

Импульсные лазеры на плазме, создаваемой электронными пучками и разрядами

В.Ф.Тарасенко*, С.И.Яковленко**

Использование электронных пучков для накачки плотных газов позволило получить генерацию на переходах молекул и атомов в различных областях спектра и создать мощные импульсные лазеры. Существенный вклад в формирование и развитие этого направления был внесен Н.Г.Басовым с коллективом сотрудников. Дан краткий обзор исследований эффективных активных сред повышенного давления и мощных импульсных лазеров на основе плазмы, созданной как электронным пучком, так и разрядом, формируемым электронным пучком. Это эксимерные и эксиплексные лазеры, лазеры на атомарных переходах ксенона и неона, лазер на смеси $Ar-N_2$, лазер на молекулярном ионе азота, CO_2 -лазер высокого давления. Приведены результаты, полученные при исследованиях излучения сложных комплексов галогидов инертных газов.

Ключевые слова: активные среды, лазеры на плотных газах (эксимерные, эксиплексные, на атомарных переходах ксенона и неона, CO_2 , на смесях $Ar-N_2$ и $He-N_2$), излучение сложных комплексов.

1. Введение

Первые работы по созданию мощных импульсных лазеров на плотных газах (ЛПГ) с использованием электронных пучков были начаты в конце 60-х годов. Развитие способов накачки активных сред повышенного давления жестким ионизатором позволило получить уникальные характеристики генерации в разных областях спектра на переходах молекул и атомов, а также создать лазеры с наибольшими энергиями и мощностями на ряде длин волн. Существенный вклад в формирование и развитие этого направления был внесен Н.Г. Басовым с сотрудниками [1–38]. Работы по накачке жидкого ксенона мощным электронным пучком [3–5, 7] сыграли решающую роль в создании эксимерных лазеров – впервые была получена лазерная генерация непосредственно на фотодиссоциативном переходе из связанного электронно-возбужденного состояния в основное расталкивательное. В настоящее время эксимерные и эксиплексные лазеры являются наиболее мощными в УФ и ВУФ областях спектра.

В работах Н.Г.Басова с сотрудниками были получены следующие результаты. Зарегистрировано излучение сложных комплексов галогидов инертных газов [16]. При накачке пучком электронов были запущены и исследованы лазеры на смеси $Ar-N_2$ [9, 11] и на переходе иона молекулярного азота [10], на атомарных переходах ксенона [22], пеннинговские плазменные лазеры на неоне [26, 30]. Разряд, инициируемый пучком электронов, был успешно применен для накачки CO_2 -лазера высокого давления [8] и лазера на атомарных переходах ксенона

[23]. Развитие этого способа накачки позволило создать CO_2 -лазеры с энергией излучения от единиц до десятков килоджоулей в импульсе.

В данном кратком обзоре рассмотрены результаты исследований мощных импульсных лазеров на плотных газах с накачкой электронным пучком и разрядом, формируемым электронным пучком. (Отметим, что данный способ накачки газовых лазеров в коллективе Н.Г.Басова было предложено называть электроионизационным способом. Однако большинство научных групп, в первую очередь зарубежных, использует другой, более распространенный термин, – накачка разрядом, управляемым или инициируемым пучком электронов, поэтому мы употребляем его в обзоре.) Основное внимание уделено эксимерным и эксиплексным лазерам, лазерам на атомарных переходах ксенона и неона, а также лазеру на смеси $Ar-N_2$, т. е. тем лазерам, в развитие которых Н.Г.Басов и его сотрудники внесли существенный вклад.

2. Эксимерные и эксиплексные лазеры

2.1. Историческая справка

Под эксиплексами (от excited complex) в фотохимии обычно понимают химические соединения (комплексы), прочные в электронно-возбужденных состояниях и легко распадающиеся (диссоциирующие) в основном состоянии [45]. Эксимер – это эксиплекс, состоящий из идентичных атомов или фрагментов (димер, тример и т. д.).

Обычно эксиплексные молекулы содержат атомы благородных газов и галогенов. В основном состоянии благородные газы не образуют, как правило, химических соединений (за исключением XeF_2), т. к. их электронная оболочка заполнена. Возбужденный же атом инертного газа R^* по своим химическим свойствам близок к щелочным металлам: он имеет один слабосвязанный электрон, на поведении которого мало сказывается взаимодействие с «внутренними» электронами. Генерация в эксиплексах происходит на переходах с возбужденного атома инертного газа в основное состояние.

*Институт сильноточной электроники СО РАН, Россия, 634055 Томск, Академический просп., 4

**Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

мерных и эксиплексных лазерах происходит на фотодиссоциативном переходе из возбужденного связанного состояния в основное расталкивательное. Спектральная ширина данного перехода велика, и это обусловило основные трудности при реализации лазерной генерации.

Из работы [40] следует, что идея использования фотодиссоциативных переходов непосредственно для усиления индуцированного излучения обсуждалась Ф.Хоутермансом еще в 30-е годы. Однако первые попытки получить усиление в пульсирующем дуговом разряде на молекулах ртути [41] и водорода [42] были безрезультатными (нам известен также еще ряд подобных попыток реализации генерации на фотодиссоциативных переходах). Эти неудачи не были случайными.

Во-первых, вслед за Хоутермансом [40] многие экспериментаторы и теоретики считали фотодиссоциативный переход инвертированным «автоматически» ввиду малости времени разлета основного состояния. В действительности же для реализации инверсии на фотодиссоциативном переходе нужна, в частности, достаточно низкая газовая температура. Попытки получить генерацию при высокой газовой температуре были безуспешны.

Во-вторых, большинство исследователей лазерных активных сред в то время рассматривали схемы накачки не в режиме рекомбинации, а в режиме ионизации газа электронами, нагретыми внешним электрическим полем, что имеет место в обычном разряде. Однако для получения генерации на фотодиссоциативном переходе в силу его большой спектральной ширины необходима *мощная* накачка *плотного* газа. В плотном же газе при использовании обычных разрядов вместе с электронами эффективно нагреваются и тяжелые частицы. Поэтому многие экспериментальные попытки получить генерацию на фронте импульса при тепловом нагреве электронов заканчивались неудачей.

Применение Н.Г.Басовым с сотрудниками мощной электронно-пучковой накачки позволило создать переохлажденную по степени ионизации рекомбинирующую плазму с низкой газовой температурой и вывести проблему из тупика – впервые реализовать генерацию непосредственно на фотодиссоциативном переходе.

О начале работ по получению генерации ВУФ излучения при накачке охлажденных инертных газов Н.Г.Басов сообщил еще в 1966 г. [1]. Исследования спектров излучения инертных газов в жидком и твердом состояниях показали, что спектры излучения практически не зависят от агрегатного состояния и определяются излучательным распадом двухатомных молекул [2–4]. Путь к успеху наметился после того, как было обнаружено возникновение направленности и сужение спектра люминесценции при накачке жидкого ксенона плотным пучком электронов [3, 4]. О запуске первого эксимерного лазера на жидком ксеноне с накачкой электронным пучком впервые сообщалось в [5, 7].

Работы [3–5, 7] по накачке жидкого ксенона электронным пучком стимулировали проведение аналогичных экспериментов по накачке сжатых инертных газов. Генерация на димере Xe_2^* ($\lambda = 172$ нм), а также на димерах Kr_2^* ($\lambda = 146$ нм) и Ar_2^* ($\lambda = 126$ нм) при накачке плотных газов была получена в 1972–1974 гг. почти одновременно несколькими группами исследователей [43–58]. Был предпринят интенсивный поиск новых активных сред на основе других эксиплексных молекул и получена генерация на целом ряде фотодиссоциативных переходов

[59–61] (подробнее см. литературу в обзорах и книгах [30, 37, 62–70]). Сейчас наиболее эффективными являются лазеры на галогенидах инертных газов: KrF^* ($\lambda = 250$ нм), XeF^* ($\lambda = 350$ нм), XeCl^* ($\lambda = 308$ нм), ArF^* ($\lambda = 193$ нм). (Отметим, что по традиции лазеры на эксиплексных молекулах вслед за лазерами на димерах инертных газов часто называют эксимерными, а не эксиплексными. Мы будем придерживаться более адекватной терминологии.)

Важным также было предложение Н.Г.Басова с сотрудниками об использовании оптического метода накачки димеров инертных газов [6]. В последующие годы применение оптической накачки позволило получить мощную генерацию на эксиплексных молекулах в УФ и видимой областях спектра [13, 15, 21]. Отметим, что накачка электронным пучком, а также оптическая накачка широко применялись коллективом, возглавляемым Н.Г.Басовым, для получения и исследования генерации не только на эксимерных и эксиплексных молекулах, но и на переходах атомов [22–27, 31–33] и на связанно-связанных переходах молекул и ионов [9–11, 28, 29] (см. также обзоры [30, 38]). Теоретические вопросы, касающиеся эксиплексных и эксимерных лазеров [71–75], были подробно рассмотрены нами в обзорах [76, 77], поэтому здесь мы не будем на них останавливаться.

2.2. Эксперименты с жидким ксеноном

При исследовании спектров излучения инертных газов в жидком состоянии [2–4] Н.Г.Басов с сотрудниками зарегистрировали высокую скорость передачи возбуждения от легких инертных газов тяжелым, когда последние добавлялись в виде примеси, и наблюдали вынужденное излучение, сопровождаемое сужением спектра излучения димеров ксенона (рис.1). На рис.2 показана конструкция установки, на которой проводились исследования излучения в жидком ксеноне при накачке пучком электронов [5, 7]. Плотность тока достигала 300 А/см^2 , энергия электронов – 1 МэВ, длительность импульса тока пучка равнялась 10 нс. При плотностях тока электронов более 100 А/см^2 на люминесцентном экране наблюдалось появление светлого пятна [5, 7]. При использовании резонатора полученная расходимость излучения составила примерно 7° (определялась по размерам пятна на экране).

