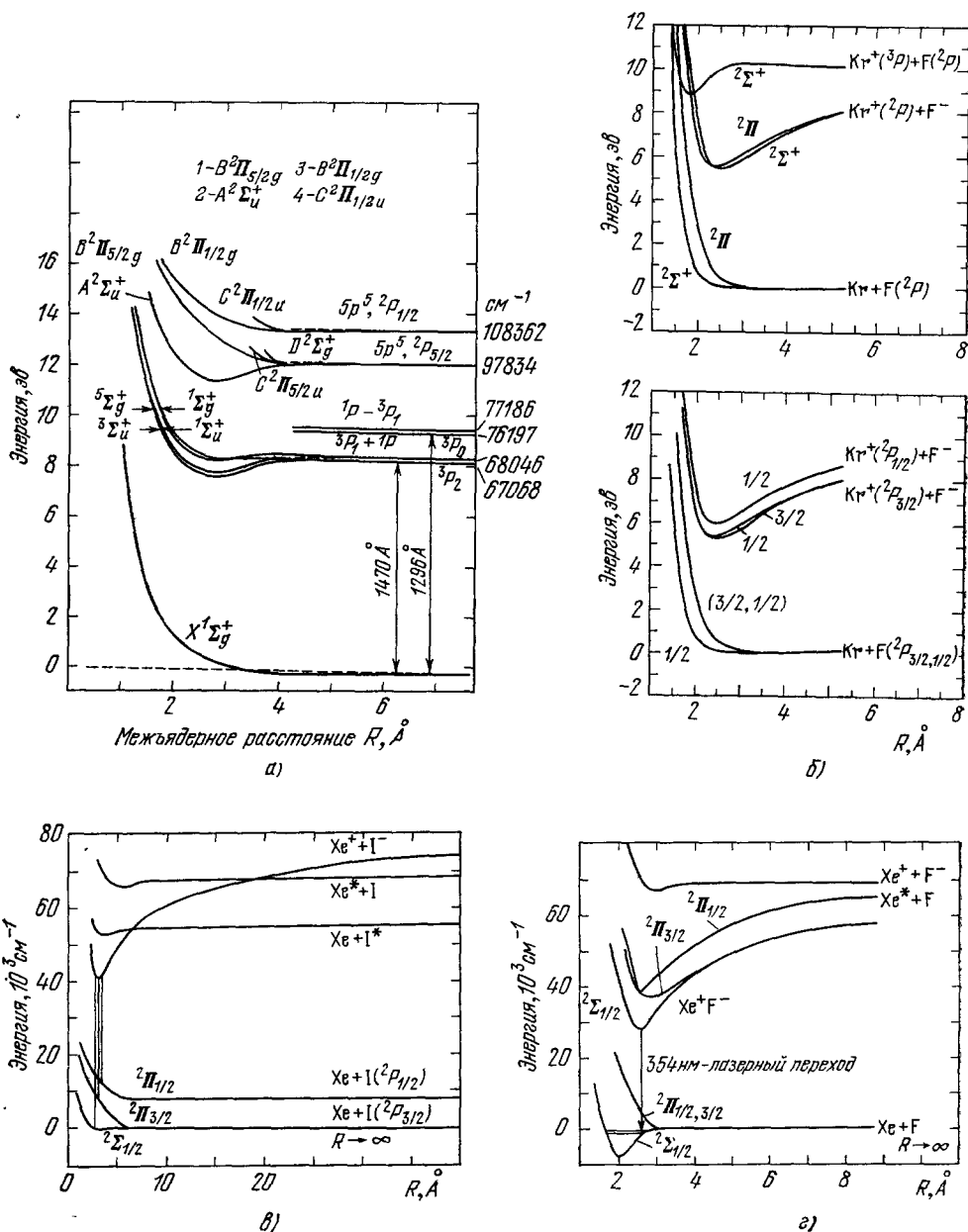


Рис. 2. Термы некоторых эксимерных молекул, рассчитанные разными авторами. а) Xe_2^+ ; б) KrF^{10} (верхний рисунок — расчет без учета спин-орбитального взаимодействия, нижний — с поправкой на спин-орбитальное взаимодействие); в) XeI^+ ; г) XeF^{11} .

находящимися в состоянии $^2P_{3/2}$, возможно образование двух квазимолекул, отличающихся проекцией момента электронов на соединяющую ядра ось. Это соответствует двум термам $^2\Pi_{3/2}$ и $^2\Sigma_{1/2}$, которые характеризуются слабой энергетической зависимостью при больших межъядерных расстоя-

ниях и сильным короткодействующим (обменным) отталкиванием на расстояниях, меньше или порядка размера атома. В случае, если атом галогена находится в состоянии тонкой структуры $^2P_{1/2}$, при сближении его с атомом инертного газа образуется терм $^2\Pi_{1/2}$, характерный вид которого существенно не отличается от термина $^2\Sigma_{1/2}$.

Вопрос о том, существуют ли связанные состояния рассматриваемых молекул в основном электронном состоянии, труден для выяснения, ибо глубина потенциальной ямы (если она существует) в этой ситуации может быть весьма мала. Во всяком случае, при комнатных температурах стабильных димеров подобного типа не наблюдалось, хотя на существование связанных состояний некоторых димеров указывают как теоретические оценки¹¹, так и спектральные наблюдения¹³⁻¹⁵. Согласно этим наблюдениям, связанные состояния существуют в случае молекул XeF^{13} (глубина ямы $\approx 770 \text{ см}^{-1}$), XeCl^{13} (глубина ямы $\approx 255 \text{ см}^{-1}$), а также KrF^{16} .

Верхний терм лазерных переходов соответствует возбужденной молекуле с ионным типом связи. Такая молекула образуется при сближении иона инертного газа и отрицательного иона галогена. На далеких расстояниях взаимодействие отвечает кулоновскому притяжению, которое при дальнейшем сближении сменяется обменным отталкиванием электронов и кулоновским отталкиванием ядер. В результате оказывается, что данный терм имеет довольно глубокую потенциальную яму, глубина которой U_0 связана с равновесным межъядерным расстоянием R_0 оценочным соотношением

$$U_0 \approx \frac{e^2}{R_0}. \quad (1)$$

Обычно величина равновесного межъядерного расстояния $R_0 \sim 5 \text{ а. е.}$, поэтому энергия связи возбужденной молекулы лежит на 4–6 эв ниже, чем энергия электронов в отрицательном ионе галогена. Это означает, что минимальная энергия связанной молекулы оказывается ниже, чем энергия системы атомов $\text{R}^* + \text{X}$ и $\text{R} + \text{X}^*$ (X , R — атом галогена и инертного газа, звездочка означает возбужденный атом). В силу указанных обстоятельств в системе инертный газ + галоген, где имеется достаточно большое количество возбужденных атомов, термодинамически выгодно образование возбужденных молекул с ионным типом связи. Эти молекулы могут высвечивать, переходя на нижний, отталкивательный (или связанный, но характеризующийся малой энергией связи) терм.

При умеренных температурах и давлениях плотность квазимолекул при межъядерных расстояниях, отвечающих минимуму верхнего в нормальном состоянии, относительно невелика. Поэтому в довольно широком диапазоне изменения параметров активной среды и накачки может существовать инверсная заселенность между верхним и нижним термами.

Анализ термов возбужденных молекул, составленных из атомов инертного газа и галогена, облегчается благодаря существованию глубокой аналогии, связывающей молекулы подобного рода и молекулы, составленные из атомов щелочного металла и галогена. В самом деле, валентный s -электрон в возбужденном атоме инертного газа характеризуется величиной энергии связи, близкой к энергии связи валентного электрона в атоме щелочного металла, следующего в Периодической таблице за рассматриваемым атомом инертного газа. Поскольку основные характерные особенности волновой функции слабосвязанного электрона в возбужденном атоме определяются величиной его энергии связи¹², имеет место близкое совпадение различных параметров указанных пар молекул. Это

совпадение иллюстрируется в табл. II, где параметры молекул галогенидов щелочных металлов сравниваются с соответствующими параметрами, восстановленными для эксимерных молекул из спектроскопических измерений¹³. Среди этих параметров — энергия колебательного кванта $\hbar\omega_e$,

Таблица II

Сравнение параметров галогенидов щелочных металлов
и эксимерных молекул моногалогенидов инертных газов¹³ *)

Молекулы \ Параметры молекул	ω_e , см ⁻¹	$\omega_e x_e$, см ⁻¹	R_e , Å	D_e , см ⁻¹
KrF	310	1,21	2,27	44 670
⁸⁵ Rb ¹⁹ F	373	1,80	2,27	46 750
XeF	309	1,52	2,49	42 790
¹³³ Cs ¹⁹ F	353	1,62	2,35	45 660
XeCl	195	0,54	2,94	36 540
¹³³ Cs ³⁵ Cl	214	0,74	2,91	39 300
XeBr	120	0,23	2,96	34 700
¹³³ Cs ⁷⁹ Br	150	0,36	3,07	38 000
XeI	112	0,24	3,31	32 920
¹³³ Cs ¹²⁷ I	119	0,25	3,35	35 380

*) В опубликованной недавно работе⁸⁶ рассчитаны термы эксимера NeF, излучение которого на длине волны ~ 1080 Å имеет ширину ≈ 30 Å.

величина параметра ангармонизма $\omega_e x_e$, равновесное расстояние между ядрами R_e и глубина потенциальной ямы D_e для молекулы, составленной при сближении отрицательного иона галогена X^- и положительного иона инертного газа (щелочного металла). Как видно, основные параметры молекул отличаются не более чем на 10%.

2. МЕХАНИЗМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭКСИМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ

Как уже упоминалось, пороговые значения инверсии для эксимерных лазеров весьма велики, что связано, с одной стороны, с малой длиной волны, а с другой стороны, с большой шириной линии соответствующих переходов. В самом деле, выражение для коэффициента усиления в случае, когда в нижнем состоянии перехода молекулы отсутствуют, имеет вид *)

$$k = \frac{\lambda^2 a_{21}}{8\pi \Delta\nu} N_v, \quad (2)$$

где N_v — плотность молекул в верхнем состоянии, $\Delta\nu$ — ширина линии

*) Такая запись соответствует предельному случаю, когда ширина линии отдельного электронно-колебательно-вращательного перехода много больше температуры газа, так что имеет место полное перекрытие вращательной структуры переходов (подробнее см. ниже).

усиления, a_{21} — вероятность спонтанного излучения для перехода, λ — длина волны. Для эксимерных лазеров $a_{21} \sim 10^7 - 10^8 \text{ сек}^{-1}$, $\lambda \approx (2-3) \times 10^{-5} \text{ см}$, поэтому, задавшись пороговым значением усиления $k \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, получим оценку порогового значения плотности возбужденных молекул

$$N_v \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}. \quad (3)$$

Для создания подобной плотности возбужденных молекул необходимо обеспечить весьма высокое значение плотности энергии накачки $\xi_n \sim 10^{-2} \text{ Дж/см}^3$ за время порядка $10^{-8} - 10^{-7} \text{ сек}$. Столь высокая плотность энергии накачки может быть достигнута при пропускании через газ достаточно высокой плотности интенсивного пучка быстрых электронов или мощного импульсного разряда. При использовании двух указанных способов введения энергии в активную среду реализуются существенно различные механизмы создания инверсной заселенности, основанные на различных последовательностях элементарных процессов. Рассмотрим подробнее эти механизмы.

а) Возбуждение эксимерного лазера электронным пучком.

Параметры элементарных процессов

При возбуждении эксимерного лазера пучком быстрых электронов величина удельной энергии накачки, вводимой в активную среду лазера, пропорциональна давлению газа, поэтому пороговые условия в данном случае достигаются в результате простого увеличения давления. Так, в случае, если основной механизм потери энергии электронного пучка в газе связан с ионизацией атомов газа при прохождении в нем электронов, то величина удельной энергии ξ_n , вводимой в газ, дается выражением *)

$$\xi_n \approx \frac{\pi e^4 Z}{\epsilon} N N_{\pi} \ln \left(\frac{\epsilon}{I} \right) c_{\pi} \tau, \quad (4)$$

где N_{π} — плотность электронов в пучке, Z — атомный номер элемента, ϵ — энергия электронов в пучке, I — энергия связи электрона в атоме, c_{π} — скорость электрона в пучке, близкая к скорости света, τ — длительность импульса. При использовании релятивистского электронного пучка с энергией $\sim 1 \text{ Мэв}$, плотностью тока $j \sim 10^4 \text{ а/см}^2$ и длительностью импульса $\sim 10^{-8} \text{ сек}$, плотность энергии накачки $\sim 0,1 \text{ Дж/см}^3$ достигается при давлении криптона $\sim 1 \text{ атм}$. Источники пучков с указанными параметрами довольно широко распространены¹⁸ и их создание, по-видимому, не является сложной технической проблемой.

В случае, если активная среда заполнена в основном инертным газом с большим порядковым номером Z , то подавляющая часть энергии, теряемой пучком в газе, будет расходоваться на ионизацию атомов. В результате в газе образуется значительное количество свободных электронов, рекомбинация которых приводит к образованию возбужденных атомов и молекул. Ориентируясь на приведенные выше параметры активной среды, мы можем проанализировать следующую последовательность

*) Приведенное выражение дает правильный порядок величины; более точные данные, учитывающие процессы многократного рассеяния электронов, получаются в результате громоздких машинных расчетов и содержатся, например, в¹⁷.

элементарных процессов, происходящих в таком слабоионизованном газе:

$$\hat{e} + R \rightarrow \hat{e} + R^+ + e, \quad (5)$$

$$R^+ + 2R \rightarrow R_2^+ + R, \quad (6)$$

$$R_2^+ + e \rightarrow R + R^*, \quad (7)$$

$$R^+ + 2e \rightarrow R + e, \quad (8)$$

$$R^+ + X_2 \rightarrow RX^* + X, \quad (9)$$

$$R^* + X_2 \rightarrow R + 2X, \quad (9')$$

$$RX^* \rightarrow R + X + \hbar\omega, \quad (10)$$

$$R^* + 2R \rightarrow R_2^* + R, \quad (11)$$

$$\hbar\omega + RX^* \rightarrow R + X + 2\hbar\omega, \quad (12)$$

здесь R , X — атом инертного газа и галогена соответственно, звездочка отвечает электронно-возбужденному состоянию, \hat{e} — быстрый электрон пучка, e — тепловой электрон.

Как видно из механизма возбуждения лазера, важными стадиями в последовательности процессов, приводящих к созданию инверсной заселенности, являются процессы конверсии ионов (6) и диссоциативной рекомбинации (7). Эти процессы отвечают основным каналам преобразования энергии электрического поля в энергию электронно-возбужденных атомов и молекул только в специфических условиях, когда давление газа и энергии первичных электронов в газе достаточно высоки. При малых давлениях, с одной стороны, процесс конверсии (6) весьма медленный, так что на процесс диссоциативной рекомбинации (7) накладываются процессы рекомбинации через другие механизмы, при которых образуются атомы не в одном, а во многих электронно-возбужденных состояниях. Такой режим не благоприятен для создания инверсной заселенности. С другой стороны, при малых значениях энергии электронов доля энергии, расходуемой на ионизацию, уменьшается, что также снижает селективность механизма образования возбужденных атомов. В самом деле, если энергия налетающего электрона порядка энергии связи электрона в атоме, то при неупругом соударении электрона с атомом с примерно равными вероятностями могут образовываться атомы в различных возбужденных состояниях.

