

Пеннинговские лазеры высокого давления на $3p - 3s$ -переходах неона с длинами волн 703 и 725 нм

Д.А.Заярный, И.В.Холин

Исследованы лазеры высокого давления с пеннинговской очисткой нижних лазерных уровней на $3p - 3s$ -переходах неона, накачиваемых пучком быстрых электронов. Сообщается о первом запуске мощных лазеров на неисследованных ранее переходах с длинами волн $\lambda = 703.2$ и 724.5 нм. Оптимизированы энергетические характеристики лазеров (включая лазер с $\lambda = 585.2$ нм) при электронно-пучковой накачке с плотностью тока $j = 1.7$ А/см² и рассмотрена динамика генерации этих лазеров, а также динамика коэффициентов усиления слабого сигнала и наведенного («горячего») поглощения.

Ключевые слова: пеннинговские лазеры, электронно-пучковая накачка, усиление слабого сигнала, наведенное поглощение.

1. Введение

Как известно, академик Н.Г. Басов был инициатором проведения в нашей стране широкомасштабных исследований лазеров на плотных газах и создания мощных лазерных систем для технологических и иных приложений. В настоящее время одним из интенсивно развивающихся направлений такого рода исследований является разработка лазеров высокого давления на атомных переходах инертных газов [1–13]. Помимо общих преимуществ, характерных для всех газовых лазеров высокого давления, таких как высокая однородность активных сред, возможность возбуждения больших лазерных объемов и т. д., лазеры на инертных газах не оказывают вредного экологического воздействия на окружающую среду и обладают при этом удобным набором длин волн в видимой и ближней ИК областях спектра ($\lambda = 0.585 - 3.65$ мкм), что весьма перспективно для практического применения, например, в технологии, медицине, связи, лазерном мониторинге, локации.

Особенно большие успехи достигнуты к настоящему времени в исследовании лазеров ближней ИК области спектра на $nd - (n + 1)p$ -переходах аргона, криптона и особенно ксенона (см. обзор [14]). За более чем двадцатилетнюю историю таких исследований усилиями ученых США, Европы и нашей страны лазеры этого типа выведены на качественно новый уровень, что поставило их в один ряд с наиболее мощными из известных лазерных систем [14–30].

В то же время заметно меньшее внимание уделялось так называемым пеннинговским лазерам высокого давления на $3p - 3s$ -переходах атома неона, являющихся предметом исследования настоящей работы. В таких лазерах накачка верхних $3p$ -уровней лазерных переходов осуществляется в селективных реакциях диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов с электронами, а

расселение нижних $3s$ -уровней – за счет использования высокоэффективных реакций пеннинговской и ассоциативной ионизации. Однако, хотя этот квазинепрерывный по своей природе механизм создания инверсии был обоснован теоретически уже в 1970 г. [31] (практически одновременно с запуском лазера высокого давления на $5d - 6p$ -переходах ХеI [15]) и развит в работах [32, 33], впервые квазинепрерывная генерация на одном из $3p - 3s$ -переходов с длиной волны $\lambda = 585.3$ нм была получена только в 1984 г. [34].

К моменту постановки настоящей работы, в значительной степени стимулированной упомянутыми публикациями, а также работой [35], объем экспериментальных результатов по лазерам на неоне был сравнительно невелик. Так, генерация была получена лишь на одном из $3p - 3s$ -переходов атома неона, в то время как структура лазерных уровней позволяла надеяться на получение квазинепрерывной генерации еще на нескольких переходах. Не были полностью реализованы потенциальные энергетические возможности таких лазеров. Не исследовались их динамические характеристики, такие как временной ход усиления и поглощения излучения на лазерных переходах. Кроме того, несмотря на почти семидесятилетнюю историю исследования механизма пеннинговской ионизации [36], константы скоростей некоторых пеннинговских реакций также оказались исследованными явно недостаточно.

По всем этим причинам в 1984 г. в Отделе квантовой радиофизики Физического института им. П.Н.Лебедева РАН по инициативе Н.Г.Басова была поставлена настоящая работа, цель которой заключалась в создании новых газовых лазеров высокого давления на $3p - 3s$ -переходах NeI с высокими энергетическими параметрами выходного излучения. Результаты проведенного нами исследования опубликованы в цикле работ [37–42].