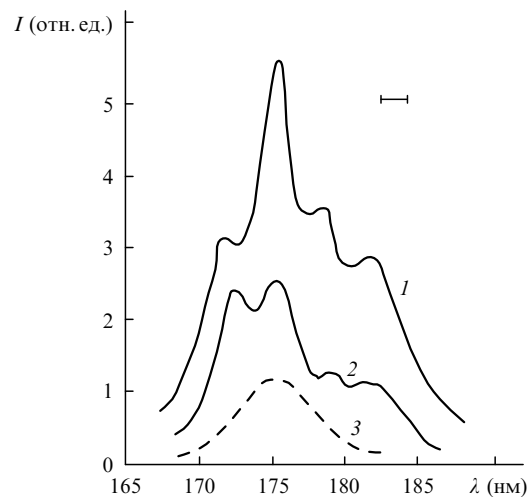


Рис.1. Спектры излучения жидкого ксенона при плотности тока пучка 150 (1), 70 А/см^2 (2) и ниже пороговой (3) (вверху указано разрешение монохроматора) [5, 7].

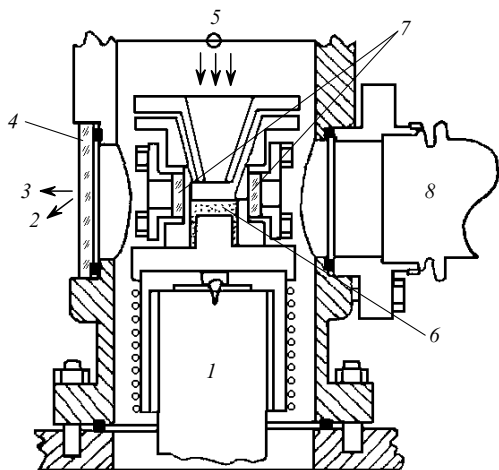


Рис. 2. Схема экспериментальной установки, на которой была получена генерация в жидком и газообразном ксеноне на эксимерах Xe_2^* [7, 30]:

1 – криостат; 2 – к фотокамере; 3 – к фотодиоду; 4 – люминесцентный экран; 5 – электронная пушка; 6 – жидкий ксенон; 7 – зеркала; 8 – вакуумный спектрометр.

Результаты лазерных экспериментов с жидким ксенонем долгое время не были воспроизведены. Только в 1988 г. на Конференции Lasers'88 авторы [78] сообщили о генерации в смесях жидких инертных газов, содержащих ксенон. Однако на переходах и ксенона и криптона генерация имела место лишь при небольшой концентрации тяжелого инертного газа в аргоне, являющемся основным компонентом жидкой смеси.

Как уже отмечалось, работы [3–5, 7] стимулировали обсуждаемые ниже эксперименты по накачке электронными пучками сжатых инертных газов.

2.3. Основные результаты экспериментов со сжатыми газами

Существенные трудности при получении генерации на эксимерах инертных газов обусловлены особенностями димерных молекул. Из-за большой пороговой плотности мощности накачки необходимо использовать плотный газ, поэтому обычно рабочее давление эксимерных лазеров превышает 5 атм. Например, в ксеноне генерация максимальна при 15 атм. Поскольку при мощной накачке газ должен оставаться холодным, наиболее приемлем жесткий ионизатор – сильноточный пучок (электронный или ионный), мощный поток коротковолновых фотонов и т. п. В лабораторных условиях накачка лазеров на димерах инертных газов реализована с помощью сильноточных ($\sim 100 \text{ А/см}^2$) электронных пучков. В силу большой плотности газа использовалась накачка в направлении, поперечном направлению усиления излучения (поперечная накачка). Следует отметить, что необходима также высокая чистота газов (подробнее см. [76]).

Рассмотрим основные экспериментальные результаты в свете механизма релаксации плазмы димеров инертных газов. Особое внимание уделим Xe_2 -лазеру (подробнее см. [62, 63, 75]).

Рекомбинационный характер неравновесности активной среды. Генерация в Xe_2 -лазере наблюдается как в ходе воздействия пучка на газ, так и в послесвечении. Рекомбинационный характер неравновесности среды в послесвечении очевиден. При квазистационарной накачке

газа жестким ионизатором, как и в случае послесвечения, плазма переохлаждена по степени ионизации, т. е. рекомбинационно-неравновесна. Однако, поскольку в ряде экспериментов генерация срывалась еще на участке роста тока пучка, квазистационарность режима заранее не очевидна. Тем не менее оценки и расчеты показывают, что и в этих случаях реализуется режим слабой рекомбинационной неравновесности, который устанавливается намного раньше, чем начинается генерация.

Из общих принципов работы плазменного лазера следует, что чем сильнее выражена рекомбинационная неравновесность среды, тем большая доля энергии накачки преобразуется в излучение (спонтанное или вынужденное). Эта закономерность прослеживается в экспериментах. Так, в квазистационарном режиме накачки общий выход излучения для плазмы чистого ксенона при слабой неравновесности составляет 7% от энергии, введенной в среду, для гелий-ксеноновых смесей – свыше 10% и в послесвечении плазмы ксенона – около 25%.

Возникает естественный вопрос: возможна ли генерация на переходах димеров инертных газов в перегретой плазме, т. е. в режиме ионизации тепловыми электронами? Ведь для образования молекул R_2^* достаточно нарабатывать возбужденные атомы инертного газа, что достигается и в ионизационном режиме. На наш взгляд, такая генерация в принципе возможна. Однако создать объемный разряд в ксеноне, криптоне и аргоне при давлениях в десятки атмосфер с достаточной для получения генерации мощностью накачки очень сложно, хотя за последние годы сильно развилась техника импульсных разрядов с предьонизацией в плотных газах.

В связи с проблемой создания электроразрядных лазеров на димерах инертных газов отметим работу [79], в которой наблюдались аномалии в спектре излучения смеси инертных газов $\text{Kr}-\text{Xe}$ ($\lambda \sim 146 \text{ нм}$) в криогенной плазме. В работе [80] сделан вывод о том, что эти аномалии связаны с радиационными столкновениями [81, 82] возбужденных атомов ксенона с атомами криптона. Отметим, что проблеме создания электроразрядного Kr_2 -лазера удалось решить в работе [83]. При давлении 10 атм была получена генерация с полушириной полосы 0.5 нм на длине волны 148 нм.

Причины срыва генерации. Срыв генерации в течение импульса накачки эксимерных лазеров был объяснен тем, что газ перегревается, т. е. его температура превышает критическую $T_{\text{cr}} \approx 0.1 \text{ эВ}$, при которой фотодиссоциативное поглощение начинает приближаться к фотодиссоциативному усилению.

Показательно, что при ионизации плотного (до 25 атм) газа электронным пучком с плотностью тока $j = 200 - 300 \text{ А/см}^2$ среда начинает усиливать свет незадолго до прекращения действия пучка [46, 49]. При этом генерация максимальна в послесвечении. С повышением плотности тока пучка до 800 А/см^2 временной ход лазерного излучения резко изменяется: генерация начинает срываться еще на стадии роста тока пучка [48]. При использовании пучка с энергией электронов порядка 700 кэВ и плотностью тока пучка $j \approx 3 \text{ кА/см}^2$ также получен срыв генерации на участке роста тока (менее 10 нс) [53]. С уменьшением j до 300 А/см^2 длительность генерации на той же установке увеличилась до 90 нс [55]. Эти факты хорошо укладываются в предположение о перегреве газа при более мощной накачке и согласуются с результатами численного моделирования.

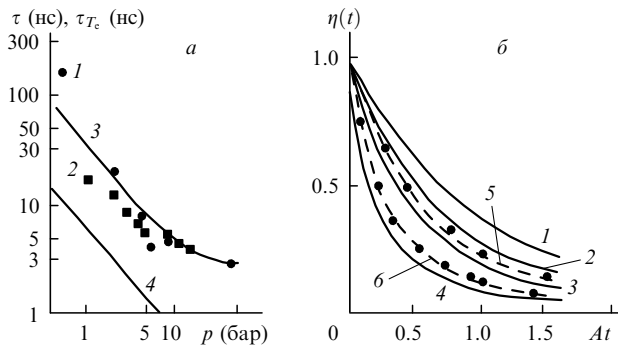


Рис.3. Сравнение экспериментальных данных и расчетов релаксации димера Xe_2 в послесвечении импульсной накачки электронным пучком: зависимости от давления p времени задержки пика генерации τ (1, 2 – эксперимент [43, 44], 3 – данные численного расчета [80], 4 – характерное время охлаждения электронов τ_c) (а) и временные зависимости спада интенсивности спонтанного излучения димеров (точки – эксперимент [44], кривые – расчет по формуле (1) при $\eta_0 = 0$ (1), 0.65 (2), 1.7 (3), 5 (4), 0.9 (5) и 3.5 (6)) (б).

Очень мощная накачка приводила в срыву не только инверсии, но и спонтанной люминесценции [52]. Численные расчеты [74] релаксации ксеноновой плазмы, накачиваемой жестким ионизатором, объяснили срыв люминесценции ростом концентрации электронов и приближением степени ионизации к равновесной. При этом включается канал ионизационной разгрузки возбужденных состояний электронами плазмы. Кроме того, за счет роста температуры газа падает скорость ассоциативного образования димеров.

Послесвечение. В послесвечении короткого (время ионизации $\tau_i \approx 1.6$ нс) импульса накачки электронным пучком наблюдался пик спонтанного излучения димеров, сужавшийся с ростом давления [43, 44]. Время задержки пика импульса излучения относительно импульса накачки примерно соответствует времени охлаждения свободных электронов τ_c (рис.3). Соответственно время задержки обратно пропорционально давлению газа. Если бы задержка была связана с временем образования димеров за счет реакции трехчастичной рекомбинации, то она была бы обратно пропорциональна квадрату давления. Хорошее согласие с экспериментальными данными дают численные расчеты [74].