В табл. III приведены характеристики процессов, протекающих в активной среде эксимерных лазеров. Как видно, мы располагаем достаточно полной и надежной информацией о процессах, происходящих с участием заряженных частиц — электронов, атомных и молекулярных ионов. В то же время информация о механизмах и константах скорости образования и разрушения возбужденных эксимерных молекул довольно неполна и неопределенна. Это затрудняет последовательный расчет коэффициента усиления активной среды эксимерного лазера.

Проанализируем процессы, которые протекают в плазме, образованной в результате прохождения через газ мощного электронного пучка. Такой анализ позволит нам составить представление о каналах преобразования энергии, вводимой в газ. Сравним времена потери энергии электрона за счет упругих и неупругих электрон-атомных, а также межэлектронных соударений, имея в виду плазму инертного газа с параметрами $N_e \sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N \lesssim 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Характерное время потери энергии электрона при межэлектронном соударении

$$\tau_{ee} \sim \left(N_e \frac{e^4}{T_e^2} \Lambda \sqrt{\frac{T_e}{m}} \right)^{-1} \sim 10^{-11} - 10^{-10} \text{ сек} \quad (13)$$

Таблица III

Параметры процессов, протекающих в эксимерных лазерах
с электронным возбуждением *)
($T = 300^\circ \text{K}$)

	Процесс **)	Константа	Литера- тура
1	$\text{Ar}^+ + 2\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{Ar}$	$2,1 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{сек}$	19
2	$\text{Kr}^+ + 2\text{Kr} \rightarrow \text{Kr}_2^+ + \text{Kr}$	$2,4 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{сек}$	19
3	$\text{Xe}^+ + 2\text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^+ + \text{Xe}$	$2,7 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{сек}$	19
4	$\text{Ar}_2^+ + e \rightarrow \text{Ar}^* + \text{Ar}$	$5 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300^\circ}{T_e} \right)^{1/2} \text{ см}^3/\text{сек}$	19
5	$\text{Kr}_2^+ + e \rightarrow \text{Kr}^* + \text{Kr}$	$10^{-6} \left(\frac{300^\circ}{T_e} \right)^{1/2} \text{ см}^3/\text{сек}$	19
6	$\text{Xe}_2^+ + e \rightarrow \text{Xe}^* + \text{Xe}$	$2 \cdot 10^{-6} \left(\frac{300^\circ}{T_e} \right)^{1/2} \text{ см}^3/\text{сек}$	19
7	$\text{R}^+ + 2e \rightarrow \text{R} + e$	$10^{-19} N_e \left(\frac{300^\circ}{T_e} \right)^{9/2} \text{ см}^6/\text{сек}$	19
8	$\text{Ar} (^3P_2) + \text{NF}_2 \rightarrow \text{ArF}^+ + \text{NF}_2$	$10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4, 20
9	$\text{Kr} (^3P_2) + \text{F}_2 \rightarrow \text{KrF}^* + \text{F}$	$3,6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
10	$\text{Kr} (^3P_2) + \text{OF}_2 \rightarrow \text{KrF}^* + \text{OF}$	$2,7 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
11	$\text{Kr} (^3P_2) + \text{CF}_3\text{OF} \rightarrow \text{KrF}^* + \text{CF}_3\text{O}$	$1,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
12	$\text{Kr} (^3P_2) + \text{NF}_3 \rightarrow \text{KrF}^* + \text{NF}_2$	$3,2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
13	$\text{Kr} (^3P_2) + \text{N}_2\text{F}_4 \rightarrow \text{KrF}^* + \text{N}_2\text{F}_3$	$1,1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
14	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{F}_2 \rightarrow \text{XeF}^* + \text{F}$	$3,8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
15	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{OF}_2 \rightarrow \text{XeF}^* + \text{OF}$	$2,7 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
16	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{CF}_3\text{OF} \rightarrow \text{XeF}^* + \text{CF}_3\text{O}$	$1,3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
17	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{NF}_3 \rightarrow \text{XeF}^* + \text{NF}_2$	$5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{сек}$ $9 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{сек}$	4 20
18	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{Br}_2 \rightarrow \text{XeBr}^* + \text{Br}$	$4,6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$ $10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек}$	4 21
19	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{N}_2\text{F}_4 \rightarrow \text{XeF}^* + \text{N}_2\text{F}_3$	$1,2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
20	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{NOF} \rightarrow \text{XeF}^* + \text{NO}$	$1,7 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
21	$\text{Kr} (^3P_2) + \text{F}_2 \rightarrow \text{Kr} + 2\text{F}$	$3,6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
22	$\text{Kr} (^3P_2) + \text{OF}_2 \rightarrow \text{Kr} + \text{OF} + \text{F}$	$2,5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
23	$\text{Kr} (^3P_2) + \text{CF}_3\text{OF} \rightarrow \text{Kr} + \text{CF}_3\text{O} + \text{F}$	$2,6 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
24	$\text{Kr} (^3P_2) + \text{NF}_3 \rightarrow \text{Kr} + \text{F} + \text{NF}_2$	$5,6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
25	$\text{Kr} (^3P_2) + \text{N}_2\text{F}_4 \rightarrow \text{N}_2\text{F}_3 + \text{F} + \text{Kr}$	$2,2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
26	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{F}_2 \rightarrow \text{Xe} + 2\text{F}$	$3,8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
27	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{OF}_2 \rightarrow \text{Xe} + \text{OF} + \text{F}$	$2,9 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
28	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{CF}_3\text{OF} \rightarrow \text{Xe} + \text{CF}_3\text{O} + \text{F}$	$3,3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
29	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{NF}_3 \rightarrow \text{Xe} + \text{NF}_2 + \text{F}$	$4,3 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
30	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{N}_2\text{F}_4 \rightarrow \text{Xe} + \text{F} + \text{N}_2\text{F}_3$	$1,9 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
31	$\text{Xe} (^3P_2) + \text{NOF} \rightarrow \text{Xe} + \text{NO} + \text{F}$	$2,2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
32	$\text{XeBr}^* + \text{Br}_2 \rightarrow \text{Xe} + 3\text{Br}$	$8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	22
33	$\text{XeF}^* + \text{NF}_3 \rightarrow \text{Xe} + 2\text{F} + \text{NF}_2$	$10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек}$	21
34	$\text{Xe} (^3P_2) + 2\text{Xe} \rightarrow \text{Xe}_2^* + \text{Xe}$	$5 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{сек}$	21, 23
35	$\text{Ar} (^3P_2) + 2\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^* + \text{Ar}$	$1,1 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{сек}$ $2,8 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6/\text{сек}$	24 25

Продолжение табл. III

	Процесс **)	Константа	Литература
36	$\text{Xe } ({}^3P_{1,2}) + \text{Xe} + \text{He} \rightarrow \text{Xe}_2^* ({}^1, {}^3\Sigma_u^+) + \text{He}$	$1,4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{сек}$	23
37	$\text{Xe } ({}^3P_{1,2}) + \text{Xe} + \text{Ar} \rightarrow \text{Xe}_2^* ({}^1, {}^3\Sigma_u^+) + \text{Ar}$	$2,3 \cdot 10^{-32} \text{ см}^6/\text{сек}$	23
38	$\text{Ar } ({}^3P_2) + \text{Xe} \rightarrow \text{Ar} + \text{Xe}^*$	$1,8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
39	$\text{Ar } ({}^3P_0) + \text{Xe} \rightarrow \text{Ar} + \text{Xe}^*$	$3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$	4
40	$\text{Xe}_2^* ({}^1\Sigma_u^+) \rightarrow 2\text{Xe} + \hbar\omega$	5 нсек 5,5 нсек 2 нсек	26, 27 25 85
41	$\text{Xe}_2^* ({}^3\Sigma_u^+) \rightarrow 2\text{Xe} + \hbar\omega$	40 нсек 100 нсек 96,5 нсек 60 нсек	26, 27 28 25 85
42	$\text{Ar}_2^* ({}^1\Sigma_u^+) \rightarrow 2\text{Ar} + \hbar\omega$	3,2 нсек	25
43	$\text{Ar}_2^* ({}^3\Sigma_u^+) \rightarrow 2\text{Ar} + \hbar\omega$	4,2 нсек	25
44	$\text{ArF}^* \rightarrow \text{Ar} + \text{F} + \hbar\omega$	10 нсек	29
45	$\text{KrF}^* \rightarrow \text{Kr} + \text{F} + \hbar\omega$	$10 \div 20 \text{ нсек}$	30
46	$\text{XeF}^* \rightarrow \text{Xe} + \text{F} + \hbar\omega$	125 нсек 50 нсек	21 31
47	$\text{XeBr}^* \rightarrow \text{Xe} + \text{Br} + \hbar\omega$	17,5 нсек	21
48	$\text{ArF}^* + 2\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2\text{F}^* + \text{Ar}$	$4 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{сек}$	88

*) Из многочисленных данных по коэффициентам конверсии и диссоциативной рекомбинации, представленных в литературе (см, например, 1⁹), мы выбрали те, которые согласуются с теоретическими представлениями о значениях этих величин.

**) Для процессов тушения метастабильных атомов и эксимерных молекул при соударениях с молекулами примесей (21) — (33) конечные состояния тушащих молекул не отождествлялись и обозначены в таблице, исходя из общих соображений.

($T_e = 1-2 \text{ эв}$ — температура электронов (см. ниже), Λ — кулоновский логарифм) много меньше времени, соответствующему упругим электронным соударениям

$$\tau_{\text{упр}} \sim \left(\frac{2m}{M} N k_{\text{упр}} \right)^{-1} \sim 10^8 \text{ сек} \quad (14)$$

($k_{\text{упр}}$ — константа упругого электрон-атомного соударения). В силу этого в плазме за время $\lesssim 10^{-10} \text{ сек}$ устанавливается максвелловское распределение электронов по энергиям, характеризуемое электронной температурой T_e . Квазистационарная величина этого параметра устанавливается в результате протекания процессов обмена энергией плазменных электронов с электронами пучка и атомами газа ³². Для оценки квазистационарного значения электронной температуры рассмотрим баланс энергии электронов в плазме, образованной пучком быстрых электронов.

1) Баланс энергии электронов. В результате протекания неупругих процессов ионизации и возбуждения атомов газа первичными и вторичными электронами пучка образуются медленные электроны с энергией, меньшей первого потенциала возбуждения I резонансного состояния атома. Эти электроны характеризуются приблизительно равномерным распределением по энергиям, так что средняя энергия образующихся электронов равна $I/2$. Отсюда получаем выражение для интенсивности изменения температуры электронов в результате их образования:

$$\left(\frac{\partial T_e}{\partial t} \right)_{\text{обр}} = \left(\frac{I}{3} - T_e \right) \frac{Q_e}{N_e}, \quad (15)$$

где Q_e — объемная скорость образования электронов в результате прохождения электронного пучка.

В силу зависимости сечения диссоциативной рекомбинации от энергии электрона процесс диссоциативной рекомбинации приводит к изменению средней энергии электронов, что равносильно их нагреву. В самом деле, скорость изменения средней энергии электронов в результате их диссоциативной рекомбинации может быть вычислена

исходя из формулы:

$$\left(\frac{\partial T_e}{\partial t}\right)_{\text{д.р}} = N_m \int_0^{\infty} \sigma_{\text{д.р}}(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} f(\varepsilon) \left(\frac{2}{3}\varepsilon - T_e\right) d\varepsilon, \quad (16)$$

где $\sigma_{\text{д.р}}$ — сечение диссоциативной рекомбинации молекулярного иона и электрона, имеющего энергию ε ; $f(\varepsilon)$ — максвелловская функция распределения электронов по энергиям, N_m — плотность молекулярных ионов. Представляя сечение диссоциативной рекомбинации $\sigma_{\text{д.р}}$ в виде формулы Брейта — Вигнера^{19, 33}

$$\sigma_{\text{д.р}} = \frac{\pi \hbar^2}{2\varepsilon m} \frac{\Gamma_{a0}\Gamma}{(\varepsilon - \varepsilon_a)^2 + (\Gamma^2/4)} \quad (17)$$

(Γ — ширина автоионизационного уровня, через который происходит процесс диссоциативной рекомбинации, ε — энергия этого уровня, отсчитанная от основного состояния молекулярного иона, Γ_{a0} — неупругая часть ширины автоионизационного уровня, отвечающая переходу атома из автоионизационного состояния в связанное). При интегрировании (16) мы должны ввести те упрощения, которые приводят к наблюдаемой на эксперименте температурной зависимости коэффициента диссоциативной рекомбинации $\alpha_{\text{д.р}}$. Именно, наблюдаемая на эксперименте зависимость $\alpha_{\text{д.р}}(T_e) \sim T_e^{-1/2}$ получается при использовании для $\sigma_{\text{д.р}}$ формулы Брейта — Вигнера в предположении $T_e \ll \varepsilon_a$, так что интеграл в выражении для $\langle \sigma_{\text{д.р}} v \rangle$ сходится при малых энергиях электрона, за счет резкой функции $f(\varepsilon)$. Вычислим интеграл (16), пользуясь тем же предположением:

$$\left(\frac{\partial T_e}{\partial t}\right)_{\text{д.р}} = \frac{2}{3} N_m C_1 \sqrt{\frac{2T_e}{m\pi}}, \quad (18)$$

где N_m — плотность молекулярных ионов, C_1 — коэффициент пропорциональности, значение которого зависит от сорта молекулярного иона. Эти значения, восстановленные нами из измерений коэффициента диссоциативной рекомбинации^{19, 33}, приведены в табл. IV. Сравнивая полученное выражение (18) с выражением (15) для скорости

Т а б л и ц а I V
Коэффициент пропорциональности в формуле (18),
вычисленный для молекулярных ионов
различных инертных газов

Газ	Ar	Kr	Xe
$C_1, 10^{-15} \text{ эв} \cdot \text{см}^2$	1	1,5	4

нагрева электронов за счет их образования, получаем, что в квазистационарных условиях, отвечающих соотношениям

$$Q_e = \alpha_{\text{д.р}} N_e^2, \quad N_e \approx N_m, \quad (19)$$

эти скорости имеют близкий порядок величины.