2. Методы накачки пеннинговских лазеров на неоне

Приступая к изложению полученных нами результатов, обобщим и систематизируем материал по лазерам на $3p - 3s$ -переходах NeI, полученный как до проведения

Д.А.Заярный, И.В.Холин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 7 октября 2002 г., после доработки – 30 января 2003 г.

настоящей работы, так и позднее, в параллельных исследованиях других авторов.

2.1. Электроразрядные неоновые лазеры низкого давления

Лазеры низкого давления на атомных переходах неона относятся, как известно, к одному из наиболее изученных классов лазерных систем. Именно на переходах неона сорок лет назад Джаваном, Беннетом и Эрриотом [43] был создан первый газовый лазер, до настоящего времени наиболее широко используемый в исследовательских лабораториях и медицинских учреждениях. Библиография по данному классу лазеров весьма обширна и не может быть охвачена в кратком обзоре, поэтому остановимся на опубликованных в 1964–1967 гг. приоритетных работах [44–52], касающихся генерации на интересующих нас $3p - 3s$ -переходах неона.

Все перечисленные работы имели много общего. В качестве рабочего вещества в них использовался, как правило, чистый неон при давлении не выше 3 Тор. Накачка осуществлялась в продольной геометрии импульсами высокого напряжения с амплитудой в несколько киловольт. Использовались достаточно глухие резонаторы с пропусканием выходного зеркала не более 3%. В таких экспериментальных условиях была получена генерация на переходах $3p'[1/2]_0 - 3s[3/2]_2^o$ с $\lambda = 540.01$ нм, $3p'[3/4]_2 - 3s[3/2]_2^o$ с $\lambda = 594.48$ нм и $3p[3/2]_2 - 3s[3/2]_2^o$ с $\lambda = 614.31$ нм. Кроме того, генерация на длине волны $\lambda = 540.01$ нм была получена на установке с поперечной накачкой при использовании чистого неона с давлением 30–50 Тор [48].

Особо следует отметить работу [49], где впервые была получена генерация на переходе $3p'[1/2]_0 - 3s'[1/2]_1^o$ с $\lambda = 585.25$ нм. Работа интересна тем, что в ней использовалась добавка тяжелого инертного газа (аргона), эффективно применяемая теперь для расселения нижних уровней лазерных переходов в пеннинговских лазерах высокого давления. Подробного анализа кинетики лазера в [49] не проводилось, однако была отмечена аналогия этого процесса с механизмом пеннинговского расселения, предложенного Джаваном еще в 1959 г. [53].

После реализации импульсной генерации на $3p - 3s$ -переходах атома неона, являющихся в условиях рассмотренных выше работ самоограниченными, интерес к данному типу лазеров в значительной степени угас из-за их чрезвычайно низкой эффективности.

2.2. Электроразрядные лазеры высокого давления на самоограниченных $p - s$ -переходах тяжелых инертных газов

Вновь интерес к лазерам на самоограниченных переходах инертных газов возник после сообщения в работах [16, 54–57] о получении мощной генерации в ближнем ИК диапазоне длин волн на низколежащих $p - s$ -переходах ArI, KrI и XeI в плотных лазерных средах с давлениями вплоть до 17 атм. Использовались двухкомпонентные смеси с гелием в качестве буферного газа при содержании рабочего газа 0.1%–1%. Эксперименты проводились с лазерной ячейкой, возбуждаемой объемным поперечным разрядом, с предионизацией через диэлектрик. Длительность импульса тока накачки составляла ~ 10 нс. Эффективная лазерная генерация, полученная на семи различных самоограниченных $p - s$ -переходах инертных газов в диапазоне 0.82–1.05 мкм, наблю-

далась в течение импульса разрядного тока. Мощность излучения могла достигать нескольких десятков киловатт.

Хотя в упомянутых работах неонсодержащие смеси непосредственно не исследовались, однако весьма высокие энергетические характеристики этих лазеров стимулировали поиск эффективных методов возбуждения аналогичных электронных переходов в NeI.