Временные зависимости спада интенсивности (рис.3,б) хорошо описываются формулой [63, 70, 73]

$$\frac{[R_2^*](t)}{[R_2^*](t=0)} \equiv \eta(t) = \frac{\exp(-At)}{1 + \eta_0[1 - \exp(-At)]}, \quad (1)$$

содержащей один подгоночный параметр η_0 (здесь A – скорость спонтанного распада димера; $[R_2^*]$ – концентрация реагентов).

Для описания временной зависимости $[R_2^*](t)$ суммой спадающих экспонент в работе [44] понадобилось от четырех до шести подгоночных параметров, которые подбиралась отдельно для каждой кривой.

2.4. Эксплексные лазеры на галогенидах благородных газов

Прогресс в эксиплексных лазерах. Первые сообщения о запуске лазеров на галогенидах благородных газов, как уже отмечалось, появились в 1975 г. [59–61]. Была получена генерация на фотодиссоциативных переходах эксиплексных молекул XeF^* ($\lambda = 282$ нм), XeCl^* ($\lambda = 308$ нм),

XeF^* ($\lambda = 351, 353$ нм), KrF^* ($\lambda = 248$ нм). Уже в 1975 г. была достигнута мощность излучения 100 МВт, а в 1976 г. – энергия излучения 108 Дж на KrF^* и 92 Дж на ArF^* ($\lambda = 193$ нм) при эффективности вложенной в газ энергии 3%. В конце семидесятых – начале восьмидесятых годов были созданы серийные лазеры на XeF^* , XeCl^* , KrF^* , ArF^* . Максимальные эффективности эксиплексных лазеров достигаются при накачке электронным пучком, т.е. в режиме переохлаждения плазмы по степени ионизации.

При пучковой накачке генерация на различных комплексах реализована при следующих параметрах пучка: $U = 0.1 - 2$ МВ, $j = 6 - 10^3$ А/см² (полный ток до 150 кА), $\tau_i \approx 1.4$ мкс. Наибольший КПД по вложенной в среду энергии достигнут в KrF при высокой плотности мощности накачки ($2 - 7$ МВт/см³) плотной среды (~ 3 атм). С 1 л активной среды снято до 40–50 Дж, построены мощные широкоапертурные установки с выходной энергией до 6 кДж (подробнее см. [37, 64–68]). Осуществлена накачка XeCl^* жестким излучением ядерного взрыва [84].

Эксплексные лазеры на галогенидах инертных газов являются в настоящее время наиболее мощными источниками стимулированного излучения в УФ области спектра. Важное достоинство этих лазеров заключается в их эффективной работе при различных способах накачки: жестким ионизатором (в частности как поперечным, так и продольным электронным пучком), электрическим разрядом и разрядом, контролируемым электронным пучком. Более того, одна система накачки может применяться для генерации в различных смесях и на разных молекулах. Зачастую используются те же способы, что и для накачки CO_2 -лазеров: самостоятельный ТЕА-разряд (ТЕА – от transversely excited atmospheric) и его модификации с предыонизацией (электрической, УФ и рентгеновским излучением, слаботочным электронным пучком).

В последнее время ведутся исследования по улучшению качества излучения (монохроматичность, расходимость) эксиплексных лазеров для задач микроэлектроники.

Коллектив, возглавляемый Н.Г.Басовым, принимал активное участие в изучении новых типов лазеров на галогенидах благородных газов [12, 19, 30] и на оксидах ксенона [13, 14]. Была создана KrF -лазерная система «ГАРПУН» с накачкой электронным пучком выходного усилителя [34–36], которая используется в настоящее время в экспериментах по исследованию взаимодействия лазерного излучения с веществом.

Сечение фотоперехода. Существенные преимущества эксиплексных лазеров перед лазерами на димерах инертных газов обусловлены особенностями строения их электронных термов и, как следствие, сравнительно большим сечением фотодиссоциации.

Связь возбужденного атома R^* с галогеном X очень прочна. Возбужденный электрон локализуется на атоме галогена, заполняя его оболочку, и образуется комплекс R^+X^- , характеризуемый ионной связью. Этот комплекс связывает кулоновская сила, которая весьма велика (энергия связи составляет ~ 5 эВ уже при расстоянии между ядрами 0.3 нм). Из-за большой энергии диссоциации возбужденного электронного терма на фотон «остается» меньше энергии, чем у димеров инертных газов, соответственно длина волны рабочего излучения RX -лазеров больше. Кроме того, вследствие дальнедействующего характера кулоновских сил яма ионного терма

«висит» над пологим участком расталкивательного ковалентного терма, обусловленного короткодействующими обменными силами. (Один из термов XeF, коррелирующий с основным состоянием, имеет неглубокую яму с энергией диссоциации не более 0.15 эВ, а энергия диссоциации молекулы XeCl* составляет 0.035 эВ. Остальные пары R – X в основном состоянии связью не обладают.)

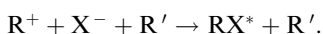
В результате сечение фотодиссоциации ($\sigma_{\text{phd}} = \lambda^2 A \times (4\Delta\omega)^{-1}$) у эксиплексов RX^* почти на два порядка выше, чем у димеров R_2^* , и соответственно намного ниже пороговые характеристики накачки.

Проведем простые иллюстративные оценки. Для KrF^* , например, длина волны перехода $\lambda = 250$ нм, скорость спонтанного распада $A \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$, сечение фотодиссоциации $\sigma_{\text{phd}} \approx 2.5 \times 10^{-5} \text{ см}^2$, откуда, положив пороговый коэффициент усиления $\kappa_{\text{th}} \approx 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, получаем пороговую плотность эксиплексных молекул $[KrF^*]_{\text{th}} = \kappa_{\text{th}}/\sigma_{\text{phd}} \approx 4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, пороговую энергию $W_{\text{th}} = J[KrF^*]_{\text{th}} \approx 10^{-4} \text{ Дж/см}^3$ ($J \approx 14$ эВ) и пороговую мощность накачки $w_{\text{th}} = W_{\text{th}}A \approx 10 \text{ кВт/см}^3$. При этом интенсивность насыщения $I_{\text{sat}} \approx \hbar\omega A/\sigma_{\text{phd}} \approx 1 \text{ МВт/см}^2$.

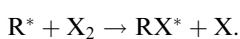
Исходный состав среды. В отличие от димеров инертных газов для галогенидов весьма существенны реакции тушения рабочего состояния компонентами рабочей смеси. Например, скорости тушения KrF^* галогенами в парных столкновениях и атомами криптона в тройных столкновениях составляют порядка $5 \times 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ и $5 \times 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$ соответственно. Таким образом, частоты столкновительного тушения эксиплекса в парных и тройных столкновениях становятся равными частоте спонтанного радиационного распада при $[F_2] \approx 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $[Kr] \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Однако для обеспечения достаточно большой плотности мощности накачки нужны плотные среды. Необходимая плотность достигается добавлением в рабочую смесь буферного (обычно легкого) инертного газа, слабо тушащего верхнее рабочее состояние. Как правило, используется тройная смесь $R' - R - X_2$, где R' – буферный инертный газ (обычно He, Ne, Ar), R – рабочий инертный газ, X_2 – галоген. Часто галогены заменяют их летучими соединениями, например HCl, NF₃, HBr, XeF₂, SF₆, BCl₃, CCl₄ и др. Типичны отношения концентраций $[R']/[R]/[X_2] \approx (10^3 - 10^2)/(10^2 - 10)/1$.

О механизмах релаксации. Математическое моделирование активных сред на основе галогенидов инертных газов стало эффективным лишь после того, как накопилось достаточно большое количество экспериментального материала. При моделировании активных сред RX -лазеров учитываются сотни химических реакций. Здесь мы отметим только некоторые особенности подобных моделей (подробнее см. [65, 67, 68, 85–90]).

Принципиально новый канал релаксации RX -плазмы по сравнению с R -плазмой появляется из-за наличия отрицательных ионов X^- . В большинстве смесей заселение рабочего состояния происходит в результате тройной рекомбинации положительных и отрицательных ионов



Кроме ион-ионной рекомбинации заметный вклад в образование рабочей молекулы в некоторых лазерах может давать также гарпунная реакция



Так как основным каналом образования рабочих молекул RX^* в большинстве эксиплексных лазеров является ион-ионная рекомбинация, эффективная генерация осуществляется, как правило, в рекомбинационном режиме накачки. Исключение составляет XeBr-лазер, поскольку молекула XeBr* появляется преимущественно за счет гарпунной реакции, а возбужденные атомы ксенона могут эффективно образовываться в результате возбуждения электронами из основного состояния и за счет диссоциативной рекомбинации [37].

Конечно, эксиплексные лазеры на галогенидах благородных газов могут работать в условиях как рекомбинационной (накачка жестким ионизатором, генерация в послесвечении), так и ионизационной неравновесности (накачка самостоятельным разрядом), однако наиболее эффективной является генерация при работе в режиме переохладения по степени ионизации. Например, КПД генерации KrF -лазера при накачке самостоятельным разрядом не превышает 5% от вложенной в рабочий газ энергии, тогда как при накачке пучком электронов КПД составляет более 10%.

В отличие от чистых инертных газов далеко не каждый акт ионизации атомов и молекул приводит к заселению эксиплекса RX^* , основная часть релаксационного потока идет «в обход». При оптимальном подборе смеси через рабочее состояние RX^* можно пропустить до 20%–30% этого потока.

Отрицательные ионы X^- играют существенную роль в паразитном поглощении рабочего излучения. С усложнением химического состава среды возрастает роль поглощения света и другими промежуточными продуктами химических реакций – не только димерами R_2^* , но и тройными эксиплексами R_3^* , $R'RX^*$. Существенно влияют на поглощение могут неконтролируемые примеси. Они особенно опасны для лазеров с большой энергией кванта: $ArCl^*$, ArF^* , $KrBr^*$.