Основной механизм потери энергии электронов связан с неупругими электрон-атомными соударениями. Интенсивность этого процесса

$$\left(\frac{\partial T_e}{\partial t}\right)_{\text{неупр}} = \sum_n -\Delta E_{0n} k_{\text{неупр}}^n(T_e) N \quad (20)$$

оценим, аппроксимируя припороговую энергетическую зависимость сечения возбуждения резонансного состояния атома полуэмпирической формулой³⁴

$$\sigma_{0n}(x) = \frac{2\pi f_{0n}}{(\Delta E_{0n})^2} \frac{\ln[x - 0,9(x-1)]}{x - 0,7} \quad (21)$$

($x = \varepsilon/\Delta E$ — энергия электрона в пороговых единицах, ΔE — энергия возбуждения атома, f_{0n} — сила осциллятора соответствующего перехода, N — плотность атомов

инертного газа,

$$k_{\text{неупр}}(T_e) = \int_{\Delta E_{0n}}^{\infty} f(\varepsilon, T_e) \sigma_{0n} \left(\frac{\varepsilon}{\Delta E_{0n}} \right) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon,$$

$f(\varepsilon, T_e)$ — максвелловская функция распределения электронов по энергиям).

Интенсивность охлаждения электронного газа за счет упругих электрон-атомных соударений дается соотношением

$$\left(\frac{\partial T_e}{\partial t} \right)_{\text{упр}} = -T_e \frac{2m}{M} N k_{\text{упр}}. \quad (22)$$

При длительности импульса электронного возбуждения, превышающей характерные времена нагрева и охлаждения электронного газа, оцененные выше, в плазме устанавливается квазистационарный режим, отвечающий определенному значению температуры электронов T_e . Это значение определяется из стационарного уравнения баланса энергии для электронов, которое с учетом рассматриваемых выше процессов (15) — (22) имеет вид

$$\left(\frac{\partial T_e}{\partial t} \right)_{\text{обр}} + \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} \right)_{\text{д.р.}} = - \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} \right)_{\text{неупр}} - \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} \right)_{\text{упр}}. \quad (23)$$

Поскольку в рассматриваемых условиях температура электронов T_e много меньше пороговой энергии возбуждения атомов ΔE_{0n} , первое слагаемое в правой части (23) уравнения весьма резко зависит от T_e . Поэтому соотношение (23), рассматриваемое как уравнение относительно T_e , может быть решено с достаточно высокой точностью, несмотря на приближенный характер информации о входящих в это уравнение константах элементарных процессов.

В квазистационарных условиях (19) левая часть уравнения (23) оказывается пропорциональной плотности электронов, а правая — плотности инертного газа. Поэтому квазистационарное значение температуры электронов T_e для инертного газа данного сорта определяется величиной квазистационарной степени ионизации N_e/N . Результаты соответствующих расчетов T_e для различных значений степени ионизации представлены в табл. V³⁵.

Таблица V
Квазистационарные значения температуры электронов T_e ,
вычисленные на основании уравнения (23)

Газ N_e/N	Газ			Газ N_e/N	Газ		
	Ar	Kr	Xe		Ar	Kr	Xe
10^{-6}	1,15	1,25	1,05	10^{-4}	2,05	2,0	1,7
10^{-5}	1,61	1,65	1,4	10^{-3}	2,5	2,4	2,0

Как видно из таблицы, в широком диапазоне изменения параметров плазмы температура электронов практически слабо зависит от этих параметров и составляет значения около 1—2 эв. Отметим обнаруженный в результате данного расчета факт пренебрежимо малого влияния упругих электрон-атомных соударений на баланс энергии электронов. Выполненный расчет относится к случаю, когда длительность импульса возбуждения достаточно велика по сравнению с характерным временем установления квазистационарного баланса энергии. В противном случае уравнение (23) не будет содержать первого слагаемого в левой части. Однако в силу резкой температурной зависимости слагаемого, ответственного за неупругие потери энергии электрона, это приводит лишь к небольшому, в пределах 10—15%, снижению электронной температуры по сравнению с данными, приведенными в табл. V.

2) Б а л а н с з а р я ж е н н ы х ч а с т и ц. Проанализируем характер протекания процессов, приводящих к образованию возбужденных атомов инертных газов в результате диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов. Временной ход этих процессов дается решением системы уравнений баланса для электронов, атомных

и молекулярных ионов, имеющей такой вид:

$$\frac{dN_e}{dt} = Q_e - \alpha_{д.р} N_e N_m, \quad (24)$$

$$\frac{dN_m}{dt} = N_a N^2 k_c - \alpha_{д.р} N_e N_m, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} N_e &= N_m + N_a, \\ N_e(0) &= N_m(0) = N_a(0) = 0, \end{aligned} \quad (26)$$

где N_m , N_a — плотность молекулярных и атомных ионов инертных газов соответственно. Легко находим решение

$$N_a = \frac{Q_e}{N^2 k_c} (1 - e^{-N^2 k_c t}), \quad (27)$$

справедливое в случае стационарного возбуждения ($Q_e = \text{const}$). Общее аналитическое решение системы (24) — (26) найти затруднительно. Однако, как показывает анализ системы (24) — (26), ее решение выходит на стационарное за времена, большие характерных времен конверсии $\tau_c \sim (N^2 k_c)^{-1} \sim 10^{-9}$ сек и диссоциативной рекомбинации $(\alpha_{д.р} Q_e)^{-1/2} \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ сек. Длительность импульса возбуждения в практических системах обычно превышает указанные значения⁶, поэтому для возбуждения лазера существенно квазистационарное решение этой системы, имеющее вид

$$N_e = \frac{Q_e}{2N^2 k_c} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4N^4 k_c^2}{\alpha_{д.р} Q_e}} \right). \quad (28)$$

Как видно, характер временного поведения плотности электронов в существенной степени определяется величиной безразмерного параметра $4N^2 k_c^2 / Q_e \alpha_{д.р}$, который в свою очередь зависит от интенсивности накачки Q_e . При большой интенсивности возбуждения

$$Q_e \gg \frac{4N^4 k_c^2}{\alpha_{д.р}} \quad (29)$$

лимитирующим процессом, определяющим скорость образования метастабилей инертного газа, является конверсия атомных ионов в молекулярные. В этом случае

$$N_e \approx \frac{Q_e}{N^2 k_c} + \frac{N^2 k_c}{\alpha_{д.р}} \approx \frac{Q_e}{N^2 k_c}, \quad (30)$$

$$N_m = N_e - N_a \approx \frac{N^2 k_c}{\alpha_{д.р}}, \quad (31)$$

так что объемная скорость образования метастабильных атомов инертного газа равна $\alpha_{д.р} N_e N_m \approx Q_e$.

В противоположном предельном случае «медленного» возбуждения, отвечающем условию

$$Q_e \ll \frac{4N^4 k_c^2}{\alpha_{д.р}}, \quad (32)$$

лимитирующим является процесс диссоциативной рекомбинации. Из (26) имеем

$$N_m \approx N_e \approx \sqrt{\frac{Q_e}{\alpha_{д.р}}}, \quad (33)$$

и объемная скорость образования метастабильных атомов по-прежнему равна скорости ионизации газа электронным пучком Q_e .

Для восстановления полной картины элементарных процессов, протекающих в активной среде эксимерных лазеров, необходимо иметь детальную информацию о процессах преобразования энергии возбужденных атомов, образующихся в результате диссоциативной рекомбинации, в энергию возбужденных эксимерных молекул. Между тем информация такого рода не настолько полна и надежна, чтобы делать уверенные выводы о каналах преобразования энергии и, следовательно, оптимальных условиях ее использования. В частности, практически отсутствуют детальные исследования процесса тушения (9) возбужденного атома инертного газа галогенидсодержащей молекулой, которые давали бы информацию о конечном состоянии образующейся эксимерной молекулы, а также об интенсивности конкурирующего процесса (9а), приводящего

к потере возбуждения. По этой причине опубликованные недавно расчеты характеристик эксимерных лазеров, учитывающие десятки элементарных процессов (например, ^{22,26,27}), вряд ли целесообразно сравнивать с экспериментами, либо закладываемые в эти расчеты кинетические модели возбуждения лазера не обоснованы достоверными данными о параметрах указанных процессов.

3) Оптимальные параметры лазера. а) Несмотря на неполный характер имеющейся в нашем распоряжении информации, мы можем на основании выполненного анализа оценить оптимальные параметры эксимерных лазеров, возбуждаемых электронным пучком. Рассмотрим вначале лазеры на димерных молекулах Ar_2 , Kr_2 , Xe_2 , которые имеют сходные механизмы создания инверсной заселенности, а также близкие значения констант процессов, определяющих кинетику возбуждения. В лазерах этого типа эксимерные молекулы образуются в результате протекания реакции



характеризующейся значением константы скорости $k_{ac} \sim 10^{-32} \text{ см}^6/\text{сек}$, (см. табл. III). С учетом пленения излучения радиационное время жизни резонансно возбужденных атомов инертных газов R^* достаточно велико ($\geq 10^{-6} \text{ сек}$), поэтому реакция (34) является практически единственным каналом преобразования энергии возбужденных атомов уже при плотности инертного газа $N > 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Как будет видно из дальнейшего, рассматриваемый лазер обычно работает в припороговом режиме, поэтому для реализации оптимального режима желательно накопить на верхнем лазерном уровне максимально возможное количество эксимерных молекул. Это возможно при условии, если характерное время процесса (34) будет много меньше радиационного времени жизни эксимерной молекулы τ_r :

$$N^2 k_{ac} \gg \tau_r^{-1}, \quad (35)$$

откуда получаем оценку снизу для плотности инертного газа

$$N \gg (\tau_r k_{ac})^{-1/2} \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}. \quad (35a)$$

Аналогичное условие, накладываемое на плотность электронов, связано с требованием, чтобы характерное время $\tau_{д.р} \sim (\alpha_{д.р} N_e)^{-1}$ процесса диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов оказалось короче времени радиационного распада эксимерной молекулы:

$$N_e \gg \frac{1}{\alpha_{д.р} \tau_r} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}. \quad (36)$$

Оценку пороговых условий возбуждения для активной среды этих лазеров получим, исходя из требования

$$k_0 l \gg 1,$$

где

$$k_0 = \frac{\lambda^2}{4} \frac{a_{21}}{\Delta\omega} N_B \quad (37)$$

— коэффициент усиления в центре линии перехода, l — длина активной среды, λ — длина волны лазерного излучения, a_{21} — вероятность спонтанного излучения перехода, N_B — плотность частиц на верхнем лазерном уровне. Отметим, что в лазерах на димерах инертных газов ширина линии отдельного перехода $\Delta\omega \sim 10^{14} - 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ много больше ширины вращательной полосы и даже расстояния между колебательными состояниями возбужденного электронного терма. Поэтому вклад в усиление на данной частоте, соответствующей максимуму коэффициента усиления,

дают все эксимерные молекулы, независимо от их колебательного и вращательного состояния, т. е. N_v в выражении (37) — полная плотность эксимерных молекул.

При условиях эффективного преобразования энергии свободных электронов в энергию возбуждения эксимерных молекул справедливо соотношение $K_{v a_{21}} \approx Q_e$. Отсюда и из (38) получаем оценку пороговой скорости объемной ионизации газа

$$Q_e \gtrsim \frac{4\Delta\omega}{\lambda^2 l}. \quad (38)$$

В случае $l \sim 10$ см, который обычно соответствует практическим установкам, эта оценка дает $Q_e \approx 10^{25}$ см⁻³ сек⁻¹. Используя выражение (38), получаем отсюда пороговое значение плотности электронов

$$N_e \sim \sqrt{\frac{Q_e}{\alpha_{д.р}}} \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

Пороговое значение плотности газа определяется условиями возбуждения. В самом деле, при использовании для возбуждения электронного пучка величина интенсивности объемной ионизации может быть с помощью (4) выражена в виде

$$Q_e = \frac{\pi e^4 Z}{\varepsilon \Delta E_i} N \Lambda \frac{j_n}{e}, \quad (39)$$

где ΔE_i — энергия, необходимая на образование одной электрон-ионной пары при прохождении быстрой частицы в газе, Λ — кулоновский логарифм, j_n — плотность тока электронов в пучке. Используя, например, пороговое значение $Q_e \approx 10^{25}$ см⁻³ сек⁻¹, получаем, что для пучка электронов с энергией $\varepsilon \sim 1$ Мэв и плотностью тока $j_n \sim 10^3$ а/см² пороговое значение плотности газа составляет $\sim 10^{21}$ см⁻³. Отсюда сразу видно, с какими техническими трудностями сталкиваются экспериментаторы при работе с лазерами на димерах инертных газов. Эти трудности связаны с сопряжением вакуумной камеры, где формируется электронный пучок, и объема, заполненного активной средой при давлении в десятки атмосфер.

Оптимум по давлению обусловлен возникающим при больших давлениях поглощением лазерного излучения с последующим образованием эксимерной молекулы. С учетом этого процесса коэффициент усиления может быть представлен в виде (см., например, ³⁶):

$$k_0 \approx \frac{\lambda^2}{4} \frac{a_{21}}{\Delta\omega} (N_v - N^2 \cdot 4\pi R_0^2 \Delta R e^{-U(R_0)/T}), \quad (40)$$

где R_0 — равновесное межъядерное расстояние в эксимерной молекуле, ΔR — размер классически доступной области для ядер этой молекулы, $U(R)$ — потенциальная кривая нижнего терма лазерного перехода, которая в рассматриваемой области межъядерных расстояний является отталкивательной. В выражении (40) пренебрегается зависимостями a_{21} , U и λ от R на малом интервале $\Delta R \ll R_0$. Второе слагаемое в круглых скобках (40) имеет следующую природу: $\exp -[U(R)/T] N 4\pi R_0^2 \Delta R$ — вероятность того, что в сферическом слое радиуса R_0 и толщиной ΔR , окружающем атом инертного газа, находится второй такой же атом, так что возможно поглощение лазерного кванта с образованием эксимерной молекулы (эта вероятность много меньше единицы при $N < 10^{23}$ см⁻³). Умноженная на плотность атомов инертного газа, эта величина дает число пар атомов в единице объема, способных поглощать лазерное излучение. В силу чувствительности результата оценки к точности, с которой известно значение $U(R_0)$, она не позволяет надежно определить давление инертного газа, при котором существенно поглощение лазерного излучения.

На рис. 3 представлена зависимость прозрачности ячейки, заполненной ксеноном для излучения длиной волны 1700 \AA от давления ксенона³⁷. Как видно из рисунка, резкий рост поглощения начинается при $N > 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Воспользовавшись выражением (40), получаем, что данная ячейка оказывается оптически плотной для излучения при $N > 10^{21} \text{ см}^{-3}$,

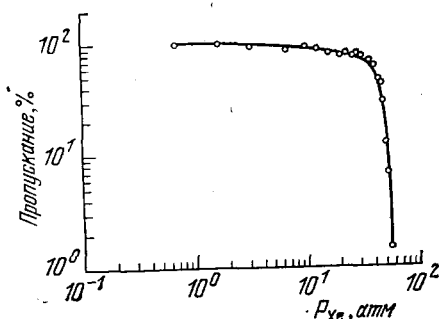


Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания излучения с длиной волны 1700 \AA от давления ксенона (длина ячейки — 17 см)³⁷.