2.3. Пеннинговские лазеры высокого давления на $3p - 3s$ -переходах NeI

Уже ранние экспериментальные работы [58] по исследованию диссоциативной рекомбинации гомоядерных ионов инертных газов продемонстрировали высокую селективность передачи возбуждения в этих процессах, приводящую к преимущественному заселению нижних p -уровней атомов исследуемых газов. На основе этого явления в [31] была предложена схема создания инверсии населенности за счет одновременного использования селективной накачки верхних уровней в процессе диссоциативной рекомбинации и расселения нижних уровней в реакциях пеннинговской ионизации.

Первой экспериментальной реализацией такого лазера на NeI можно считать работу [59], в которой при накачке поперечным электрическим разрядом лазерной смеси Ne–H₂ атмосферного давления в послесвечении была получена генерация на переходе с $\lambda = 585.3$ нм. Максимальная энергия генерации ~ 9 мкДж была достигнута при использовании рабочей смеси с давлением 0.1 атм и концентрациями рабочего газа и пеннинговской добавки Ne:H₂ = 1:1.5. Пеннинговская ионизация водорода при столкновениях с возбужденным неоном обсуждалась в качестве основного механизма расселения нижнего уровня лазерного перехода. Хотя авторы [59] и полагали, что накачка верхнего лазерного уровня обусловлена прямым возбуждением электронным ударом из основного состояния, однако в более поздней работе [60] они все же пришли к выводу о рекомбинационном характере механизма возбуждения.

Лазеры с электронно-пучковой накачкой. Последующие успехи в развитии пеннинговских лазеров на NeI в значительной степени связаны с использованием электронно-пучкового метода возбуждения. Первый такой лазер был запущен на том же переходе атома неона с $\lambda = 585.3$ нм в смесях Ne–H₂, Ne–Ar и Ne–Ne–Ar [34] при накачке электронным пучком с амплитудой $j = 40$ А/см² и длительностью $\tau = 80$ нс. Авторы указывали на квазинепрерывный характер работы лазера, поскольку генерация наблюдалась не только в послесвечении (на которое приходилась основная доля генерации), но и во время действия электронного пучка. КПД лазера, рассчитанный от величины вложенной в среду энергии, составлял $\sim 0.1\%$.

Дальнейший вклад в создание квазинепрерывных лазеров на $3p - 3s$ -переходах NeI внесли работы [35, 61–63]. В них впервые были реализованы режимы генерации, характеризующиеся заметно большей длительностью (до 20 мкс) и меньшей интенсивностью импульсов накачки. Основным результатом следует считать достижение режимов с весьма низкими порогами возникновения генерации на $\lambda = 585.3$ нм. Это открыло, в частности, возможность запуска лазеров с накачкой продуктами ядерных реакций.

Как уже отмечалось, информация о создании лазеров

с электронно-пучковой накачкой на $3p - 3s$ -переходе NeI стимулировала наши исследования в данном направлении, в результате которых впервые была получена генерация на неизвестных ранее лазерных переходах $3p[1/2]_1 - 3s[3/2]_2^o$ и $3p[1/2]_1 - 3s[3/2]_1^o$ с $\lambda = 703.2$ и 724.5 нм соответственно [37]. Подробно эти эксперименты описаны в разд.5.

Реализация режимов с весьма низкими порогами возникновения генерации позволила в работах [64–66] применить для накачки пеннинговских лазеров малогабаритные электронные ускорители, способные работать в импульсно-периодическом режиме. При исследовании рабочих смесей Ne–H₂, He–Ne–Ar и He–Ne–Kr была получена генерация на переходах с $\lambda = 585.3, 626.7, 633.4, 703.2$ и 724.5 нм (сообщение о генерации на переходах с $\lambda = 626.7$ и 633.4 нм в последующих работах авторами не подтверждалось).

В работе [67] для накачки лазеров на NeI использовалась электронная пушка с перспективным плазменным эмиттером электронов сравнительно несложной и надежной конструкции, позволяющим получать ленточные электронные пучки с длительностью импульса в сотни микросекунд и осуществлять работу в импульсно-периодическом режиме.