2.5. Излучение сложных комплексов галогенидов благородных газов

О регистрации излучения сложных комплексов (молекул) R_2X^* , $R'RX^*$ (R, R' – атомы различных инертных газов, X – атом галогена) впервые сообщалось в работах [16, 91]. Вклад Н.Г.Басова с сотрудниками в изучение этой проблемы отражен в публикациях [16–18, 20]. Подобные молекулы эффективно образуются в смесях инертных газов с галогенами при повышенных давлениях и влияют на эффективность эксиплексных лазеров. В экспериментах [91] при возбуждении смеси $Ar - Kr - F_2$ электронным пучком с плотностью тока до 5 А/см^2 были обнаружены широкая полоса с максимумом на $\lambda \sim 270 - 280$ нм, которая была отнесена к излучению молекул $ArKrF^*$ и Ar_2F^* , и полоса с $\lambda \sim 340 - 500$ нм, которая была отнесена к излучению молекул Kr_2F^* . В [16] независимо от [91] сообщалось о регистрации излучения молекул $ArKrF^*$ ($\lambda_{\text{max}} \sim 420$ нм), Ar_2F^* , Kr_2F^* , а также об излучении молекул $KrXeF^*$ ($\lambda_{\text{max}} \sim 480$ нм). Полосы излучения, отнесенные к молекулам Ar_2F^* и Kr_2F^* , в работах [16, 91] совпали, а полосы, идентифицированные как полосы излучения молекул $ArKrF^*$, различались на 140 нм. Более поздние исследования [92] показали, что максимум полосы излучения молекул $ArKrF^*$ соответствует $\lambda_{\text{max}} \sim 300$ нм. На рис.4 приведены зависимости интенсивности излучения от температуры на $\lambda \sim 250$ нм (молекулы KrF^*) и на $\lambda \sim 420$ нм (молекулы $ArKrF^*$), полученные в

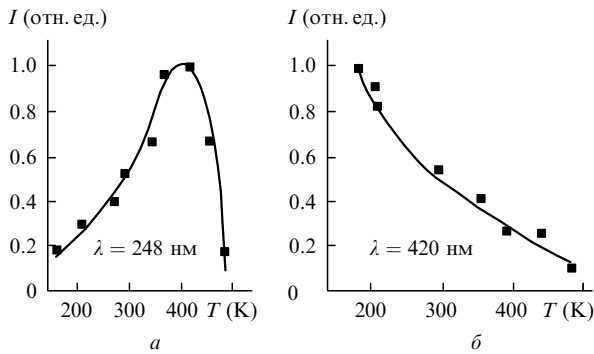


Рис. 4. Зависимости интенсивности спонтанного излучения на $\lambda = 248$ (а) и 420 нм (б) от температуры газовой смеси Ar:Kr:F₂ = 1000:10:1 при концентрации частиц $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [16, 17].

[16, 17]. Двухатомные молекулы имеют большую энергию связи и более устойчивы при повышении температуры. Наблюдаемые различия в температурных зависимостях объясняются разными скоростями образования эксиплексных и эксимерных молекул при изменении температуры.

Излучение молекул ArXeF* ($\lambda_{\text{max}} \sim 460$ нм) наблюдалось в [93], а NeXeF* ($\lambda_{\text{max}} \sim 450$ нм) – в [94]; авторы обеих работ использовали для накачки пучок электронов с плотностью тока до 10 А/см². Наиболее подробно образование сложных молекул R'RX* исследовалось в [92]. Возбуждение газовых смесей осуществлялось оптическим излучением электроразрядной лампы, наполненной ксеноном или криптоном. Было обнаружено излучение сложных молекул KrXeCl* ($\lambda_{\text{max}} \sim 370$ нм), KrXeBr* ($\lambda_{\text{max}} \sim 330$ нм), KrXeI* ($\lambda_{\text{max}} \sim 290$ нм), KrXeCl* ($\lambda_{\text{max}} \sim 370$ нм), ArKrF* ($\lambda_{\text{max}} \sim 300$ нм) и ArKrCl* ($\lambda_{\text{max}} \sim 270$ нм). В работе [92] излучение молекул KrXeF* не было зафиксировано, а полоса в области ~ 470 нм была отнесена к излучению молекул XeF* на переходе C – A. В [95, 96] были проведены систематические исследования излучения смесей инертных газов с галогенами CCl₄, C₂F₄Br₂ и CH₃I при возбуждении электронным пучком с длительностью импульса тока 50 нс и плотностью 40 А/см². Было зарегистрировано излучение молекул ArXeBr* ($\lambda \sim 270 - 380$ нм), ArKrBr* ($\lambda \sim 227 - 290$ нм), NeKrCl* ($\lambda \sim 235 - 325$ нм), NeXeBr* ($\lambda \sim 255 - 350$ нм), Xe₂Br* ($\lambda \sim 370 - 480$ нм), Kr₂Br* ($\lambda \sim 265 - 370$ нм) и Kr₂Cl* ($\lambda_{\text{max}} \sim 290 - 380$ нм).

В табл.1 приведены сложные молекулы, области их излучения и оценки коротковолновой границы излучения таких молекул. Коротковолновая граница излучения комплексов типа R₂X* и RR'X* оценивалась исходя из уравнения баланса энергии для образования таких молекул. При возбуждении газов основная энергия расходуется на образование ионов. Если основным каналом образования комплексов является ион-ионная рекомбинация, то

$$h\nu = I_a - d - \varepsilon - D - \Delta,$$

где I_a – потенциал ионизации атома инертного газа R; d – энергия связи иона R₂⁺; ε – энергия сродства атома X к электрону; D – энергия диссоциации комплекса на ионы в предположении, что эксиплексный переход осуществляется из нижнего электронного состояния молекулы. Считая, что энергия Δ , передаваемая на поступательные степени свободы, мала, получим формулу для

Табл.1. Сложные молекулы и области их излучения.

Молекула	Коротковолновая граница (расчет) (нм)	Область регистрируемого излучения сложных молекул (нм)
Ar ₂ F*	245 +	250 – 340
Ar ₂ Cl*	216 +	230 – 260
Kr ₂ F*	315	320 – 500
Kr ₂ Cl*	282 +	290 – 380
Kr ₂ Br*	254 +	265 – 370
Xe ₂ Cl*	417	420 – 580
Xe ₂ Br*	358	370 – 480
NeKrCl*	225 +	235 – 325
ArKrF*	275	250 – 360
ArKrCl*	250 +	230 – 310
ArKrBr*	228 +	227 – 290
KrXeF*	402	$\lambda_{\text{max}} \sim 480?$
KrXeCl*	340	300 – 400
KrXeBr*	300	260 – 380
KrXeI*	267	240 – 430
NeXeF*	363	370 – 550
NeXeBr*	278	255 – 350
ArXeF*	384	380 – 500
ArXeBr*	290	270 – 380

Примечание. Знаком «+» помечена коротковолновая граница, рассчитанная для соответствующих галогенидов щелочных металлов с использованием параметра D [96].

оценки коротковолновой границы излучения сложных комплексов:

$$h\nu = I_a - d - \varepsilon - D.$$

Эта формула является аналогом выражений, используемых в [97] для оценок коротковолновой границы излучения двухатомных молекул галогенидов благородных газов. В расчетах предполагалось, что энергия диссоциации сложной молекулы RR'X* на ионы равна энергии диссоциации молекулы R'X*, где R' – более тяжелый атом инертного газа. Из табл.1 видно, что коротковолновая граница излучения молекул, полученная в результате оценок, хорошо совпадает с коротковолновой границей излучения широких полос, наблюдаемых в эксперименте. Отметим, что коротковолновая граница, наблюдаемая в эксперименте, сдвинута, как правило, в сторону меньших длин волн, что свидетельствует о существенном влиянии атома R в молекуле RR'X* на энергию связи молекулы R'X*.

Наибольшая интенсивность излучения комплексов RR'X* наблюдается в смесях с малым содержанием тяжелого газа R'. По-видимому, основным процессом, приводящим к образованию молекул RR'X*, является реакция



При увеличении давления атомов R' увеличивается скорость образования ионов R'₂⁺ и, следовательно, образования комплексов R'₂X*.

Сложные молекулы могут быть использованы и для получения генерации в широком спектральном диапазоне. Первые попытки получения усиления на молекулах такого типа были неудачными. Впервые генерация была получена на молекулах Xe₂Cl* (520 нм) при оптимизации условий накачки и состава рабочей смеси [98]. Накачка осуществлялась электронным пучком длительностью

около 10 нс с плотностью тока порядка 0.8 кА/см^2 . Во время действия пучка электронов в смеси Ar-X-CCl_4 наблюдалось поглощение, а в послесвечении регистрировалось усиление $\sim 6\%$ за один проход. При замене CCl_4 на HCl усиление исчезало, а интенсивность спонтанного излучения молекул Xe_2Cl уменьшалась. Линия генерации имела максимум на $\lambda \sim 518 \text{ нм}$ и полуширину спектра $\sim 30 \text{ нм}$, пиковая мощность излучения составляла 2 кВт. В 1980 г. была также получена генерация и на молекулах Kr_2F^* [99]. В смеси Ar-Kr-NF_3 генерация наблюдалась в области 380–480 нм, максимальная мощность излучения составляла 5 кВт.

Н.Г.Басовым с сотрудниками изучалась также генерация на сложных молекулах, в частности на трехатомной молекуле Kr_2F^* лазерное излучение было получено при оптической накачке [20].