если принять, что $U(R_0 \approx 3,0 \text{ \AA}) \approx 0,26 \text{ эв}$. Этот результат сравним со значением отталкивательного потенциала $\text{Xe} - \text{Xe}$ $U(R_0) \approx 0,42 \text{ эв}$, восстановленным из экспериментов по рассеянию атомов³⁸. На рис. 4, а представлена зависимость интенсивности излучения эксимеров Xe_2^* , возбуждаемого электронным пучком в плотном газе, от давления ксенона³⁷. Как видно, наличие оптимума при $p \approx 20 \text{ атм}$ хорошо соответствует представленному на предыдущем рисунке резкому увеличению поглощения при $p \gtrsim 40 \text{ атм}$.

Для других димеров инертных газов следует ожидать качественно таких же особенностей, что и для молекулы

Xe_2 . Так, согласно результатам экспериментов по рассеянию атомов³⁸, для молекулы Ar_2 величина $U(R_0) \leq 0,3 \text{ эв}$, для молекулы Kr_2 $U(R_0) \leq 0,27 \text{ эв}$, поэтому поглощение лазерного излучения оказывается существенным примерно в той же области давлений, что и в рассмотренном выше

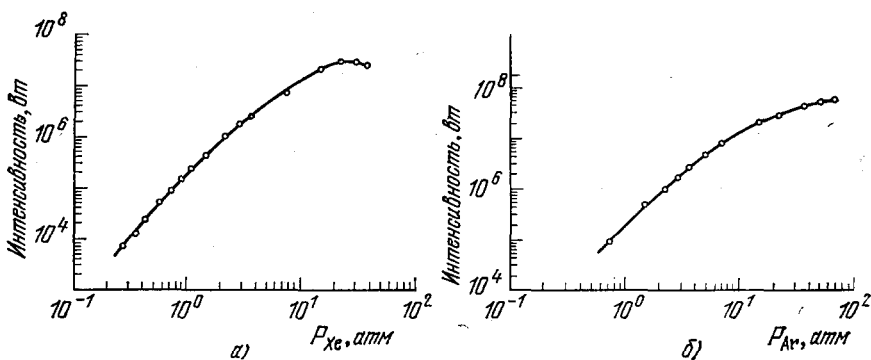


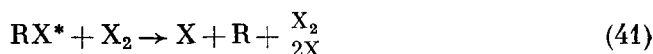
Рис. 4. Зависимость интенсивности спонтанного излучения эксимеров Xe_2 (а) и Ar_2 (б) от давления газа³⁵ (объем ячейки $1,3 \text{ см}^3$).

случае Xe_2 . Это приводит к подобной зависимости интенсивности излучения Ar_2 от давления (см. рис. 4, б).

Из приведенного сравнения можно заключить, что основная причина, ограничивающая выходные характеристики димерных лазеров на эксимерах инертных газов, связана с близостью пороговых параметров и параметров, оптимальных с точки зрения создания инверсной заселенности. Отсюда видны пути решения этой проблемы, которые заключаются, с одной стороны, в снижении порогового давления лазера посредством увеличения его длины, а также повышения добротности резонатора, а с другой стороны, в увеличении плотности тока пучка, что позволяет работать при более низком значении рабочего давления, когда поглощение лазерного излучения несущественно.

Оценим теперь оптимальные параметры эксимерных лазеров на моногалогенидах инертных газов, возбуждаемых пучком быстрых электронов. В этих лазерах образование эксимерных молекул RX^* происходит в результате протекания реакции (9), где в качестве галогидосодержащей молекулы может использоваться не только молекула галогена X_2 , но и любая другая молекула, например, NF_3 , SF_6 и др. В лазерах этого типа пороговые условия оказываются значительно менее жесткими, чем в лазерах на димерах инертных газов, поэтому условия (35) — (36) в этом случае не являются необходимыми для работы лазера.

Ограничение сверху на плотность галогидосодержащего вещества возникает из условия, чтобы процесс тушения возбужденных эксимерных молекул



не играл существенной роли в разрушении этих молекул. Указанное условие ограничивает плотность молекул X_2 величиной

$$N_{X_2} \leq [k_T \tau_T]^{-1} \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad (42)$$

если величина константы скорости процесса (41) $k_T \sim 10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек}$ (см. табл. III). Исходя из данной оценки, легко получить ограничение сверху удельной выходной энергии импульса эксимерных лазеров в предположении, что каждая молекула галогидосодержащего вещества используется на образование одной эксимерной молекулы:

$$\xi_{\max} \leq \hbar \omega N_{X_2} \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^2, \quad (43)$$

где $\hbar \omega \approx 5 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ — энергия лазерного кванта. Реально достигнутые значения $\xi \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/см}^2$ ⁶ более чем на порядок меньше, чем дает оценка (43). Причины такого расхождения будут обсуждаться в следующем разделе.

В силу установленного ограничения (42), накладываемого на плотность галогидосодержащих молекул, поглощение лазерного излучения в данном типе лазеров не играет столь существенной роли, как в лазерах на димерах инертных газов. В самом деле, из соотношения для коэффициента усиления (40) получаем, что поглощение несущественно при условии

$$\frac{NN_X \cdot 4\pi R_0^2 \Delta R \exp[-U(R_0)/T]}{N_B} \ll 1. \quad (44)$$

Предположим вначале, что в интересующей нас области межъядерных расстояний отталкивание несущественно, т. е. $U(R_0) \leq T$. Как следует из анализа представленных в разделе 1 термов эксимерных молекул, характерные равновесные расстояния в этих молекулах $R_0 \sim 4 - 6 \text{ \AA}$, $\Delta R \sim 0,1 - 0,2 \text{ \AA}$. Отсюда получаем, что условие (44) выполняется, если

$$\frac{CNN_X}{N_B} \ll 1, \quad (45)$$

где $C = 10^{-23} - 10^{-22} \text{ см}^3$. В случае, если при межъядерном расстоянии R_0 отталкивание уже существенно, т. е. $U(R_0) > T$, то величина C еще меньше. Как видно, поглощение лазерного излучения несущественно в области не слишком высоких плотностей инертного газа. Так, на начальной стадии развития лазерного импульса, когда число излученных лазерных квантов много меньше общего числа возбужденных эксимерных молекул, можно считать $N_B \gg N_X$, поскольку при образовании каждой эксимерной молекулы образуется один радикал галогена. В этом случае поглощение несущественно при $N \ll 10^{22} \text{ см}^{-3}$, т. е. практически никогда.

В процессе развития лазерного импульса происходит накопление радикалов галогена, так что отношение N_X/N_B становится много больше единицы. Однако максимальное значение N_X того же порядка, что и оцененная выше концентрация галогена и не превышает величины 10^{17} см^{-3} . Минимальное же значение N_B определяется пороговыми условиями генерации и, как будет указано ниже, во всяком случае не меньше 10^{14} см^{-3} . Отсюда следует ограничение сверху плотности инертного газа

$$N \ll \frac{1}{(100-1000) \text{ с}}. \quad (46)$$

При нарушении этого условия импульс лазерного излучения заканчивается прежде, чем будет исчерпана энергия возбужденных эксимерных молекул, так что лазер работает в неоптимальном режиме. Для устранения указанной неприятности в ряде работ ^{5, 6, 21, 30} активная среда заполняется смесью двух инертных газов, один из которых используется при высоком давлении и служит для преобразования энергии электронного пучка в энергию возбужденных молекул. Атомы другого инертного газа участвуют в образовании эксимерных молекул, так что плотность этого газа удовлетворяет условию (46) и много меньше суммарной плотности буферного газа. Так, наиболее эффективные лазеры заполняются аргоном при давлении 1400 тор и криптоном при оптимальном давлении 100 тор ⁶.

Другой возможный механизм поглощения лазерного излучения в активной среде эксимерных лазеров связан с фотоионизацией возбужденных атомов инертного газа. При высокой концентрации возбужденных атомов этот процесс приводит к паразитному поглощению лазерного излучения и препятствует осуществлению генерации. В литературе отсутствуют измерения сечений фотоионизации возбужденных атомов инертных газов, однако согласно выполненным недавно квантовомеханическим расчетам ³⁹ характерные значения сечений фотоионизации резонансно возбужденных атомов Ar (3P_1) и Kr (3P_1) излучением лазера на KrF с длиной волны $\lambda = 2484 \text{ Å}$ составляют величину $\sim (4-5) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Для метастабильных состояний 3P_2 эта величина на 1-2 порядка меньше. Поскольку приведенные значения сечений соизмеримы с характерными значениями сечения индуцированного излучения для эксимерных лазеров $\sigma_{\text{инд}} \gtrsim 10^{-18} - 10^{-17} \text{ см}^2$ ^{7, 40, 89}, процесс фотоионизации ограничивает значения плотности возбужденных атомов инертного газа в активной среде лазера величиной, меньшей или порядка плотности эксимерных молекул. Еще один механизм поглощения лазерного излучения в активной среде связан с присутствием молекулярных ионов R_2^+ . Согласно расчетам ⁸⁷, сечение поглощения лазерного излучения ионами Ne_2^+ , Ar_2^+ , Kr_2^+ и Xe_2^+ составляет величину примерно 20, 12, 0,3, $0,003 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ для $\lambda = 2480 \text{ Å}$ и 1, 9, 36, $50 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ($\lambda = 3510 \text{ Å}$). Этим можно объяснить влияние буферных газов на выходные параметры эксимерных лазеров ⁴¹.

Считая выполненным соотношение (46), что во всяком случае справедливо для начальной стадии импульса генерации, оценим пороговые условия генерации, исходя из выражения (40) для коэффициента усиления активной среды. Перепишем это выражение в виде

$$k_0 = \frac{\lambda^3 a_{21}}{8\pi c \Delta\lambda/\lambda} N_B, \quad (40a)$$

где $\Delta\lambda/\lambda$ — относительная ширина линии усиления активной среды. Величина N_B в (40a) представляет собой полную плотность эксимерных молекул, дающих вклад в усиление лазерного излучения (см. с. 292).

Как видно из табл. VI, типичное значение $\Delta\lambda/\lambda$ составляет 10^{-2} . Величина λ составляет $\sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Пользуясь этими параметрами и задавшись

пороговым значением коэффициента усиления $k_0 \sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, получим из (40а) оценку порогового значения плотности возбужденных эксимерных молекул:

$$N_B \geq \frac{10^{22}}{a_{21}}. \quad (47)$$

Характерное значение $a_{21} \sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$, откуда пороговая плотность эксимерных молекул должна быть не менее $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Сравнивая этот результат с оценкой (42), видим, что оптимальное значение плотности эксимерных молекул на 2—3 порядка ниже плотности галогеносодержащего вещества. Отсюда можно сделать вывод о возможности получения импульсов лазерного излучения с длительностью, существенно превышающей время жизни эксимерной молекулы. Этот вывод подтверждается результатами работы ⁴¹, где импульсы излучения лазера на XeF с длительностью $\sim 1 \text{ мксек}$ были получены при облучении смеси Ar : Xe : NF₃ (99,5 : 0,38 : 0,12) при давлении 2,5 атм пучком электронов с энергией 300 кэв и плотностью тока 5—14 А/см². При длине трубки 100 см и диаметре 2,22 см активная среда поглощала энергию $\sim 60 \text{ Дж}$, в то время как энергия импульсов лазерного излучения оказалась равной 0,3 Дж. Оценки показывают, что в конце лазерного импульса концентрация NF₃ уменьшалась в 2—3 раза. Отсюда следует, что удлинение импульса накачки вряд ли приведет к существенному удлинению импульса лазерного излучения ⁹⁰.

В связи с этим возникает интересный вопрос о возможности создания эксимерного лазера непрерывного действия. Этот вопрос в принципе может быть решен положительно, если характерное время возобновления галогеносодержащего вещества может быть сделано меньше или порядка длительности импульса лазерного излучения. При использовании химического восстановления активного вещества время восстановления оценивается как характерное время протекания реакции рекомбинации, например,



и в условиях активной среды лазера оказывается равным

$$\tau_{\text{рек}} \sim \frac{1}{NN_X k_{\text{рек}}} \sim 10^{-5} \text{ сек}.$$

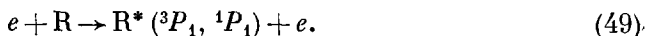
Как видно, в этом случае для перехода в непрерывный режим необходимо поднять значение длительности лазерного излучения до $\sim 10^{-5} \text{ сек}$. Обращаясь к цитированной выше работе ⁴¹, видим, что решение этой задачи требует еще на порядок снизить пороговое значение коэффициента усиления лазера. В условиях работы ⁴¹ это значение составляло величину $\sim 0,02 \text{ см}^{-1}$.

Отметим, что использование быстрой прокачки газа с целью восстановления исходной лазерной смеси также вряд ли ускорит решение проблемы создания эксимерного лазера непрерывного действия, ибо минимальное время пролета смеси через объем с размером в несколько сантиметров также порядка $10^{-4} - 10^{-5} \text{ сек}$. Таким образом, радикальный путь решения этой проблемы связан с использованием резонаторов с высокой добротностью, а также с увеличением длины активной среды лазера. Это позволит при неизменном значении интенсивности стимулированного излучения внутри резонатора работать при существенно меньшем уровне накачки, в результате чего увеличится время выгорания фторсодержащего вещества до значений, соответствующих времени восстановления вещества (или времени прокачки).

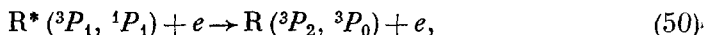
б) Возбуждение эксимерного лазера
импульсным разрядом.
Особенности механизма возбуждения

Механизм электроразрядного возбуждения эксимерных лазеров в существенной степени отличается от механизма возбуждения лазеров электронным пучком. Основная отличительная особенность связана со способом образования метастабильных атомов инертного газа. Именно, в условиях возбуждения лазеров импульсным электрическим разрядом рассмотренный выше механизм, связанный с процессом диссоциативной рекомбинации, уже не играет решающей роли. Активная среда лазера в этом случае состоит в основном из буферного газа, в качестве которого используется обычно гелий или неон. Типичное соотношение компонент в активной среде рассматриваемого класса лазеров имеет вид $\text{He}(\text{Ne}) : \text{R} : \text{X}_2 \approx 10 : 1 : 0,1$, однако доля буферного газа может быть значительно выше. Суммарное давление смеси составляет обычно около 1 атм., но в отдельных работах в результате давления буферного газа используется существенно более высокое давление.

В результате неупругих электрон-атомных соударений в разряде образуется значительное количество возбужденных атомов инертного газа:



Столкновения таких атомов с электронами, сопровождающиеся спиновым обменом между налетающим и валентным электроном, приводят к образованию метастабильных атомов:



концентрация которых оказывается, таким образом, близкой к концентрации резонансно-возбужденных атомов.