В 1987 г. была опубликована статья [68], посвященная исследованию низкопороговых режимов возбуждения лазеров с $\lambda = 703.2$ и 724.5 нм. Рассматривались трехкомпонентные He–Ne–Kr-смеси. Для лазера с $\lambda = 724.5$ нм максимальная удельная мощность генерации составляла ~ 1 Вт/см³, для лазера с $\lambda = 703.5$ нм она не превышала 0.5 Вт/см³. Максимальный КПД генерации от вложенной энергии был равен 0.3%. Исследования зависимостей мощности генерации от прозрачности резонатора позволили определить коэффициенты усиления слабого сигнала α , составившие для обеих длин волн $\sim 3 \times 10^{-3}$ см⁻¹, и коэффициенты распределенных потерь β , оказавшиеся равными $\sim 2 \times 10^{-4}$ и $\sim 9 \times 10^{-4}$ см⁻¹ для $\lambda = 724.5$ и 703.2 нм соответственно. При этом полученные значения β авторы приписывают «горячему» поглощению на димерах Kr₂.

Лазеры с ядерной накачкой. Как уже отмечалось, создание низкопороговых лазеров на NeI с электронно-пучковым возбуждением открыло перспективы их реализации при накачке продуктами ядерных реакций. Первые такие работы появились в нашей стране и в США в 1990 г. [69, 70].

В [69] эксперименты были выполнены с использованием цилиндрической лазерной кюветы, внутренняя поверхность которой покрывалась слоем окиси-закиси ²³⁵U; кювета облучалась импульсным потоком тепловых нейтронов с длительностью импульса около 3 мс и средней плотностью до 1.3×10^{15} см⁻²·с⁻¹. Генерация была зарегистрирована на переходах NeI с $\lambda = 585.3, 703.2$ и 724.5 нм. Форма импульса генерации в широком диапазоне экспериментальных условий примерно воспроизводила форму импульса накачки.

В работе [70], являющейся по сути первым после работы [59] зарубежным исследованием пеннинговских лазеров, была зарегистрирована лазерная генерация на $\lambda = 585.3$ нм. Генерация на красных линиях была получена на той же установке несколько позднее [71]. В качестве источника быстрых нейтронов ($E_n > 1$ МэВ) в обеих работах использовался импульсный реактор.

Лазеры с электроразрядной накачкой. Первый пеннин-

говский лазер на NeI был запущен на электроразрядной установке [59]. В дальнейшем ряд интересных работ также был выполнен на электроразрядных установках [72–75], использовавшихся ранее при исследованиях эксимерных лазеров. В чистом неоне [72, 73] генерация наблюдалась только на переходе с $\lambda = 540.1$ нм. При достаточно высоких концентрациях водорода в смеси Ne–H₂ была получена генерация в желтой области спектра на длине волны $\lambda = 585.3$ нм.

В работах [76, 77] было предложено использовать в качестве пеннинговских добавок электроотрицательные газы. При использовании добавок NF₃ была реализована генерация на $3s - 2p$ -переходе гелия с $\lambda = 706.5$ нм, $3p - 3s$ -переходе неона с $\lambda = 585.3$ нм и $4p - 4s$ -переходе аргона с $\lambda = 750.3$ нм. Отмечалось, что применение электроотрицательных газов позволяет повысить эффективность возбуждения инертных газов в разряде за счет улучшения электрического согласования источников импульсного питания с плазмой разрядного промежутка, увеличения параметра E/p и соответственно температуры вторичных электронов.

В работах [78, 79] была предложена оригинальная схема организации разряда для накачки неоновых лазеров с использованием радиоизотопной преионизации. Для этого вдоль разрядного промежутка с двух сторон устанавливались источники ²¹⁰Po с активностью $(1.5 - 0.7) \times 10^{10}$ Бк. При возбуждении чистого неона наблюдалась генерация на переходе с $\lambda = 540.1$ нм. В смесях с добавками водорода была получена генерация с $\lambda = 585.2$ нм, причем использование гелия в качестве буферного газа позволяло значительно увеличить выходную энергию лазера.

В заключение разд.2 отметим, что помимо уже рассмотренных здесь публикаций следует упомянуть также целый ряд других интересных экспериментальных [13, 80–86] и теоретических [87–89] работ, посвященных исследованию лазеров на $3p - 3s$ -переходах неона.