3. Лазер на смеси Ar-N_2

Как мы отмечали, в семидесятые годы начали интенсивно исследоваться лазеры с накачкой пучком электронов. В отличие от лазеров на димерах ксенона лазер на смеси Ar-N_2 имел низкий порог генерации, сравнительно низкие рабочие давления смеси, состоящей из неактивных газов, и позволял получать излучение в УФ и видимой областях спектра. Использовать передачу энергии от $3p$ -уровней аргона к уровням $C^3\pi_u$ азота (рис.5) предложил Беннет [100]. В работе [101] при накачке разрядом, стабилизированным пучком электронов, смеси состава $\text{Ar:N}_2:\text{HF} = 89\%:10\%:1\%$ сообщалось о получении импульсов сверхизлучения на второй положительной системе азота с длительностью до 20 мкс. В [101] также сообщалось о сверхизлучении в ИК области спектра на первой положительной системе азота, а при замене азота на водород – о сверхизлучении в ИК области в водороде. Мы считаем, что в работе [101] генерация на второй положительной системе азота не была получена, а лазер на смеси Ar-N_2 был запущен в 1974 г. только при

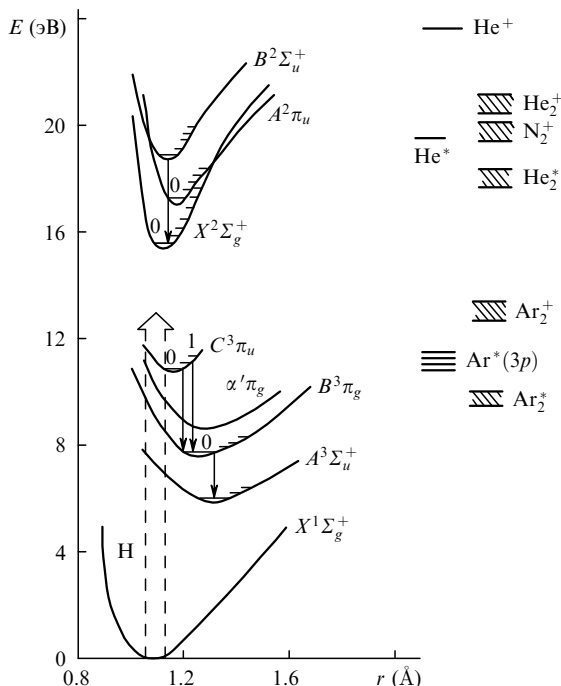


Рис.5. Потенциальные кривые молекулы и молекулярного иона азота, а также некоторые уровни аргона и гелия.

накачке электронным пучком [102]. Данный лазер при накачке пучком электронов изучался в 70-е годы различными научными группами [103–105]. Н.Г.Басов с сотрудниками были одними из первых, кто выполнил исследование генерации в смеси Ar-N_2 [9].

Для возбуждения смеси Ar-N_2 обычно использовался ленточный пучок электронов. Его энергия расходуется в основном на ионизацию и возбуждение аргона, а затем, вследствие эффективной передачи энергии от метастабильных уровней аргона $3p$ к урону $C^3\pi_u$ молекулы азота, возникает инверсия на переходе $C^3\pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$. Генерация была получена на переходах $0-0$ ($\lambda = 337 \text{ нм}$), $0-1$ ($\lambda = 358 \text{ нм}$), $0-2$ ($\lambda = 391 \text{ нм}$) и др. В лазере на смеси Ar-N_2 , благодаря сохранению оптимальных условий накачки (температуры электронов) во время действия пучка электронов и участию аргона в очистке нижнего лазерного уровня, реализуются большие длительности импульса излучения (сотни наносекунд – единицы микросекунд).

На рис.6 показаны зависимости удельной мощности излучения от давления смеси $\text{Ar:N}_2 = 4:1$ [9, 11]. Максимум мощности излучения достигался при давлениях 6–10 атм. Длительность импульса излучения на полувысоте при малых давлениях и малых концентрациях азота обычно превышает длительность импульса накачки. При максимальной мощности генерации длительность импульса излучения примерно соответствует длительности импульса накачки.

Эффективность генерации лазера на смеси Ar-N_2 мала по сравнению с эффективностью генерации эксиплексных лазеров на галогенидах благородных газов, и при уточненном расчете вложенной в газ энергии (с учетом нелинейности траектории электронов пучка и отражения электронов от стенок лазерной камеры) она не превышает 0.3 %.

Следует упомянуть более поздние работы сотрудников Н.Г.Басова, в которых сообщалось о получении весьма высоких параметров генерации при добавках к смеси Ar-N_2 гелия, неона и NO [106–108]. Согласно [107] была получена мгновенная эффективность генерации на второй положительной системе азота ($\lambda = 358 \text{ нм}$) до 4 %. Если эти результаты подтвердятся, то азотный лазер с накачкой электронным пучком может в ряде приложений составить конкуренцию эксиплексным лазерам.

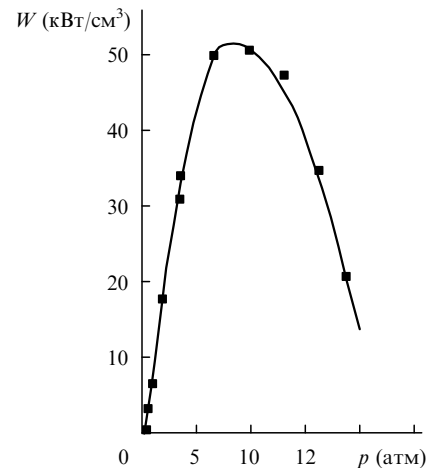
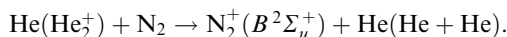


Рис.6. Зависимость удельной мощности W генерации излучения от давления смеси $\text{Ar:N}_2 = 4:1$ при пропускании полупрозрачного зеркала 12.5 % [9, 11].

4. Лазер на смеси He–N₂

Лазерное излучение на электронных полосах перехода $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$ первой системы молекулярного иона азота (см. рис.5; наиболее сильная линия с $\lambda = 428$ нм, переход 0–1) было получено независимо двумя группами исследователей. Использовались два способа возбуждения смесей газов высокого (1–10 атм) давления – с помощью быстрого поперечного разряда с предыонизацией [109] и сильноточного электронного пучка [110].

Заселение верхнего лазерного уровня при обоих способах накачки происходит в результате перезарядки атомарных и молекулярных ионов гелия на азоте:



Константа скорости перезарядки ионов He составляет примерно 6×10^{-17} см³/с. Очистка нижнего лазерного уровня в смеси He–N₂ при коротких импульсах накачки не важна, т.к. в начальный момент времени активная среда не содержит ионы азота в основном состоянии ($X^2\Sigma_g^+$). Оптимальная концентрация азота в лазерных смесях составляет около 0.15%. При ее увеличении сначала мощность генерации, а затем и мощность спонтанного излучения начинают уменьшаться, что обусловлено тушением ионов азота в состоянии $B^2\Sigma_u^+$ молекулами азота.

Накачка электронным пучком лазера на смеси He–N₂ позволяет передать основную долю энергии пучка ионам гелия, которые затем эффективно перезаряжаются на молекулах азота. При плотности тока пучка около 1.3 кА/см² это дает генерацию на трех линиях полосы $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$ (см. рис.5): $\lambda = 391$ нм (переход 0–0), $\lambda = 428$ нм (переход 0–1) и $\lambda = 471$ нм (переход 0–2) [111]. Энергия и мощность излучения максимальны на $\lambda = 428$ нм. Увеличение длительности импульса излучения при увеличении длины волны обусловлено очисткой нижних лазерных уровней в столкновениях с гелием и релаксацией энергии с верхних колебательных уровней электронного состояния $B^2\Sigma_u^+$ в нижнее. Поэтому генерация на переходе 0–0 прекращается раньше, чем на других переходах. При охлаждении смеси He–N₂ до -20°C сообщалось о получении энергии излучения 80 мДж при ее плотности 5 мДж/см³ [112].

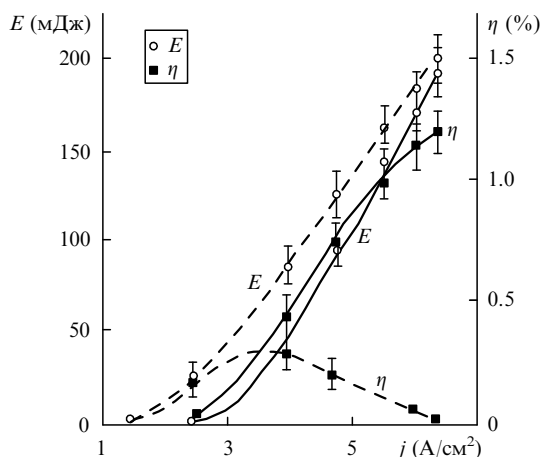


Рис.7. Зависимости энергии генерации и КПД лазера на $\lambda = 428$ нм от плотности тока при возбуждении электронным пучком (сплошные кривые) и разрядом, контролируемым пучком электронов (штриховые кривые) [28].

Важным результатом исследований лазера на ионе азота, полученным Н.Г.Басовым с сотрудниками, является осуществление столкновительной очистки нижнего лазерного уровня иона азота [28, 29]. С помощью добавок водорода удалось понизить мощность накачки, необходимую для достижения порога генерации, и увеличить длительность импульса генерации на $\lambda = 428$ нм примерно до 1 мкс, реализовав квазистационарный режим. Энергия излучения, полученная в смеси He–N₂–H₂ [28, 29] при плотности тока пучка 6 А/см², длительности его импульса 0.7 мкс и энергии электронов около 200 кэВ, составила 0.2 Дж. Зависимости энергии генерации и КПД от плотности тока пучка приведены на рис.7. Максимальный КПД при увеличении давления гелия до 10 атм достигал, по мнению авторов [29], 2.5%.