Характерное значение константы спинового обмена составляет $10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$ ^{13, 42}. Поэтому указанный процесс (50) может происходить за времена, меньшие или порядка характерной длительности лазерного излучения $\sim 10^{-9} - 10^{-8} \text{ сек}$ в случае, если плотность электронов N_e удовлетворяет соотношению

$$N_e \gtrsim 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

Формирование однородного наносекундного разряда в газе атмосферного давления с указанной плотностью электронов представляет серьезную техническую проблему, решению которой и посвящено большинство работ по эксимерным лазерам с электроразрядным возбуждением. В случае возбуждения лазеров на димерах инертных газов, где, как показано выше, оптимальные значения плотности газа составляют десятки атмосфер, указанная проблема не нашла своего решения, так что электрический разряд используется только для возбуждения эксимерных лазеров на моногалогенидах инертных газов. При этом свою положительную роль сыграл опыт, накопленный исследователями в недавние годы при создании импульсных лазеров высокого давления на CO_2 , HF , N_2 , H_2 и т. д. В частности, для возбуждения эксимерных лазеров широко используются такие хорошо зарекомендовавшие себя устройства, как разряд с поперечным возбуждением (ТЕА-лазеры) ^{43, 44}, разряд бегущей волны или линия Блюмляйна ⁴⁵, разряд с предварительным иницированием дополнительным источником ионизации, таким как фотоионизирующее излучение ⁴⁶, электронный пучок небольшой мощности ⁴⁷, или поджигающий разряд с малым зазором ⁴⁸.

Основным параметром, определяющим эффективность эксимерного лазера с электроразрядным возбуждением, является отношение напряженности электрического поля E к плотности буферного газа N . При малых E/N мала константа скорости возбуждения атома инертного газа электронным ударом (49). При больших E/N имеет место эффективное возбуждение одновременно большого числа состояний атома инертного газа, а также его ионизация, что ведет к резкому снижению коэффициента преобразования вводимой энергии в энергию метастабильных атомов инертного газа. Оптимальные значения E/N оказываются порядка 10^{-15} в.см². При давлении порядка атмосферного это соответствует значениям напряженностей электрического поля, лежащим в области 10^4 — 10^5 в/см. Легко видеть, что подобные значения напряженностей технически несложно могут быть реализованы лишь при сравнительно небольших межэлектродных расстояниях порядка нескольких сантиметров. Отсюда следует необходимость использования электрического поля, приложенного поперек лазерной трубки.

Наиболее эффективный способ преодоления трудностей, возникающих при осуществлении и поддержании в газе высокого давления однородного по объему импульсного разряда, состоит в использовании дополнительного источника ионизации⁴⁹. После создания с помощью такого источника однородной по объему слабоионизованной плазмы к разрядному промежутку прикладывается электрическое поле, амплитуда которого уже не связана с условиями пробоя, а выбирается из условия оптимального возбуждения лазера. В качестве дополнительного источника ионизации эффективно используется как фотоионизирующее ультрафиолетовое излучение, так и маломощный пучок быстрых электронов. Указанные источники дополнительной ионизации обеспечивают значение плотности электронов в активной среде $\sim 10^9$ — 10^{12} см⁻³. Поэтому для достижения порогового значения плотности электронов $N_e \sim 10^{14}$ — 10^{15} см⁻³, необходимо обеспечить такое значение отношения E/N , при котором за время импульса успевает произойти увеличение плотности электронов на несколько порядков. Отсюда может быть получена оценка оптимального значения E/N . В самом деле, потребуем, например, чтобы характерное время ионизации удовлетворяло условию

$$\tau_{\text{ион}} = \frac{1}{Nk_{\text{ион}}(E/N)} \sim 10^{-9} \text{ сек.} \quad (50')$$

Тогда, задаваясь величиной давления, получаем уравнение для определения отношения E/N . Пользуясь экспериментальными значениями $\alpha_{\text{ион}}(E/N)$, приведенными, например, в работах^{38, 50}, получаем отсюда значения E/N , требуемые для осуществления разряда с заданными параметрами в He, Ne, Ar соответственно: $E/N = 5 \cdot 10^{-16}$; $4 \cdot 10^{-16}$; 10^{-15} в.см². При меньших давлениях необходимая величина E/N оказывается выше. Существенно более высокое значение E/N требуется при отсутствии источника дополнительной ионизации — в этом случае должно быть обеспечено значение $\tau_{\text{ион}}$, на 2—3 порядка меньшее, чем характерное время образования инверсной заселенности.

Проделанные оценки, которые носят грубо иллюстративный, качественный характер, позволяют понять и сформулировать физические условия, оптимальные с точки зрения организации импульсного разряда высокого давления. Во-первых, высокое давление (~ 1 атм) буферного газа позволяет обеспечить достаточно быстрое развитие объемной ионизации и обеспечение оптимальных значений плотности электронов $N_e \sim 10^{14}$ — 10^{15} см⁻³. Во-вторых, использование независимого источника начальной ионизации дает возможность резко снизить величину напря-

жения питания, устанавливая ее на уровне, оптимальном с точки зрения возбуждения инверсной заселенности. Наконец, в качестве последней особенности электроразрядного возбуждения эксимерного лазера отметим, что плотность того инертного газа, из которого образуется эксимерная молекула, может быть много меньше плотности буферного газа. В самом деле, как показано выше, пороговое значение удельной интенсивности образования возбужденных атомов и инертного газа

$$\frac{dN^*}{dt} \sim NN_e k_b \sim 10^{22} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1} \quad (51)$$

в случае $N_e \gtrsim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ превышает при условии $N \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (k_b — константа возбуждения резонансных состояний атомов Хе, Кг или Аг; согласно расчетам ³¹ в оптимальных условиях ее значение больше или порядка $10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек}$).

Дальнейшее увеличение плотности инертного газа N , участвующего в образовании эксимерных молекул, приводит к увеличению скорости образования возбужденных атомов и, казалось бы, способствует увеличению выходных параметров лазера. Однако возникающее при этом накопление возбужденных атомов в активной среде вызывает изменение характера ионизации: вместо прямой ионизации на первый план выступает ступенчатая ионизация, эффективность которой резко возрастает с ростом плотности возбужденных атомов ⁵¹. Это приводит к развитию неустойчивости, сопровождающейся лавинообразным ростом плотности электронов. В условиях эксимерного лазера, когда в газе имеется малая электроотрицательная примесь, указанная неустойчивость развивается при достаточно высокой плотности возбужденных атомов инертного газа, когда характерное время ионизации возбужденного атома меньше удвоенного времени прилипания электрона ⁵¹. Как показывают детальные численные расчеты ⁵¹, при превышении определенного значения плотности возбужденных атомов неустойчивость указанного типа приводит к резкому снижению доли энергии, идущей на образование метастабилей инертного газа.

Эффективность электроразрядного способа возбуждения эксимерных лазеров примерно столь же высока, что и в случае возбуждения электронным пучком. Это связано с тем обстоятельством, что в условиях оптимального возбуждения доля вводимой энергии, которая преобразуется в энергию возбужденных атомов, в случае импульсного разряда в инертном газе очень велика и может составлять десятки процентов. В результате к. п. д. таких лазерных систем нередко оказывается около процента, а в отдельных случаях ^{7, 52} его значение превышает 10%. При этом величина удельной выходной энергии лазера по-прежнему ограничена соотношением (43). Близкое к этому пределу значение удельной выходной энергии $\xi \sim 3,2 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/см}^3$ получено в работе ⁷, где в качестве источника дополнительной ионизации использовался электронный пучок.

3. КОНКРЕТНЫЕ СИСТЕМЫ

Существующие эксимерные лазеры созданы относительно недавно, и экспериментально мало исследованы. В большинстве случаев сообщения о создании того или иного эксимерного лазера содержат лишь описание установки и выходные параметры лазера при определенных значениях параметров активной среды и накачки. Отсутствие результатов измерений таких важных параметров лазеров, как коэффициент усиления, плотность возбужденных и заряженных частиц в зависимости от продольных и поперечных координат активной среды, а также зависимостей мощности лазера

от параметра накачки и давления активной среды, затрудняет понимание механизма возбуждения лазера и установление оптимальных условий его использования. В частности, не нашел своего объяснения тот факт, что выходные параметры различных установок различаются на много порядков, в то время как параметры самих установок отличаются только составом газа. В табл. VI сравниваются результаты, полученные на различных лазерных установках. Проанализируем эти результаты для каждого из типов лазеров, перечисленных в таблице.

а) Л а з е р н а Xe_2

Это один из наиболее коротковолновых газовых лазеров. Его отличает высокая выходная мощность (свыше мегаватта) в области вакуумного ультрафиолета, а также возможность плавной перестройки длины волны излучения в довольно широком диапазоне. На рис. 5 представлена зависимость мощности перестраиваемого лазера на Xe_2 от длины волны лазерного излучения⁵⁴.

Отличительная особенность лазера на ксеноне состоит в том, что усиление в нем наблюдается только при весьма высоких давлениях ксенона $p_{\text{Xe}} \sim 10^4 \text{ тор}$. Причина этого обстоятельства связана с тем, что ширина линии усиления активной среды лазера, обусловленная резко отталкивательным характером нижнего лазерного терма (см. рис. 2, а), очень велика и, как следует из табл. VI, составляет величину около $5 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$. Столь высокое значение собственной ширины линии перехода не зависит от плотности газа практически во всей области изменения плотности, которая реально может быть достигнута. Поэтому в данном лазере, в отличие от других типов газовых лазеров, повышение давления вплоть до нескольких десятков атмосфер при фиксированных параметрах источника накачки сопровождается повышением коэффициента усиления активной среды.

С другой стороны, при таком значении ширины линии и при величине вероятности спонтанного излучения перехода $\sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$ заметное усиление $\sim 0,1 \text{ см}^{-1}$ достигается в соответствии с выражением (40а) при плотности возбужденных эксимерных молекул ксенона $N_{\text{Xe}_2^*} \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Столь высокие значения плотности возбужденных молекул достигаются лишь при давлении порядка нескольких десятков атмосфер и использовании пучка быстрых электронов высокой плотности. Так, принимая радиационное время жизни молекулы Xe_2^* равным 10^{-8} сек , получаем, что усиление порядка 10^{-1} см^{-1} достигается при величине объемной интенсивности образования эксимерных молекул $\sim 10^{24} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$. Это накладывает весьма жесткие ограничения на параметры накачки лазера на Xe_2 . Именно, даже при условии, что каждая образовавшаяся в газе электрон-ионная пара эффективно преобразуется в димерную молекулу, указанное выше требование означает, что величина удельной мощности возбуждения должна быть порядка 10^7 вт/см^3 . На самом деле максимальное значение коэффициента преобразования энергии мощного электронного пучка в энергию возбуждения эксимерных молекул Xe_2^* составляет около 10%³⁷, что соответствует коэффициенту преобразования электрон-ионных пар в эксимерные молекулы $\sim 0,3$. Таким образом, указанное значение

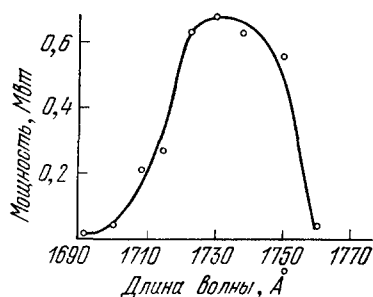


Рис. 5. Зависимость выходной мощности перестраиваемого ксенонового лазера от длины волны излучения⁵⁴.

Параметры эксимерных лазеров

Молекула	λ , Å	Состав активной среды, <i>тор</i>	Способ возбужде- ния	Длитель- ность возбужде- ния, нсек	Длитель- ность гене- рации, нсек	Объем активной среды, см ³	Энергия накачки, дж	Энергия лазера, дж	К. п. д. лазера, %	$\Delta\lambda$ усиления, Å	Кэффи- циент усиления, см ⁻¹	Литс- ратура
Xe ₂	1720	Xe (1,3·10 ⁴)	I	100	20	—	—	10 ⁻³	—	—	—	53
		Xe (10 ⁴)	I	5	3	—	10	10 ⁻²	0,1	70	—	54
		Xe (1,2·10 ⁴)	I	2	3	1,5	10 ⁻⁴	—	—	50	—	55
		Xe (1,3·10 ⁴)	I	50	20	20	25	10 ⁻³	0,004	25	0,3	56
		Xe (1,6·10 ⁴)	I	—	—	3,2	4	0,2	5	200	—	57
		Xe (1100)	I	1000	200	2,5·10 ³	750	0,01	0,001	160	—	91
Kr ₂	1457	Kr (2,4·10 ⁴)	I	—	10	—	—	—	—	138	—	58
Ar ₂	1261	Ar (4·10 ⁴)	I	60	15	100	600	—	—	80	—	59
ArO	5580	Ar (3·10 ⁴); N ₂ O (2)	IV	40	10 ³	—	1	—	—	40	10 ⁻⁴	60
KrO	5577	Kr (10 ⁴); O ₂ (5)	I	80	500	—	—	—	—	2,5	10 ⁻³	53
		Kr (2·10 ⁴); O ₂ (5)	I	50	80	50	2500	10 ⁻²	0,0004	15	—	61
XeO	5400	Xe (7,6·10 ⁴); O ₂ (10)	I	50	80	50	2500	10 ⁻²	0,0004	250	—	61
		Xe (10 ⁴); O ₂ (10)	I	20	160	—	1	—	—	—	2·10 ⁻³	62
XeBr	2818	Xe (до 1400); Br ₂ (10)	I	50	25	10	55	4·10 ⁻⁶	10 ⁻⁵	1300	3·10 ⁻³	63
XeF	3511— —3531	Ar (3000); Xe (10); F ₂ (3)	I	100	50	15	100	3·10 ⁻⁴	3·10 ⁻⁴	—	—	64
		Ar (700); Xe (70); NF ₃ (2)	I	100	100	100	260	0,08	0,03	—	—	21
		Ar (6000); Xe (35); F ₂ (12)	I	15	15	3	6	4·10 ⁻⁵	10 ⁻³	—	—	65
		He (1000); Xe (10); NF ₃ (3)	V	40	20	60	10	0,065	0,6	—	—	46
		He (470); Xe (20); NF ₃ (10)	II	10	10	16	20	0,01	0,5	—	—	66
		Ar (1900); Xe (7); NF ₃ (2)	I	1200	1000	400	60	0,3	0,5	—	0,02	41
		Ne (3700); Xe (5); NF ₃ (2)	I	1000	1000	380	55	1,0	1,8	—	0,012	41
		He (3600); Xe (4); NF ₃ (1)	V	20	20	180	—	0,3	—	—	—	67
		Ar (1200); Xe (120); NF ₃ (5)	I	20	10	30	40	0,005	10 ⁻³	—	—	21
		He (300); Xe (4,5); NF ₃ (1,5)	II	20	10	100	10	0,007	0,1	—	—	43
		He (730); Xe (9); NF ₃ (9)	III	50	4	100	10	0,1	1	—	—	68
		He (400); Xe (12); NF ₃ (4)	II	10	40	15	0,5	0,001	0,2	—	2·10 ⁻²	31
		He (6·10 ³); Xe (60); SF ₆ (6)	II	2	2	9	до 5	0,0005	0,01	—	—	48
		Ar (3·10 ³); Xe (12); NF ₃ (3)	III	500	100	80	5	0,01	0,3	15	—	20