3. Кинетические процессы в активных средах пеннинговских лазеров с электронно-пучковой накачкой

Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал позволил сформировать общепринятую точку зрения на механизм образования инверсии в активных средах пеннинговских лазеров с электронно-пучковой накачкой (рис. 1). В типичных лазерных смесях с низкими концентрациями пеннинговских добавок основная доля поглощенной в активной среде энергии электронного пучка расходуется на ионизацию атомов рабочего и буферного газов. Объемная частота наработки ионов и вторичных электронов пропорциональна плотности электронного тока j и давлению газа p и может быть вычислена [90, 91] с использованием данных по потерям электронного пучка из работ [92–95]. В процессе конверсии ионов Ne⁺ в активной среде происходит наработка молекулярных ионов Ne₂⁺ [96–99]. В средах с высоким содержанием гелия значительная доля энергии накачки выделяется с образованием Ne⁺ и последующей конверсией атомарного иона в молекулярный ион Ne₂⁺ [96, 100]. Однако вследствие anomalно низкой скорости рекомбинации гелия [101] и в этом случае основная доля энергии возбуждения передается Ne⁺ в реакции переноса заряда [98].

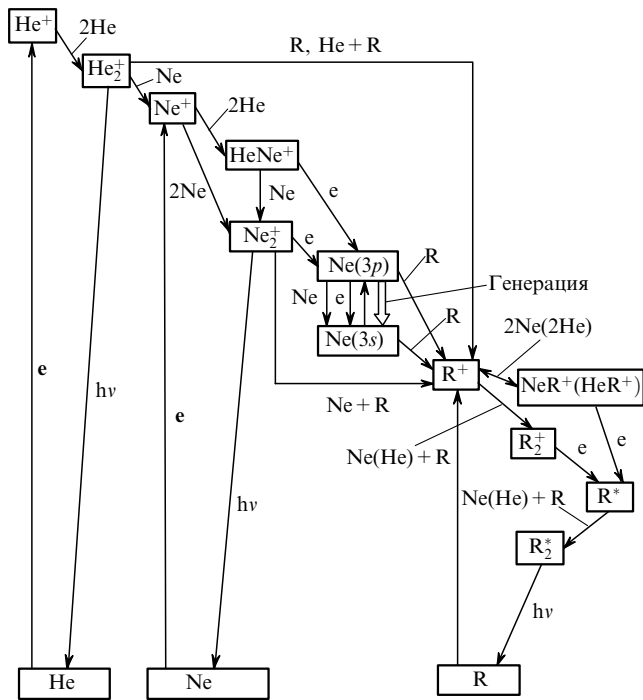


Рис.1. Схема основных кинетических процессов в активных средах электронно-пучковых пеннинговских лазеров (R – пеннинговская добавка, e – электроны пучка, e – вторичные электроны).

Далее диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов Ne_2^+ с электронами приводит к заселению тех или иных $3p$ -состояний атома неона [101–104]. В смесях с высоким содержанием гелия процесс рекомбинации может также осуществляться в реакции с участием гетероядерного иона $HeNe^+$. Такие реакции изучены значительно хуже реакций диссоциативной рекомбинации гомоядерных ионов. Можно, однако, предположить, что вследствие меньшей глубины потенциальной ямы (энергии связи ионов Ne_2^+ и $HeNe^+$ равны 1.16 и 0.699 эВ соответственно [103]) рекомбинация гетероядерных ионов происходит с образованием атомов в более высоких энергетических состояниях, что может оказать заметное влияние на энергетические характеристики лазера с $\lambda = 585$ нм.

Населенности $3p$ -состояний атома неона могут заметно изменяться при соударениях с атомами неона либо гелия [105–108]. Такие соударения могут приводить к тушению верхних лазерных уровней в процессе межмультиплетной релаксации, а также к тушению верхнего лазерного уровня $3p'[1/2]_0$ перехода с $\lambda = 585$ нм и к дополнительному заселению верхнего лазерного уровня $3p[1/2]_1$ переходов с $\lambda = 703$ и 725 нм в процессе внутримultiплетной релаксации (схема лазерных уровней представлена на рис.2).

Тушение нижних лазерных уровней в лазерах на $p - s$ -переходах неона эффективно осуществляется в реакциях как пеннинговской и ассоциативной ионизации, так и в реакциях с образованием эксимеров неона и внутримultiплетной релаксации, причем первая группа реакций в этом процессе превалирует [39].