5. Лазер на атомарных переходах ксенона

Ксеноновый лазер является одним из перспективных источников излучения в ближней ИК области. Впервые генерацию на атоме Xe получили в 1962 г. Патель, Фауст и Макфарлан. Генерация была получена в широком интервале давлений (0.25–14 атм), мощностей накачки (от долей Вт/см³ до нескольких МВт/см³), длительностей импульсов накачки (от 10 нс до 1.5 с) и при самых разных составах рабочих смесей и способах накачки. Основными достоинствами ксенонового лазера являются сравнительно высокая эффективность генерации, широкий диапазон мощностей и энергий лазерного излучения, низкие пороги генерации, использование рабочей смеси из нетоксичных газов и возможность получения лазерного излучения на нескольких длинах волн в диапазоне 1.7–3.6 мкм. Большинство этих линий принадлежит переходам между $5d - 6p$ -уровнями в атоме Xe (рис.8). Спектральный состав излучения зависит от состава рабочей смеси, а также от мощности и длительности импульса накачки. Наибольшие энергии излучения и КПД достигаются в смеси Ag–Xe на $\lambda = 1.73$ мкм. При оптимальных условиях генерации на ней излучается более 90% лазерной энергии.

В смеси Ag–Xe реализуются минимальные для лазеров высокого давления пороги генерации. Высокие эффективности генерации (3%–5%) в ксеноновом лазере

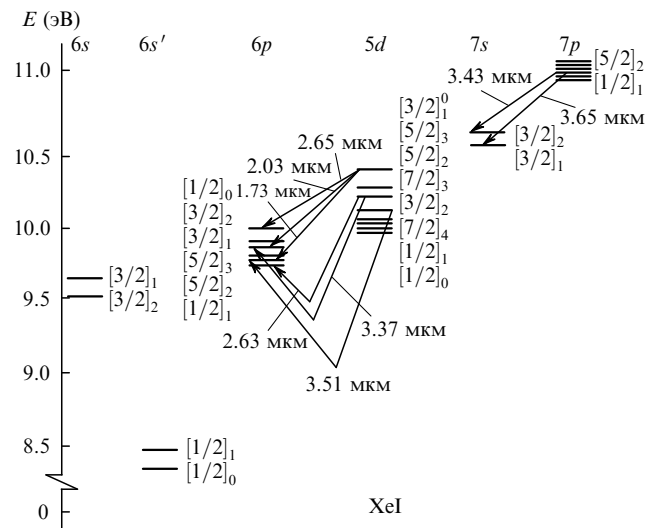
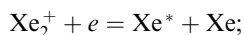
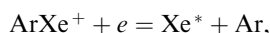


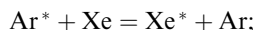
Рис.8. Схема термов и лазерных переходов в атоме Xe.

достигаются при накачке как разрядом, так и пучком электронов [23, 24, 27, 113–117]. Столь высокий КПД, превышающий его квантовое значение в 1.5 раза, обусловлен накачкой верхнего рабочего уровня снизу электронами из $6s'$ -состояний Xe. Данный механизм заселения верхнего лазерного уровня был впервые обнаружен в [118]. В [113] был получен КПД от емкостного накопителя, составивший 3 %, а в [23, 24] сообщалось о получении при накачке разрядом, контролируемым пучком электронов, энергии излучения 19 Дж и КПД порядка 5 %. При накачке электронным пучком смеси Ar–Xe достигнут высокий относительно вложенной в газ энергии КПД генерации ~ 4 % [115, 116]. Максимальная энергия генерации ксенонового лазера была получена с активного объема размером $0.5 \times 0.65 \times 3$ м [119] при накачке пучком электронов и составила 650 Дж при КПД, равном 0.57 %. Длительность пучка электронов составляла порядка 1.5 мкс, плотность тока – 6 А/см². Квазинепрерывный режим накачки длительностью 2.5 мс удалось реализовать на длине волны 1.73 мкм при накачке электронным пучком [120].

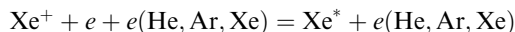
Кинетика активной среды. Основные процессы, приводящие к накачке верхнего лазерного уровня в смеси Ar–Xe, в настоящее время достаточно хорошо установлены и рассмотрены в [121]. Это рекомбинация молекулярных ионов



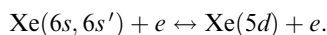
передача возбуждения от Ar^* к Xe



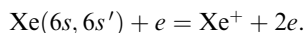
реакция тройной рекомбинации ионов Xe^+



и процесс возбуждения электронами из $6s$ -, $6s'$ -состояний



Константы скоростей перечисленных реакций приведены в [121]. Положительные ионы ксенона образуются в процессе прямой ионизации вторичными электронами, при перезарядке и за счет ступенчатой ионизации плазменными электронами, в том числе из $6s$ -, $6s'$ -состояний ксенона в процессе



Тушение нижних рабочих уровней атомами аргона и ксенона определяет величину инверсии на лазерных переходах и спектр генерации.

При накачке электронным пучком максимальные эффективности излучения, составляющие ~ 4 %, реализуются в смеси Ar–Xe при давлении ~ 1 атм и мощностях накачки $1–3$ кВт/см³; возбуждение в квазистационарном режиме осуществляется пучками электронов с длительностью в десятки микросекунд [116, 117]. Максимум эффективности, который наблюдается при давлении смеси 1 атм, обусловлен температурой плазменных электронов, оптимальной для реализации канала заселения верхнего лазерного уровня за счет ступенчатого возбуждения и ионизации.

При увеличении мощности накачки и давления смеси наблюдается рост энергии излучения, но эффективность генерации при этом уменьшается.

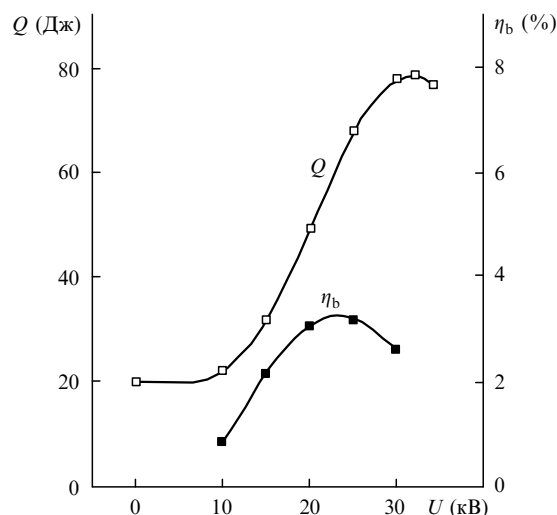


Рис.9. Зависимости энергии генерации Q и коэффициента использования энергии в конденсаторной батарее (отношение энергии, вложенной в активную среду от разряда, к энергии, вложенной пучком электронов) η_b от зарядного напряжения U для смеси Ar : Xe = 100 : 1 при давлении $p = 4$ атм [31].

Отметим, что при использовании накачки разрядом, инициируемым или контролируемым электронным пучком, можно увеличить температуру электронов с помощью электрического поля. Это позволит при повышенном давлении смеси Ar–Xe (3–5 атм) сделать электронную температуру оптимальной для возбуждения и ионизации метастабилей ксенона и при давлении в несколько атмосфер получить эффективность генерации от энергии, запасаемой в емкостном накопителе, около 4 %.

Наиболее важные результаты, полученные Н.Г.Басовым с сотрудниками при исследовании ксенонового лазера, таковы:

- Реализован квазистационарный режим накачки разрядом, контролируемым пучком электронов, в котором осуществляются ступенчатое возбуждение метастабильных уровней ксенона, приводящее к возбуждению верхнего лазерного уровня, и ступенчатая ионизация. Эффективность генерации от энергии, запасаемой в емкостном накопителе, составила 4 %–5 %, энергия излучения – 80 Дж [31] (рис.9).

- Сформирован лазерный пучок с малой расходимостью и высокой яркостью (рис.10) [32].

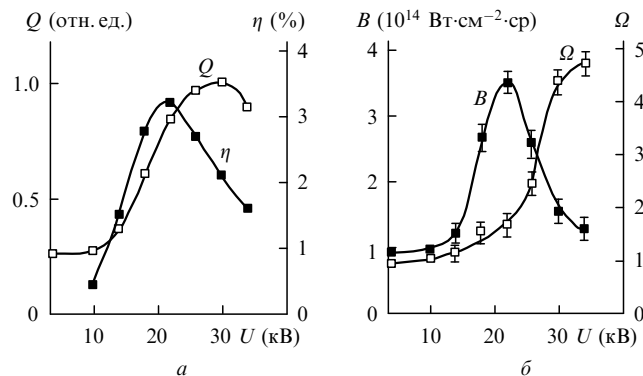


Рис.10. Зависимости энергии генерации Q и КПД лазера η (а), а также яркости B и телесного угла конуса Ω с половиной энергии генерации (б) от зарядного напряжения U [32].

6. Пеннинговский плазменный лазер на неоне

Лазеры с рекомбинационной накачкой верхних рабочих уровней и со столкновительной очисткой нижних рабочих состояний за счет передачи энергии возбуждения в континуум – реакции Пеннинга (названа по имени голландского физика Ф.Пеннинга, объяснившего в 1928 г. причину снижения потенциала зажигания разряда в газе) – называются пеннинговскими плазменными лазерами на переходах гелия и неона. Механизм очистки нижних рабочих уровней, предложенный ранее [63], позволил реализовать генерацию в видимом диапазоне в смесях инертных газов. КПД таких лазеров невелик (около 0.1%), однако они имеют ряд преимуществ перед другими типами газозазрядных лазеров высокого давления: в отличие от других лазеров на смесях инертных газов они излучают в видимом диапазоне и обладают порогами генерации, почти на три порядка меньшими, чем эксимерные лазеры; в отличие от лазеров на парах металлов они не требуют высоких рабочих температур активной среды. Мощность лазерного излучения, снимаемая с единицы объема активной среды, определяется не только скоростью накачки верхнего рабочего уровня, но и скоростью девозбуждения (очистки) нижнего уровня спектрального перехода. Если очистка нижнего уровня происходит за счет спонтанных радиационных переходов, то это ограничивает не только допустимую (без срыва генерации) удельную мощность накачки, но также плотность и объем активной среды, что связано с реабсорбцией линейчатого излучения. В связи с этим самыми перспективными оказываются среды, в которых очистка нижнего рабочего уровня происходит безызлучательно. Пеннинговский плазменный лазер на неоне наиболее эффективно функционирует при накачке от жесткого ионизатора, поэтому весьма важное значение имеют работы, в которых впервые сообщалось о запуске этого лазера при накачке пучком электронов, в том числе и в квазистационарном режиме [68, 122, 123], а также о генерации на красных линиях неона, в том числе при больших длительностях импульса генерации [26, 30].