Молекула	λ , Å	Состав активной среды, тор	Способ возбужде- ния	Длитель- ность возбужде- ния, нсек	Длитель- ность гене- рации, нсек	Объем активной среды, см ³	Энергия накачки, джс	Энергия лазера, джс	К. п. д. лазера, %	$\Delta\lambda$ усиления, Å	Кэффи- циент усиления, см ⁻¹	Лите- ратура
ArF	1933	Ar (1500); Xe (10); SF ₆ (5)	III	1000	1000	500	15	0,2	1,5	—	—	92
		He (6·10 ³); Ar (60); SF ₆ (6)	II	2	2	9	до 5,0	0,0005	0,01	—	—	48
		Ar (1400); F ₂ (4)	I	55	55	3,6	6000	92	1,6	15	—	6
		He (103); Ar (450); F ₂ (3)	V	40	20	60	10	0,06	0,6	—	—	46
ArCl	1750	He (700); Ar (70); Cl ₂ (7)	II	—	40	10 ³	—	2·10 ⁻⁴	—	10	0,012	69
KrF	2484	He (1500); Kr (200); F ₂ (4)	V	40	20	60	10	0,13	1,3	—	—	46
		He (650); Kr (40); NF ₃ (1,3)	II	50	50	16	4	0,0025	0,06	—	—	66
		Ar (103); Kr (400); F ₂ (4)	I	55	55	3,6·10 ⁴	6000	108	1,8	—	—	6
		He (630); Kr (70); NF ₃ (1,3)	II	10	25	10	1,5	10 ⁻³	0,04	—	—	70
		He (750); Kr (48); NF ₃ (0,8)	III	50	25	100	10	0,03	0,03	—	—	68
		He (6·10 ³); Kr (60); SF ₆ (6)	II	2	2	9	до 5	0,007	0,15	—	—	48
		Ar (740); Kr (15); F ₂ (4)	III	160	90	80	2	0,004	0,2	30	—	30
		Ar (3·10 ³); Kr (150); F ₂ (6)	I	50	50	—	8400	5,6	0,07	25	—	5
		Ar (103); Kr (400); F ₂ (4)	I	55	55	3,6·10 ⁴	6000	108	1,8	10	—	6
		Ar (3·10 ³); Kr (30); F ₂ (3)	I	100	150	15	2	0,008	0,4	40	—	64
		Ar (1500); Kr (100); NF ₃ (2)	I	100	125	100	200	1,5	0,7	—	—	71
		Ar (1500); Kr (100); NF ₃ (2)	I	—	125	100	—	—	23	—	—	7
		Ar (3500); Kr (100); F ₂ (7)	III	70	70	240	400	1,2	0,3	—	—	93
NeF (?)	1050— —1250	Ne (1000); F ₂ (1,8)	I	300	—	—	5·10 ³	—	—	200	—	72
KrCl	—2220	Ar (3,3·10 ³); Kr (100); Cl ₂ (5)	I	50	30	—	760	0,3	0,04	50	—	73
		He (700); Kr (70); F ₂ (7)	II	—	40	10 ³	—	0,0013	—	20	0,018	69
XeCl	3080	Ar (2,7·10 ³); Xe (30); Cl ₂ (3)	I	100	30	15	2	5·10 ⁻⁵	2·10 ⁻³	25	—	64
		Ar (3700); Xe (130); CCl ₄ (2)	I	25	25	70	20	0,03	0,15	—	—	92

Способы возбуждения: I—пучок быстрых электронов, II—импульсный поперечный электрический разряд, III—разряд, инициируемый электронным пучком, IV—флеш-фотолиз, V—разряд, инициируемый ультрафиолетовым излучением.

минимальной эффективности возбуждения занижено в несколько раз, и реально требуются еще большие значения. Отсюда видны технические трудности, в случае возбуждения активной среды значительного объема.

Как видно из табл. VI, в реальных экспериментах удавалось возбуждать сравнительно небольшие объемы активной среды. В результате интенсивность излучения лазера оказывалось невысокой, так что основным механизмом разрушения возбужденных эксимерных молекул остается не стимулированное, а спонтанное излучение. В самом деле, отношение вероятностей стимулированного излучения молекулы к вероятности спонтанного излучения равно

$$\frac{B_{21}}{A_{21}} = \frac{\rho \sigma_{21}}{A_{21}} = \frac{P \lambda^2}{\hbar \omega S 4 \Delta \omega}, \quad (52)$$

где P — выходная мощность лазера, λ , ω , $\Delta \omega$ — длина волны, частота и ширина линии лазерного излучения, σ_{21} — сечение стимулированного излучения, ρ — плотность фотонов в резонаторе. Если указанное отношение много меньше единицы, то в формировании лазерного излучения участвует лишь малая часть возбужденных молекул, поскольку большая часть высвечивает прежде, чем получает возможность стимулированного излучения. Подставляя в соотношение (52) значение $\Delta \omega \approx 6 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$, получаем, что определяемый этим соотношением параметр оценивается значениями 10^{-2} , 1 и 10 для условий экспериментов^{56, 54, 57} соответственно. Значения к. п. д. лазеров находятся между собой примерно в таком же соотношении, как значения приведенных параметров. Отсюда следует, что значение к. п. д. ксенонового лазера обусловлено тем, в каком отношении мощность излучения внутри резонатора находится к параметру насыщения лазера, определяемому выражением

$$I_0 = \frac{4 \hbar \omega \Delta \omega}{\lambda^2} \approx 8 \cdot 10^6 \text{ вт/см}^2. \quad (53)$$

Поэтому радикальный путь повышения к. п. д. лазера до величины больше или порядка процента должен быть связан с увеличением выходной мощности лазера, что, по-видимому, может быть достигнуто посредством увеличения объема активной среды.

Пользуясь формулой (4) для торможения быстрого электрона в плотном газе, получаем, что для электронов с энергией $\epsilon \sim 1 \text{ Мэв}$ длина пробега l связана с плотностью ксенона N_{Xe} соотношением

$$N_{\text{Xe}} l \sim \frac{\epsilon^2}{\pi e^4 Z \Lambda} \approx 6,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}.$$

Учитывая, что плотность ксенона N_{Xe} ограничена величиной 10^{21} см^{-3} *), можем сделать вывод, что увеличение выходной мощности и, следовательно, к. п. д. ксенонового лазера возможно при инжектировании электронного пучка поперек оптической оси лазера. Это позволяет, используя ленточные пучки электронов, увеличивать длину активной среды лазера при сохранении постоянным значения плотности вводимой энергии и, следовательно, коэффициента усиления.

б) Л а з е р ы н а Kr_2 и Ar_2

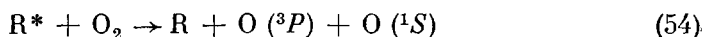
Как видно из табл. VI информация, относящаяся к этим лазерам, слишком скудна, чтобы можно было делать уверенные выводы о перспективах их разработок и использования. Механизм возбуждения инверсной заселенности, а также факторы, ограничивающие удельную выходную

*) См. рис. 3, 4 и соответствующий текст.

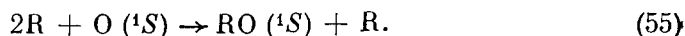
мощность, в этих лазерах такие же, как в подробно рассмотренном выше лазере на Xe_2 ³⁷. В частности, коэффициент преобразования энергии электронного пучка в энергию излучения димерных молекул Ar_2 составляет $\approx 15\%$ ³⁷ и при давлениях в десятки атмосфер не зависит от давления. Трудности исследования димерных лазеров связаны с еще более короткой, чем в случае Xe_2 , длиной волны лазерного излучения, и, как следствие, с более высоким значением параметра насыщения.

в) Л а з е р ы н а ArO , KrO и XeO

Лазеры этого типа работают на переходах между состояниями квази-молекул, составленных из метастабильного атома кислорода $O(^1S)$ и $O(^1D)$ и атома инертного газа. Радиационный переход между этими состояниями изолированного атома кислорода запрещен, а при образовании слабосвязанной квазимолекулы кислорода с инертным газом запрет снимается. В случае, если возбуждение лазера осуществляется с помощью пучка быстрых электронов, то при давлении инертного газа порядка нескольких атмосфер в результате протекания процессов (5) — (7) значительная часть энергии пучка быстро преобразуется в энергию возбужденных атомов инертного газа, с энергией возбуждения в области 9—11 эв. Последующая реакция



приводит к образованию атомов кислорода в метастабильном состоянии 1S в случае, если энергия возбуждения атома инертного газа не меньше величины 9,3 эв ^{74, 75}. Образование эксимеров происходит в тройном процессе ассоциации



При этом величина энергии связи в эксимерных молекулах $\text{RO}(^1S)$ весьма незначительна, о чем говорит тот факт, что длина волны перехода эксимерной молекулы отличается от длины волны перехода $O(^1S) - O(^1D)$ в чистом кислороде не более чем на 5% (см. табл. VI). Указанная причина объясняет малую долю связанных молекул $\text{RO}(^1S)$ по сравнению с числом метастабильных атомов $O(^1S)$ и, следовательно, сравнительно невысокие выходные параметры лазеров рассмотренного типа. Эта точка зрения подтверждается измерениями зависимостей интенсивности спонтанного и лазерного излучения от температуры газа ^{62, 74}. Согласно этим измерениям, при уменьшении температуры газа от 300 до 240 °К к. п. д. преобразования вводимой энергии в энергию излучения эксимеров $\text{XeO}(^1S)$ возрастает примерно в 8 раз ⁷⁴. Пользуясь данным результатом, можно получить оценку значения энергии связи молекулы $\text{XeO}(^1S) \sim 0,2$ эв. Отсюда можно заключить, что основное ограничение выходных параметров лазеров данного типа связано с нагревом активной среды, и как следствие, с разрушением молекул $\text{RO}(^1S)$.

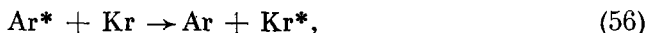
г) Л а з е р ы н а XeF , ArF , KrF

Эти три типа эксимерных лазеров резко выделяются своими чрезвычайно высокими выходными параметрами. Их мощность (свыше 10^9 вт), к. п. д. (свыше 1%) и выходная энергия (десятки джоулей) являются рекордными для всех лазеров видимого и ультрафиолетового диапазона. Лазеры на XeF , ArF и KrF обладают многими сходными чертами, зачастую их возбуждение осуществляют в одной установке, варьируя парциальный состав газа. Получили распространение два способа возбуждения, один

из которых основан на использовании пучка быстрых электронов, а другой — поперечного электрического разряда. Интересно, что в зависимости от способа возбуждения лазера, используется различный парциальный состав активной среды. Так, в случае использования электронного пучка основную долю в активной среде обычно составляет аргон. В лазерах, возбуждаемых электрическим разрядом, активная среда обычно готовится на основе гелия. Рассмотрим характерные особенности указанных двух способов возбуждения лазеров на фторидах инертных газов.

При анализе лазеров на монофторидах инертных газов будем иметь в виду работу ⁶, где получены рекордные выходные параметры лазеров на ArF и KrF . При этом рассмотрим детально процессы в активной среде лазера на ArF , поскольку она состоит всего из двух компонент — Ar и F_2 (см. табл. VI). В работе ⁶ пучок электронов с энергией $\sim 1 \text{ Мэв}$, током 55 кА и длительностью 55 нсек вводился продольно в трубку диаметром 15 см и длиной 2 м . Длина пробега электронов пучка до полного торможения совпадала с длиной трубки. Если предположить, что пучок электронов равномерно заполняет сечение трубки, то, в соответствии с выражением (4), величина удельной мощности накачки в центральной (по длине) части трубки оказывается равной $P_{\text{нак}} \approx 10^6 \text{ вт/см}^3$. Соответственно удельная энергия накачки равна $\approx 8,5 \cdot 10^{-2} \text{ дж/см}^3$. Удельная энергия лазерного излучения оказалась равной $\approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ дж/см}^3$, так что коэффициент преобразования вводимой энергии в энергию лазерного излучения близок к 3%. Попытаемся проанализировать, является ли данный результат предельно достижимым, или он может быть существенно увеличен. Как установлено в ряде работ (см., например, ⁷⁶), при торможении пучка быстрых электронов в аргоне высокого давления коэффициент преобразования энергии пучка в энергию возбужденных атомов $\text{Ar} (^3P)$ близок к 20%. Энергия кванта лазерного излучения молекулы ArF вдвое меньше энергии возбуждения $\text{Ar} (^3P)$, поэтому мы можем сделать вывод, что в условиях работы ⁶, которую мы анализируем, возбужденные атомы $\text{Ar} (^3P)$ используются с эффективностью около 30%. Основным источником вредных потерь квантов является, по-видимому, спонтанное излучение, которое наиболее эффективно разрушает инверсию на начальной стадии импульса накачки. В самом деле, длительность импульса накачки $\sim 55 \text{ нсек}$ соизмерима с удвоенным временем прохождения фотонами лазерной трубки $\sim 15 \text{ нсек}$. Время спонтанного высвечивания ($\sim 10 \text{ нсек}$) меньше указанной величины, поэтому спонтанное высвечивание приводит к эффективному опустошению верхнего лазерного уровня до тех пор, пока развитие генерации не достигнет насыщения. Сравнение приведенных времен показывает, что при этом теряется заметная часть энергии, вводимой в активную среду. На рис. 6 представлено сравнение осциллограмм тока возбуждающего пучка и интенсивности генерации лазера на ArF ⁶, иллюстрирующее проведенные выше рассуждения.

При добавлении к смеси $\text{Ar} + \text{F}_2$ небольшого количества криптона (десятки *тор*) возникает генерация на эксимере KrF , в то время как интенсивность генерации на ArF уменьшается, падая до нуля при давлении Kr около 100 *тор* (рис. 7). Это объясняется наличием процессов нерезонансной передачи возбуждения



который при достаточно высоких давлениях криптона проходит значительно быстрее, нежели реакция возбужденного аргона с фтором (9). Последующая реакция



приводит к образованию эксимерных молекул KrF^* , на переходах которых возникает генерация. В смеси чистого криптона с фтором генерация на переходах эксимера KrF^* не возникает. Это, по-видимому, обусловлено тем обстоятельством, что возбужденные атомы криптона, образуящиеся в результате диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов, с низкой интенсивностью вступают в реакцию с молекулярным фтором, приводящую к образованию эксимеров. В результате передачи возбуждения (56) атомы криптона образуются преимущественно в состояниях с более

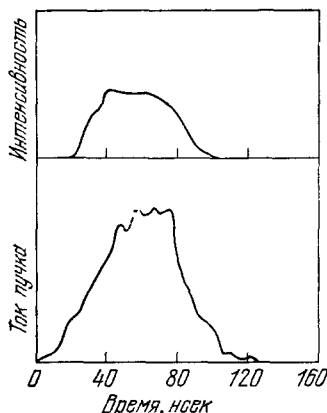


Рис. 6. Осциллограммы тока электронного пучка и интенсивности излучения для лазера на ArF ⁶.