Отметим наиболее важные результаты, полученные Н.Г.Басовым с сотрудниками при исследовании пеннинговского плазменного лазера на атомарных переходах неона [26, 30, 38]. Получены импульсы излучения большой длительности при малых мощностях накачки. Впервые реализована генерация в неоне на $\lambda = 703.2$ и 724.5 нм

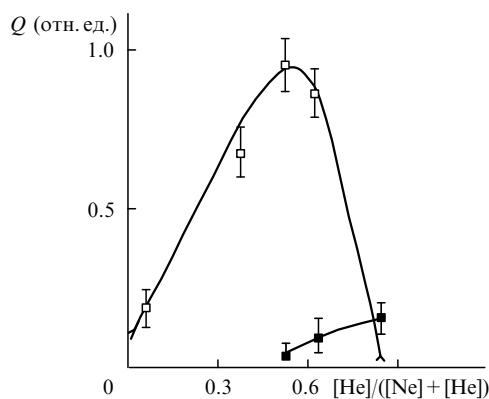


Рис. 11. Зависимость энергии генерации Q от относительного содержания He и Ne в смеси (He + Ne) : Ar : Kr = 40 : 1 : 1, $p = 2.5$ атм; светлые точки – суммарная энергия на $\lambda = 703$ и 724 нм, темные точки – на $\lambda = 585$ нм [26].

(рис.11). Наибольшая энергия генерации (1.5 Дж, 0.15 Дж/л) получена на переходе с $\lambda = 724.5$ нм в смеси He : Ne : Kr = 7 : 25 : 1 при КПД по вложенной в активную среду энергии около 0.2% (давление смеси $p = 4$ атм, плотность тока пучка $j = 1.7$ А/см², длительность тока по основанию 5 мкс). Более подробные сведения о пеннинговских плазменных лазерах имеются в обзоре [68].

7. СО₂-лазеры высокого давления с накачкой разрядом, инициируемым или контролируемым пучком электроном

В работе Н.Г.Басова с сотрудниками генерация на молекулах СО₂ была впервые получена при давлении 15 атм в случае накачки разрядом, формируемым электронным пучком [8]. Активная длина составляла 4 см. Электронный пучок с плотностью тока 50 А/см², длительностью 20 нс и энергией электронов ~ 1.2 МэВ инжектировался через титановую фольгу. К потенциальному электроду подключался конденсатор емкостью 0.01 мкФ. При понижении давления смеси СО₂–N₂–Н₂О до 2 атм генерация срывалась. Пороговое напряжение, необходимое для возникновения генерации при давлении смеси 15 атм (СО₂ : N₂ : Н₂О = 3.5 : 11.5 : 0.02 атм), составляло 19 кВ. При расстоянии между электродами 0.4 см электрический пробой газа в отсутствие электронного пучка происходил при напряжении между электродами 32 кВ. На рис.12 приведена типичная осциллограмма генерации для указанной выше смеси, полученная в работе [8]. Длительность импульса излучения на полувысоте составила ~ 200 нс.

Более подробно с результатами исследований СО₂- и СО-лазеров высокого давления с накачкой разрядом, формируемым электронным пучком, выполненных сотрудниками Н.Г.Басова, можно ознакомиться в обзорах [30, 124–126].

8. Заключение

Таким образом, плазма, создаваемая пучком электронов и разрядом, контролируемым или инициируемым пучком электронов, является эффективной активной средой для разнообразных импульсных лазеров на плотных газах. Эти лазеры позволяют получать высокие энергии и мощности излучения, а также лазерные пучки с высоким качеством генерируемого излучения (низкая расхо-

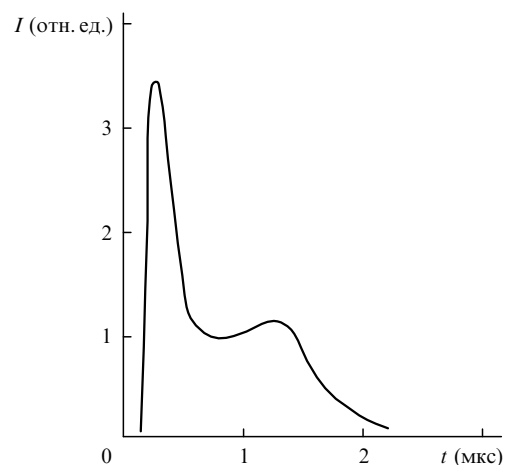


Рис. 12. Зависимость интенсивности генерации I от времени t [8].

димность, узкий спектральный интервал). Потенциальные возможности лазеров на плотных газах в настоящее время далеко не исчерпаны. Различные приложения (микроэлектроника, экология, маркировка, спектральный анализ, физический эксперимент и т. д.) требуют создания сравнительно недорогих лазеров УФ, ВУФ, видимого и ИК диапазонов с заданными параметрами и высокой надежностью. В будущем можно ожидать получения эффективной генерации на новых эксиплексных и других молекулах, а также на переходах атомов и ионов в разных спектральных диапазонах. Кроме того, параметры излучения известных лазеров могут быть улучшены, в том числе параметры промышленных образцов лазеров.

Мы желаем сотрудникам коллектива, сплоченного выдающейся личностью – академиком Н.Г.Басовым, плодотворной работы и дальнейших творческих успехов в исследованиях активных и оптических сред, а также импульсных лазеров на плотных газах.

- Basov N.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **2**, 354 (1966).
- Басов Н.Г., Богданкевич О.В., Данилычев В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 404 (1968).
- Басов Н.Г., Богданкевич О.В., Данилычев В.А. и др. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 7, 68 (1970).
- Basov N.G., Balashov E.M., Bogdankevitch O.V., et al. *J. Luminescence*, **1-2**, 834 (1970).
- Басов Н.Г., Данилычев В.А., Попов Ю.М., Ходкевич Д.Д. *Письма в ЖЭТФ*, **12**, 473 (1970).
- Басов Н.Г., Борович Б.Л., Зуев В.С. и др. *ЖТФ*, **40**, 805 (1970).
- Basov N.G., Danilychev V.A., Popov Yu.M. *Oyo Butsuri (Japan)*, **40** (2), 139 (1971).
- Басов Н.Г., Беленов Э.М., Данилычев В.А., Сучков А.Ф. *Квантовая электроника*, № 3, 121 (1971).
- Басов Н.Г., Данилычев В.А., Долгих В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **20**, 124 (1974).
- Басов Н.Г., Васильев В.А., Данилычев В.А. и др. *Квантовая электроника*, **2**, 1591 (1975).
- Басов Н.Г., Брунин А.Н., Данилычев В.А. и др. *Квантовая электроника*, **2**, 2238 (1975).
- Басов Н.Г., Брунин А.Н., Данилычев В.А. и др. *Письма в ЖТФ*, **2**, 1057 (1976).
- Басов Н.Г., Бабейко Ю.Ф., Зуев В.С. и др. *Квантовая электроника*, **3**, 930 (1976).
- Басов Н.Г., Брунин А.Н., Данилычев В.А. и др. *Письма в ЖТФ*, **2**, 337 (1976).
- Басов Н.Г., Зуев В.С., Михеев Л.Д. и др. *Квантовая электроника*, **4**, 2453 (1977).
- Басов Н.Г., Данилычев В.А., Долгих В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **26**, 20 (1977).
- Басов Н.Г., Данилычев В.А., Долгих В.А. и др. *Квантовая электроника*, **6**, 1010 (1979).
- Басов Н.Г., Зуев В.С., Канаев А.В. и др. *Квантовая электроника*, **6**, 1074 (1979).
- Басов Н.Г., Васильев А.А., Волков В.Н. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **43**, 239 (1979).
- Басов Н.Г., Зуев В.С., Канаев А.В., Ставровский Д.Б. *Квантовая электроника*, **7**, 2660 (1980).
- Басов Н.Г., Зуев В.С., Михеев Л.Д., Стойлов Ю.Ю. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **46**, 1510 (1982).
- Басов Н.Г., Данилычев В.А., Устиновский Н.Н. и др. *Письма в ЖТФ*, **8**, 590 (1982).
- Basov N.G., Chugunov A.Yu., Danilychev V.A., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 126 (1983).
- Баранов В.В., Басов Н.Г., Данилычев В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **39**, 426 (1984).
- Басов Н.Г., Данилычев В.А., Дудин А.Ю. и др. *Квантовая электроника*, **11**, 1722 (1984).
- Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А. и др. *Квантовая электроника*, **12**, 1521 (1985).
- Basov N.G., Baranov V.V., Chugunov A.Yu., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21**, 1756 (1985).
- Басов Н.Г., Александров А.Ю., Данилычев В.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **42**, 39 (1985).
- Басов Н.Г., Александров А.Ю., Данилычев В.А. и др. *Квантовая электроника*, **12**, 1327 (1985).
- Басов Н.Г., Данилычев В.А. *УФН*, **148**, 55 (1986).
- Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А. и др. *Квантовая электроника*, **13**, 1543 (1986).
- Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А. и др. *Квантовая электроника*, **14**, 1739 (1987).
- Басов Н.Г., Баранов В.В., Белоглазов А.А. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 453 (1988).
- Басов Н.Г., Бакаев В.Г., Григорьянц Е.А. и др. *Квантовая электроника*, **18**, 902 (1991).
- Basov N.G., Bakaev V.G., Bogdanovskii A.V., et al. *J. Soviet Laser Res.*, **14**, 326 (1993).
- Басов Н.Г., Вадковский А.Д., Зворыкин В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **21**, 15 (1994).
- Mesyats G. A., Osipov V. V., Tarasenko V. F. *Pulsed Gas Lasers* (Washington: SPIE PRESS, 1995).
- Данилычев В.А., Керимов О.М., Ковш И.Б. *Труды ФИАН*, **85**, 49 (1976).
- Birks J.B. *The Exciplex* (New York – San-Francisco – London: Academic Press, 1975).
- Houtermans F.G. *Helv. Phys. Acta*, **33**, 933 (1960).
- Carbone R.J., Litvak M.M. *J. Appl. Phys.*, **39**, 2413 (1968).
- Palmer A.J. *J. Appl. Phys.*, **41**, 438 (1970).
- Koehler H.A., Ferderber L.J., Redhead D.L., Ebert P.J. *Appl. Phys. Lett.*, **21** 198 (1972).
- Koehler H.A., Ferderber L.J., Redhead D.L., Ebert P.J. *Phys. Rev. A*, **9**, 768 (1974).
- Ebert P.J., Ferderber L.J., Koehler H.A., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **10**, 736 (1974).
- Johnson W.A., Gerardo J.B. *Proc. Conf. on Laser Ingeneering and Applications* (New York, 1973, p. 29).
- Johnson W.A., Gerardo J.B. *Proc. XI Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases* (Prague, 1973, p. 164).
- Gerardo J.B., Johnson W.A. *J. Appl. Phys.*, **44**, 4120 (1973).
- Johnson W.A., Gerardo J.B. *J. Appl. Phys.*, **45**, 867 (1974).
- Hoff P.W., Svingle J.C., Rhodes C.K. *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 245 (1973).
- Hoff P.W., Svingle J.C., Rhodes C.K. *Opt. Commun.*, **8**, 128 (1973).
- Hughes W.M., Shannon J., Kolb A., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 385 (1973).
- Ault E.R., Bhaumik M.L., Hughes W.M., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, 1031 (1973).
- Hughes W.M., Shannon J., Hunter R. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 488 (1974).
- Hughes W.M., Shannon J., Hunter R. *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 85 (1974).
- Wallace S.C., Hadson R.T., Dreyfus R.W. *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 672 (1973).
- Wallace S.C., Dreyfus R.W. *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 498 (1974).
- Novaro M., Lagarde F.G. *Hebd. Seances Sci. B*, **277**, 671 (1973).
- Searles S.K., Hart G.A. *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 243 (1975).
- Ewing J.J., Brau C.A. *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 350 (1975).
- Ault E.R., Branford R.S., Bhaumik M.L. *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 413 (1975).
- Гудзенко Л.И., Шелепин Л.А., Яковленко С.И. *УФН*, **114**, 457 (1974).
- Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. *Плазменные лазеры* (М.: Атомиздат, 1978).
- Лазоба И.С., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **7**, 677 (1980).
- Эксиммерные лазеры*. Под ред. Ч.Роудза (М.: Мир, 1981).
- Тарасенко В.Ф. *Инжекционная газовая электроника* (Новосибирск: Наука, 1982, с. 171–203).
- Молчанов А.Г. *Труды ФИАН*, **171**, 54 (1986).
- Плазменные лазеры видимого и ближнего УФ-диапазонов*. Под ред. С.И.Яковленко. *Труды ИОФАН*, **21** (1989).
- Месяц Г.А., Осипов В.В., Тарасенко В.Ф. *Импульсные газовые лазеры* (М.: Наука, 1991).
- Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **1**, № 6, 565 (1991).
- Яковленко С.И. *Препринт ИАЭ № 2174* (М., 1972).
- Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. *ДАН СССР*, **207**, 1085 (1972).

73. Гудзенко Л.И., Лакоба И.С., Яковленко С.И. *ЖЭТФ*, **67**, 2022 (1974).
74. Гудзенко Л.И., Лакоба С.И., Петрущенко Г.Ю. и др. *Труды ФИАН*, **120**, 30 (1980).
75. Гудзенко Л.И., Лакоба С.И., Яковленко С.И. *Труды ФИАН*, **90**, 61 (1976).
76. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **24**, 1145 (1997).
77. Boichenko A.M., Tarasenko V.F., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **10**, 1159 (2000).
78. Loree Th.R., Showalter R.R., Johnson T., et al. *Proc. Intern. Conf. on LASERS'88* (McLEAN, VA: STS PRESS, 1989, p. 253).
79. Герасимов Г.Н., Кириллова Н.Н., Щукин С.А. *Квантовая электроника*, **18**, 901 (1991).
80. Бойченко А.М., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **19**, 1172 (1992).
81. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **5**, 259 (1978).
82. Яковленко С.И. *Радиационно-столкновительные явления* (М.: Энергоатомиздат, 1984).
83. Shirai T., Sasaki W., Kubodera S., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4184**, 334 (2001).
84. Бойченко А.М., Бонюшкин А.В., Карелин А.В. и др. *Квантовая электроника*, **23**, 420 (1996).
85. Kannari F., Suda A., Obara M., Fujioka T. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 232 (1983).
86. Kannari F., Obara M., Fujioka T. *J. Appl. Phys.*, **57**, 4309 (1985).
87. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **16**, 278 (1989).
88. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **19**, 486 (1992).
89. Boichenko A.M., Karelin A.V., Sereda O.V., Yakovlenko S.I. *Laser and Part. Beams*, **11**, 655 (1993).
90. Бойченко А.М., Карелин А.В., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **22**, 547 (1995).
91. Mangano J.A., Jacob J.H., Rocni M., Nawryluk A. *Appl. Phys. Lett.*, **31**, 26 (1977).
92. Brasheare H.C., Setser D.W., Yu Y.-C. *J. Chem. Phys.*, **74**, 10 (1981).
93. Hunter R.O., Oldenettel J., Howton., McCusker M.V. *J. Appl. Phys.*, **49**, 549 (1978).
94. Rokni M., Jacob J.H., Hsia J.C., Trainor D.W. *Appl. Phys. Lett.*, **35**, 729 (1979).
95. Коновалов И.Н., Лосев В.Ф., Рыжов В.В. и др. *Оптика и спектроскопия*, **47**, 239 (1979).
96. Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. *Оптика и спектроскопия*, **58**, 293 (1985).
97. Brau S.A., Ewing J.J. *J. Chem. Phys.*, **63**, 4640 (1975).
98. Tittel F.K., Wilson W.L., Stickel R.E., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 405 (1980).
99. Tittel F.K., Smayling M., Wilson W.L. *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 962 (1980).
100. Bennett W.R. *Ann. Phys.*, **18**, 367 (1962).
101. Nelson L.Y., Mullaney G.J., Byron S.R. *Appl. Phys. Lett.*, **22**, 79 (1972).
102. Searles S.K., Hart G.A. *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 79 (1974).
103. Ault E.R., Bhaumik M.L., Olson T.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **10**, 624, (1974).
104. Бычков Ю.И., Загулов Ф.Я., Карлов Н.В. *Письма в ЖТФ*, **2**, 1052 (1976).
105. Ernst W.E., Tittel F.K., Wilson W.L. *J. Appl. Phys.*, **50**, 3879 (1979).
106. Беркелиев Б.М., Долгих В.А., Рудой И.Г. и др. *Квантовая электроника*, **17**, 1135 (1990).
107. Беркелиев Б.М., Долгих В.А., Рудой И.Г., Сорока А.М. *Квантовая электроника*, **18**, 280 (1991).
108. Александров А.Ю., Долгих В.А., Керимов О.М. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **53**, 1474 (1989).
109. Ищенко В.Н., Лисицын В.Н., Ражев А.М., Старинский В.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **19**, 423 (1974).
110. Collins C.V., Cunningham A.J., Carry S.M., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 447 (1974).
111. Collins C.V., Cunningham A.J. *Appl. Phys. Lett.*, **27**, 127 (1975).
112. Collins C.V., Cunningham A.J. *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 535 (1976).
113. Лосев В.Ф., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **7**, 663 (1980).
114. Watterson R.L., Jacob J.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 417 (1990).
115. Suda A., Wexler B.L., Riley K.J., Fildman B.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 911 (1990).
116. Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **25**, 493 (1998).
117. Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Скакун В.С. *Квантовая электроника*, **26**, 209 (1999).
118. Lawton S.A., Richards J.B., Newman L.A., Spech L., De Temple T.A. *J. Appl. Phys.*, **50**, 3888 (1979).
119. Litzemberger L.N., Trainor D.W., McGeoch M.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 1668 (1990).
120. Коваль Н.Н., Крейнделю Ю.Е., Месяц Г.А. и др. *Письма в ЖТФ*, **12**, 37 (1986).
121. Карелин А.В., Симакова О.В. *Квантовая электроника*, **28**, 121 (1999).
122. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Месяц Г.А. и др. *Квантовая электроника*, **12**, 245 (1985).
123. Винтизенко Л.Г., Гушинец В.И., Коваль Н.Н. и др. *ДАН СССР*, **288**, 609 (1986).
124. *Мощные лазеры и лазерная плазма*. Под ред. Н.Г.Басова. *Труды ФИАН*, **85** (1976).
125. *Электроионизационный метод накачки газовых лазеров и его приложения*. Под ред. Н.Г.Басова. *Труды ФИАН*, **116** (1980).
126. *Мощные газовые лазеры и взаимодействие излучения с веществом*. Под ред. Н.Г.Басова. *Труды ФИАН*, **142** (1983).