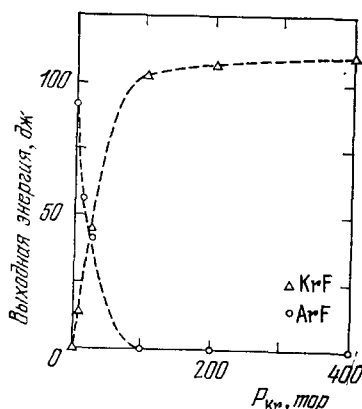


Рис. 7. Зависимость выходной энергии лазеров на ArF и KrF от давления криптона ⁶.

$p_{\text{F}_2} = 4$ тор, суммарное давление смеси 1400 тор, условия возбуждения указаны в табл. VI.

высокой энергией, чем в результате диссоциативной рекомбинации. Из этого состояния (по-видимому, это одно из состояний конфигурации $4p^4 5p$ с энергией возбуждения около 12 эв) более интенсивно происходит реакция замещения, приводящая к образованию эксимера KrF^* .

На основании данных рис. 7 мы можем получить некоторую информацию о константах процессов преобразования энергии возбужденного атома аргона, образующегося в результате диссоциативной рекомбинации. Именно, из того факта, что при $P_{\text{Kr}} \approx 50$ тор значения выходной энергии лазеров на ArF и KrF оказывается близкими, следует равенство характерных времен процессов передачи возбуждения от аргона к криптону и реакции возбужденного аргона с фтором:

$$N_{\text{Kr}} k_{\text{пер}} \approx N_{\text{F}_2} k_p,$$

откуда отношение $k_p/k_{\text{пер}} \approx 12$. Эта оценка соответствует нашему представлению о значениях констант $k_p \approx 10^{-9}$ см³/сек и $k_{\text{пер}} \approx 10^{-10}$ см³/сек, полученных для других возбужденных атомов инертных газов и других типов галогенов (см. табл. III). При таких значениях констант оказывается, что характерное радиационное время жизни возбужденных эксимеров ArF и KrF составляет $\sim 10^{-8}$ сек, что также соответствует нашим представлениям, изложенным выше.

Проанализированная выше система представляет собой весьма громоздкую и дорогостоящую установку, создание которой требует серьезных технических усилий. Однако существуют гораздо более простые и компактные установки, обладающие достаточно высокими выходными пара-

метрами. В качестве примера рассмотрим систему, описанную в уже цитированной работе ⁴¹. Схема лазерной ячейки представлена на рис. 8. Пучок электронов с энергией 300 Кэв создавался с помощью электронной пушки с холодным катодом. Импульс тока с плотностью $\sim 10 \text{ а/см}^2$ и длительностью 1 мксек пропусклся через титановую фольгу толщиной 26 мкм.

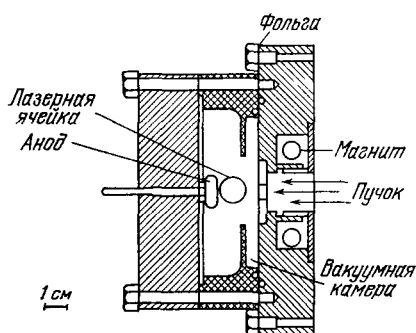


Рис. 8. Схема лазерной ячейки, использованной в работе ⁴¹.

использования в качестве источника накачки достаточно интенсивного электронного пучка большой длительности. О возможности дальнейшего увеличения длительности лазерного импульса говорит тот факт, что генерация прекращалась практически в тот же момент, что и ток пучка.

Еще более компактными и простыми по устройству являются эксимерные лазеры на моногалогенидах, возбуждаемые импульсным электрическим разрядом. Обычно эти системы создаются на основе конструкций, разработанных ранее для возбуждения импульсных лазеров высокого давления на CO_2 , N_2 , CO и т. д., поэтому соответствующие устройства, как правило, достаточно хорошо отработаны и удобны для лабораторных применений. Одна из таких систем ⁴⁰, созданная на основе коммерческого CO_2 -лазера с поперечным возбуждением (Tachisto TAC-11) и предварительной ионизацией ультрафиолетовым излучением. Разрядная камера в этом устройстве имела размеры $60 \times 2 \times 0,5 \text{ см}$. Энергия, запасаемая в конденсаторе, равнялась 10 дж. Предварительная ионизация активной среды осуществлялась с помощью искрового разрядника, расположенного на расстоянии 4 см от оси резонатора. Импульс напряжения основного разряда $\sim 25 \text{ кВ}$ включался после импульса предионизации с задержкой 0,1—25 мксек и имел длительность 40 нсек. В зависимости от заполнения, система могла генерировать импульсы излучения XeF, KrF или ArF-лазера. В качестве буферного газа использовался гелий. На рис. 9 представлена зависимость выходной энергии для различных лазеров от процентного содержания основного инертного газа. Суммарное давление смеси — 1000 тор, давление F_2 — 3 тора. Во всех случаях максимальная выходная энергия лазерного импульса составляла около 0,1 дж, что соответствует полному к. п. д. лазера порядка 1%. Различный оптимальный

Область, заключенная между зеркалами резонатора, представляла собой цилиндр длиной 1 м и диаметром 2,6 см. Эта область заполнялась смесью Ag, Xe и NF_3 в отношении 99,5 : 0,38 : 0,12 при полном давлении около 2,5 атм. При возбуждении газа электронным пучком возникали импульсы генерации на эксимере XeF длительностью 1 мксек и с энергией около 0,3 дж. С учетом величины энергии электронного пучка $\sim 60 \text{ дж}$, поглощенной активной средой лазера, это соответствует значению к. п. д. преобразования энергии $\sim 0,5\%$. Возможность получения длинных импульсов в данной установке реализуется за счет

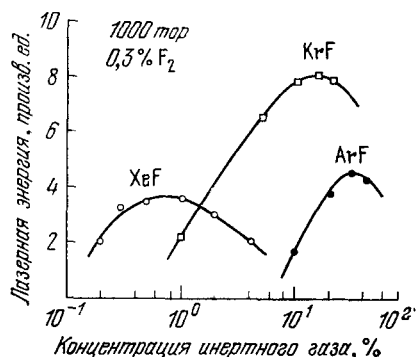


Рис. 9. Зависимость выходной энергии лазерного излучения от концентрации инертного газа ⁴⁰.

состав смеси для разных лазеров объясняется, по-видимому, различным поведением разряда в газе разного состава при заданном напряжении на промежутке. Как видно, с помощью электроразрядного возбуждения к. п. д. $\sim 1\%$ достигается существенно меньшей ценой, чем в случае использования электронного пучка.

Другая важная особенность электроразрядного способа возбуждения эксимерных лазеров связана с возможностью их использования в частотном режиме. Это существенно расширяет возможности применения указанных лазеров. Значение частоты повторения для лазера, работающего в частотном режиме, ограничено тем требованием, чтобы характерное время химического восстановления галогенидсодержащего вещества не превышало времени, в течение которого разрушается заметная часть этого вещества, вступающего в химическую реакцию. Исходя из этого требования, мы можем оценить максимальное значение средней за период удельной мощности лазера:

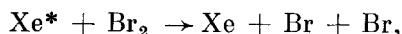
$$P_{\text{ср}} \approx \frac{N_{\text{F}_2}}{\tau_{\text{хим}}} \hbar \omega \approx \frac{N_{\text{OF}_2}^2 k_{\text{рек}}}{4} N_{\text{R}} \hbar \omega \approx 10^3 - 10^4 \text{ вт/см}^3;$$

здесь $\tau_{\text{хим}}^{-1} = N_{\text{F}} N_{\text{R}} k_{\text{рек}}$ — характерное время рекомбинации галогенидсодержащей молекулы (третья частица — инертный газ с плотностью N_{R}), N_{OF_2} — начальная плотность фтора. При выполнении этой оценки мы полагали, что при работе лазера в частотном режиме в результате каждого импульса в реакцию вступает лишь относительно малая часть молекул, так что среднее время между импульсами много меньше времени, необходимого для химического восстановления газа. На практике достигаются значения средней мощности, существенно меньше, чем следует из данной оценки. При этом в результате работы лазера в активной среде обычно происходят необратимые химические изменения, поэтому для реализации частотного режима требуется хотя бы медленная прокачка газа через разрядную область. В результате удается получить импульсный режим работы лазера с частотой повторения $\sim 100-200$ гц. Так, в работе ⁷⁷ сообщается о реализации частотного режима KrF-лазера в простой конструкции с двойным поперечным разрядом. Камера с размерами $40 \times 2 \times 0,3 \text{ см}^3$ заполнялась смесью He : Kr : SF₆ и возбуждалась импульсами длительностью 5—7 нсек и энергией около 8 дж. Использование медленной прокачки смеси со скоростью 0,1 л/мин позволяло получить импульсы с частотой 100 гц при средней мощности лазера около 200 мвт.

Еще более высокая частота повторений — около 200 гц — достигнута в работе ⁷⁸, где при использовании прокачки газа со скоростью порядка 10 л/мин величина средней мощности составила 60 мвт. Интересной особенностью этой работы является замкнутая циркуляция рабочей смеси через балластный объем.

д) Л а з е р ы н а XeBr, XeCl, KrCl, ArCl, NeF

Эти лазеры, возбуждаемые электронным пучком, исследованы сравнительно недавно. Низкие выходные параметры лазера на XeBr ⁶³ могут быть объяснены двумя обстоятельствами. С одной стороны, в силу большой ширины линии усиления активной среды ($\Delta\lambda \sim 1300 \text{ Å}$) чрезвычайно трудно достичь насыщения активного перехода в этом лазере, так что возбужденные эксимерные молекулы XeBr* разрушаются преимущественно в результате спонтанного высвечивания. С другой стороны, уменьшение выходных параметров лазера может быть обусловлено тушением возбужденных атомов ксенона



константа которого может в несколько раз превышать константу образования эксимерных молекул XeBr . Выходные параметры лазера на XeCl и KrCl выглядят более перспективными, однако окончательные заключения можно будет сделать после появления более детальных экспериментов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключительной части данного обзора автор хочет обратить внимание читателя на постоянное расширение области изменения параметров эксимерных лазеров и связанное с этим расширение сферы их потенциальных применений. Так, наиболее привлекательное свойство эксимерных

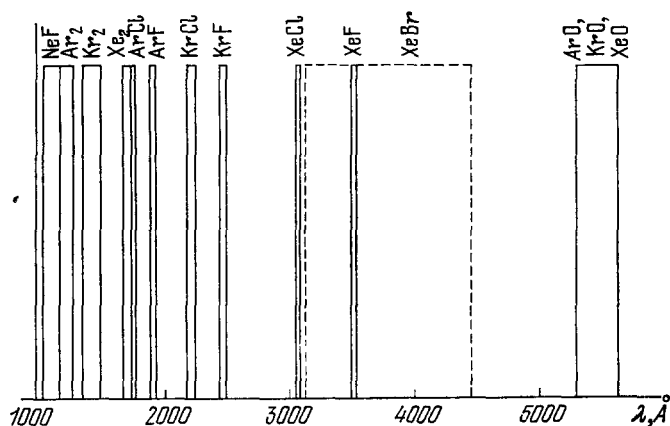


Рис. 10. Области оптического спектра, соответствующие возможному диапазону перестройки длины волны эксимерных лазеров.

Аномально широкая линия усиления молекулы XeBr наблюдалась в единственной работе ⁸⁹ и вряд ли совпадает с возможной шириной диапазона перестройки лазера на XeBr .

лазеров связано, по-видимому, с возможностью плавной перестройки длины волны в довольно широких областях видимого и ультрафиолетового диапазона. Это свойство иллюстрируется на диаграмме рис. 10, где штриховой линией обведены области спектра, попадающие в полосу усиления эксимерных лазеров. Несмотря на весьма приближенный характер такой диаграммы, из нее следует, что в принципе с помощью эксимерных лазеров может быть охвачено около 20% ультрафиолетового диапазона. Эта область еще более расширяется в случае использования эксимерных лазеров для накачки перестраиваемых жидкостных лазеров. Прогресс в этой области зависит от успехов в разработке красителей, излучающих в ультрафиолетовом диапазоне. Первый эксперимент такого рода ⁷⁵ был проведен при использовании лазера на KrF для накачки красителя (раствор *p*-терфенила в *p*-диоксане). При этом была получена генерация с плавной перестройкой длины волны в диапазоне 335—346 мк с пиковой мощностью 3 квт и длительностью импульса ~ 20 нсек. Другой путь расширения спектрального диапазона излучения эксимерных лазеров связан с использованием комбинационного рассеяния. При этом высокая плотность энергии излучения эксимерных лазеров позволяет достигать весьма высоких значений коэффициента преобразования, в результате которого частота излучения уменьшается на величину, кратную энергии колебательного кванта облучаемого газа. В эксперименте ⁷⁹ газообразные H_2 , D_2 и CH_4 , сжатые до давления около 50 атм, использовались для преобразования частоты излучения эксимерных лазеров на KrF и ArF .

При плотности лазерного излучения $\sim 10^9 - 10^{10}$ вт/см² и длительности импульса $\sim 10^{-8}$ сек был получен целый ряд линий когерентного излучения как в стоксовой, так и антистоксовой областях, причем коэффициент преобразования достигал 50%. Близким к единице оказался также коэффициент преобразования излучения ХеF-лазера в излучение с длиной волны 5850 Å с помощью комбинационного рассеяния лазерного излучения на парах Ва⁸⁰.

Наиболее плодотворные применения эксимерных лазеров с плавно перестраиваемой длиной волны ультрафиолетового излучения связаны, по-видимому, с экспериментами по изотопически селективной лазерной фотохимии. В связи с этим представляет интерес недавно опубликованная работа⁸¹, где излучение лазера на ArF ($\lambda \approx 1930$ Å) использовалось для обогащения изотопов кислорода. Используемый в эксперименте лазер возбуждался двойным электрическим разрядом и излучал импульсы длительностью 25 нсек, энергией 0,05 дж и частотой повторения 1 гц. Ширина линии генерации составляла порядка 10 Å. Длина волны лазерного излучения соответствует полосе поглощения Шумана — Рунге молекулярного кислорода, верхнее состояние которой $B^3\Sigma_u^-$ является преддиссоционным. Это излучение пропусклось через природный воздух, где отфильтровывалась та часть спектра, которая поглощается молекулами ¹⁶O₂. Профильтрованное таким образом излучение направлялось в ячейку, содержащую молекулярный кислород нормального изотопического состава при давлении 10 атм и поглощалось только теми молекулами, которые содержали атомы ¹⁷O и ¹⁸O. Образующиеся в результате преддиссоциации атомы кислорода с повышенным содержанием тяжелых изотопов быстро связываются в результате протекания простой реакции



(M — третья частица), что легко детектируется с помощью вводимых в ячейку кристаллов силикагеля, поглощающих молекулярный озон. После облучения смеси 500 импульсами лазерного излучения величина коэффициента обогащения оказалась близкой к 100%. Описанный демонстрационный эксперимент проведен в далеко не оптимальных условиях с точки зрения производительности и эффективности обогащения, однако на его примере хорошо просматриваются перспективы одного из путей применения эксимерных лазеров.

Другая область потенциального применения эксимерных лазеров связана с исследованиями взаимодействия мощного ультрафиолетового излучения с веществом, в частности, с экспериментами по лазерному нагреву и сжатию вещества с целью осуществления термоядерных реакций. Использование эксимерных лазеров в этом случае наталкивается на две серьезные проблемы, одна из которых связана с необходимостью получения мощных лазерных импульсов малой длительности (≤ 1 нсек), а другая — с уменьшением угловой расходимости лазерного излучения, препятствующей его хорошей фокусировке. Недавно опубликованные работы содержат обнадеживающие результаты на пути преодоления указанных проблем. Так, в работе⁸² сообщается о получении импульсов излучения лазера на ХеF длительностью около 2 нсек, что достигнуто посредством использования техники синхронизации мод. Еще более короткие импульсы излучения того же лазера были получены авторами работы⁸³, которые использовали активную среду ХеF-лазера для усиления третьей гармоники излучения лазера на неодимовом стекле. Указанное излучение, длина волны которого близка к длине волны излучения эксимерной молекулы ХеF, представляло собой последовательность импульсов длительностью около 0,2 нсек каждый (такая последовательность была получена

с помощью техники активной синхронизации мод). Один из таких импульсов усиливался в результате прохождения через активную среду ХеF-лазера, причем интенсивность излучения возросла в результате усиления в 6000 раз и составила ~ 50 квт. Активная среда лазера, представляющая собой смесь $\text{He} : \text{Xe} : \text{NF}_3$ в соотношении 250 : 2,5 : 1 с полным давлением 2 атм, заполняла объем 85 см³. Возбуждение осуществлялось поперечным электрическим разрядом с предварительной ионизацией, причем энергия возбуждения составляла около 0,5 дж. Хотя энергия излучения, заключенная в импульсе, относительно невелика, данный эксперимент демонстрирует один из путей решения проблемы укорачивания лазерного импульса.

Обнадеживающие результаты по уменьшению угловой расходимости излучения эксимерных лазеров достигнуты в работе ⁸⁴. В этом экспери-

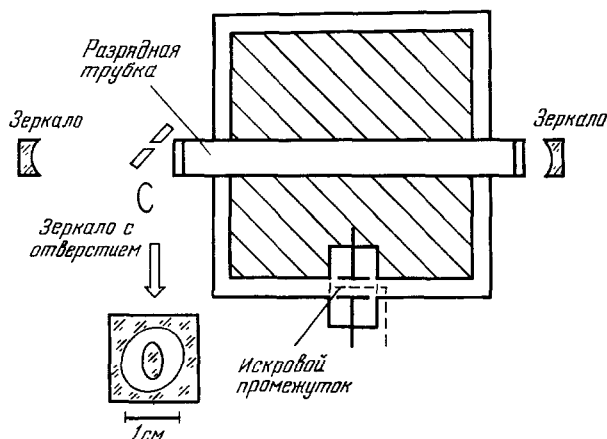


Рис. 11. Конфигурация нестабильного резонатора, использованная в работе ⁸⁴.

менте впервые для возбуждения генерации эксимерных лазеров использован нестабильный резонатор, что сразу привело к более чем десятикратному уменьшению угловой расходимости лазерного излучения. Лазер на эксимерах ХеF или КгF возбуждался импульсным разрядом с межэлектродным расстоянием 1,8 см, длиной электродов 87 см, напряжением на электродах 30 кВ, длительностью ~ 10 нсек и энергией, запасаемой в линии Блюмляйна, ~ 5 дж. Состав смеси в случае ХеF-лазера был следующим: $\text{He} : \text{Xe} : \text{F}_2 = 96,5 : 1,5 : 2$ при полном давлении 450 тор; в случае КгF-лазера — $\text{He} : \text{Kr} : \text{F}_2 = 93 : 6 : 1$ при полном давлении 600 тор. Конфигурация нестабильного резонатора представлена на рис. 11, где показана также характерная форма выходного пятна. Использование такого резонатора привело к снижению угловой расходимости лазерного излучения от 3—5 до $\leq 0,2$ миллирадиан без существенного изменения энергетических характеристик излучения (выходная энергия лазера составляла $(5-7) \cdot 10^{-2}$ дж, что соответствует к. п. д. свыше 1%). При диаметре выходного отверстия $\sim 0,5$ см приведенное значение угловой расходимости приближается к дифракционному пределу $\sim 10^{-4}$ рад.

Рассмотренные вкратце направления развития физики и техники эксимерных лазеров должны привести к значительному расширению возможностей этих систем. Ждут своего решения и другие, не менее важные проблемы, в том числе проблема плавной перестройки частоты излучения эксимерного лазера, проблема создания непрерывных или

квазинепрерывных систем. Можно не сомневаться, что исследования, направленные на создание, усовершенствование и применение эксимерных лазеров, приведут к дальнейшему прогрессу в области квантовой электроники.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. N. G. Basov et al., *J. Luminescence* **1**, 834 (1970).
2. Н. Г. Басов и др., *Письма ЖЭТФ* **12**, 473 (1970).
3. H. A. Koehler et al., *Appl. Phys. Lett.* **21**, pt. 1, 198 (1972).
4. J. E. Velasco, D. W. Setser, *J. Chem. Phys.* **62**, 1990 (1975); *J. Quantum Electron.* **11**, 708 (1975).
J. G. Piper, J. E. Velasco, D. W. Setser, *J. Chem. Phys.* **59**, 3323 (1973).
J. E. Velasco, J. H. Kolts, D. W. Setser, *ibid.* **65**, 3468 (1976).
5. G. C. Tisone, A. K. Hays, J. M. Hoffman, *Opt. Comm.* **15**, 188 (1975).
6. J. M. Toffman, A. K. Hays, G. C. Tisone, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 538 (1976).
7. E. R. Ault et al., *Bull. Amer. Phys. Soc.* **21**, 169 (1976).
8. R. S. Bradford et al., *Opt. Comm.* **18**, 116, 210 (1976).
9. Б. М. Смирнов, *ДАН СССР* **183**, 554 (1968).
Л. Я. Ефременкова, Б. М. Смирнов *ibid.* **203**, 779 (1972).
10. R. S. Millican, *J. Chem. Phys.* **52**, 5170 (1970).
11. T. H. Dunning, P. J. Hay, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 649 (1976); *J. Chem. Phys.* **66**, 1306 (1977).
12. C. A. Brau, J. J. Ewing, *ibid.* **63**, 4640 (1975).
13. Б. М. Смирнов, *Асимптотические методы в теории атомных столкновений*, М., Атомиздат, 1973.
14. J. Tellingshuisen et al., *J. Chem. Phys.* **64**, 2484, 4473, 4796 (1976).
15. F. J. Adrian, V. A. Bowers, *ibid.* **65**, 4317.
16. J. Goodman, L. E. Brus, *ibid.*, p. 3808.
17. B. S. Ault, L. Andrews, *ibid.*, p. 4192.
18. U. Fano, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **13** (1963).
19. Г. Валлис и др., *УФН* **113**, 435 (1974).
20. Б. М. Смирнов, *Ионы и возбужденные атомы в плазме*, М., Атомиздат, 1974.
21. J. A. Mangan, J. H. Jacob, J. B. Dodge, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 426 (1976).
22. E. S. Ault, R. S. Bradford, M. L. Bhaumik, *ibid.* **27**, 413 (1975).
23. G. A. Hart, S. K. Searles, *J. Appl. Phys.* **47**, 2033 (1976).
24. J. K. Rice, A. W. Johnson, *J. Chem. Phys.* **63**, 5235 (1975).
25. E. Ellis, N. D. Twiddy, *J. Phys.* **B2**, 1366 (1969).
26. J. W. Keto et al., *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1365 (1974).
27. E. V. George, C. K. Rhodes, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 139 (1973).
28. C. W. Werner et al., *ibid.* **25**, 235 (1974).
29. F. E. Huber et al., *J. Quantum Electron.* **12**, 353 (1976).
30. M. Bourene et al., *J. Chem. Phys.* **63**, 1668 (1975).
31. J. A. Mangan, J. H. Jacob, *Appl. Phys.* **63**, 1668 (1975).
32. C. P. Wang et al., *ibid.* **28**, 326 (1976).
33. C. A. Brau, *ibid.* **29**, 7.
34. А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, в кн. *Моделирование и методы расчета физико-химических процессов в плазме*, под ред. Л. С. Полака, М., «Наука», 1974.
35. А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, *ЖТФ* **38**, 3 (1968).
36. А. В. Елецкий, В. Д. Кулагин, *Физ. плазмы* **4** (4) (1978).
37. И. И. Остроухова, Б. М. Смирнов, Г. В. Шляпников, *ЖЭТФ* **73**, 166 (1977).
38. H. A. Koehler et al., *Phys. Rev.* **A9**, 768 (1974); **A12**, 968 (1975).
39. А. В. Елецкий, Л. А. Палкина, Б. М. Смирнов, *Явления переноса в слабоионизованной плазме*, М., Атомиздат, 1975.
40. Н. А. Нуман, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 14 (1977).
41. K. J. McCann, M. R. Flannery, *ibid.*, p. 599.
42. R. Burnham et al., *ibid.* **29**, 30 (1976).
43. L. F. Champagne et al., *ibid.* **30**, 161 (1977).
44. L. F. Champagne, N. W. Harris, *ibid.* **31**, 513.
45. А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, *Газовые лазеры*, М., Атомиздат, 1971.
46. R. Burnham, N. W. Harris, N. Djeu, *Appl. Phys. Lett.* **28**, 86 (1976).
47. C. P. Wang, *Rev. Sci. Instrum.* **47**, 92 (1976).
48. R. Burnham, N. Djeu, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 707 (1976).

46. Rurnham et al., Appl. Phys. Lett. 29, 30 (1976).
47. J. A. Mangan o, J. H. Jacob, ibid. 27, 495 (1975).
48. V. N. Ishenko, V. N. Lisitsyn, A. M. Rarhev, Appl. Phys. 12, 55 (1977); Письма ЖТФ 2, 839 (1976).
49. А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов, ДАН СССР 190, 809 (1970).
50. А. В. Елецкий, Автореферат докт. диссертации, М., ИАЭ им. Курчатова, 1976.
51. С. Браун, Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., Атомиздат, 1961.
52. J. D. Daugherty, J. A. Mangan o, J. H. Jacob, Appl. Phys. Lett. 28, 581 (1976).
53. С. А. Браун, J. J. Ewing, Opt. Comm. 18, 115 (1976).
54. А. В. Джонсон и др., Квант. электроника 3, 916 (1976).
55. D. J. Bradley et al., Opt. Comm. 11, 335 (1974); 14, 1 (1975).
56. S. C. Wallace, R. W. Dreyfus, Appl. Phys. Lett. 25, 498 (1974).
57. J. B. Gerardo, A. W. Johnson, J. Appl. Phys. 45, 867 (1974); Appl. Phys. Lett. 26, 582 (1975).
58. В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, Тр. ФИАН СССР 85, 49 (1976).
59. R. W. Hoff, J. C. Swingle, C. K. Rhodes, Appl. Phys. Lett. 23, 245 (1973).
60. W. H. Hedges, J. Shannon, R. Hunter, ibid. 24, 488 (1974).
61. W. H. Hedges, N. T. Olson, R. Hunter, ibid. 28, 81 (1976).
62. H. T. Powell, J. B. Murray, C. K. Rhodes, ibid. 25, 730 (1974).
63. Н. Г. Басов и др., Письма ЖТФ 3, 337 (1976).
64. S. K. Searles, G. A. Hart, Appl. Phys. Lett. 27, 243 (1975).
65. S. K. Searles, ibid. 28, 608.
66. J. J. Ewing, C. A. Braun, ibid. 27, 359, 435 (1975).
67. Н. Г. Басов и др., Письма ЖТФ 2, 1057 (1976).
68. C. P. Wang, Appl. Phys. Lett. 29, 103 (1976).
69. W. J. Sarjeant et al., ibid. 30, 635 (1977).
70. R. Burnham, F. X. Powell, N. Djeu, Appl. Phys. Lett. 29, 30 (1976).
71. R. W. Waynant, ibid. 30, 234 (1977).
72. D. G. Sutton et al., ibid. 28, 522 (1976).
73. M. L. Bhaumik, R. S. Bradford, E. R. Ault, ibid., p. 23.
74. J. K. Rice, et al., ibid. 31, 31 (1977).
75. J. R. Murray, H. T. Powell, ibid. 29, 252 (1976).
76. В. Я. Александров и др., Опт. и спектр., 41, 390 (1976).
77. C. D. Cooper, G. C. Colb, E. L. Tolnas, J. Mol. Spectr. 7, 233 (1961).
78. J. B. Gerardo, A. W. Johnson, J. Quantum Electron. 9, 248 (1973).
79. В. Н. Ищенко, В. Н. Лисицын, А. М. Ражев, Письма ЖТФ 3, 690 (1977).
80. C. P. Christensen, Appl. Phys. Lett. 30, 483 (1977).
81. T. R. Loree et al., ibid. 31, 37.
82. N. Djeu, R. Burnham, ibid. 30, 473.
83. R. K. Sander et al., ibid. p. 150.
84. C. P. Christensen et al., ibid. 29, 424 (1976).
85. I. V. Tomov et al., ibid. 30, 146 (1977).
86. T. J. McKee, B. P. Stoicheff, S. C. Wallace, ibid., p. 278.
87. M. Gholfsenstein, H. Szwarc, R. Lopez-Delgado, Chem. Phys. Lett. 52, 236 (1977).
88. N. W. Winter, C. F. Bender, T. N. Rescigno, J. Chem. Phys. 67, 3122 (1977).
89. W. R. Wadt, D. C. Cartwright, J. S. Cohen, Appl. Phys. Lett. 31, 672 (1977).
90. M. Rokni et al., ibid. 31, 79 (1977).
91. А. М. Hawryluk, J. A. Mangan o, J. H. Jacob, ibid., p. 164.
92. C. H. Fischer, R. E. Center, ibid., p. 106.
93. С. Е. Turner, ibid., p. 659.
94. Ю. И. Бычков и др., Письма ЖТФ 3, 1041, 1233 (1977); 4, 83 (1978).
95. Н. Г. Басов и др., ibid. 3, 1297 (1977).