В рассматриваемых лазерах, характеризующихся весьма высокими концентрациями вторичных электронов (до 10^{15} см^{-3}), одним из основных каналов тушения инверсии населенности являются реакции обмена энергией при неупругих и сверхупругих соударениях этих электронов

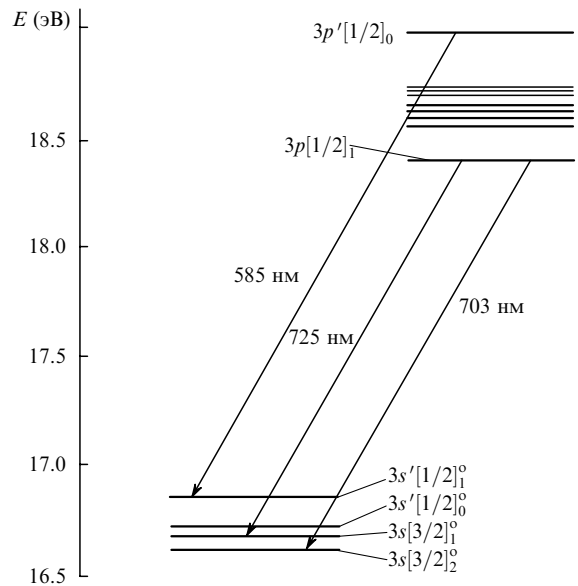


Рис.2. Схема лазерных переходов атома неона.

с возбужденными атомами рабочего газа. Экспериментальные данные по сечениям этих реакций в литературе практически отсутствуют. Однако для разрешенных $3p - 3s$ -переходов константы скоростей прямого и обратного процессов могут быть определены по соответствующим формулам из [109] при использовании данных по силам осцилляторов из [110].

Релаксация образующихся высоковозбужденных атомов пеннинговских добавок в нижние s -состояния осуществляется в реакциях того же типа, что и релаксация атомов рабочего газа. При этом для некоторых смесей селективный характер процессов диссоциативной рекомбинации и релаксации приводит к формированию инверсии на $d - p$ -переходах пеннинговских добавок и к появлению ИК генерации с интенсивностью, зачастую превышающей интенсивность генерации в видимой области спектра.

4. Электроионизационная лазерная установка «Тандем»

Эксперименты проводились на электроионизационном лазере «Тандем» [14]. Установка представляет собой комплекс, состоящий из двух электроионизационных лазеров, позволяющий проводить эксперименты на каждом лазере как независимо, так и в режиме генератор – усилитель. Применение в этих лазерах электронных пушек разных типов (в одном – с острейным, в другом – с термоэмиссионным катодом) не только расширяет диапазон режимов накачки исследуемых лазерных сред, но и упрощает прямые измерения таких важных лазерных параметров, как динамика усиления и поглощения лазерного сигнала в активной среде лазера. Каждый лазер состоял из высоковольтной электронной пушки и лазерной камеры с размером рабочей области $10 \times 10 \times 100$ см. Электронные ленточные пучки сечением 10×100 см вводились в лазерные камеры перпендикулярно их оптической оси через титановую фольгу толщиной 20 мкм.

В лазере с острейным катодом длительность импульса электронного тока τ за фольгой (в лазерной камере) составляла ~ 5 мкс (по основанию) при пиковой плотно-

сти тока $j = 1.7 \text{ А/см}^2$. Полная энергия электронного пучка W была равна 1.5 кДж. В лазере с нагревным катодом эти параметры могли регулироваться. Так, при мощности тока накала 9.7 кВт и $\tau = 8 \text{ мкс}$ были получены $W = 630 \text{ Дж}$ и $j = 0.3 \text{ А/см}^2$.

5. Энергетические характеристики

Исследование энергетических характеристик лазеров проводилось, в основном, на лазере с острым катодом электронной пушки, высокие энергетические параметры которого позволили достичь рекордной для данного класса лазеров энергии генерации $Q = 1.5 \text{ Дж}$ ($\lambda = 725 \text{ нм}$).

Проведение данных экспериментов стимулировалось работами [34, 35], в которых при электронно-пучковой накачке была получена мощная квазипрерывная генерация на переходе $3p'[1/2]_0 - 3s'[1/2]_1^0$ атома неона с $\lambda = 585 \text{ нм}$. Настоящее исследование привело к открытию двух новых интенсивных линий генерации в красной области спектра на переходе $3p[1/2]_1 - 3s[3/2]_2^0$ с $\lambda = 703 \text{ нм}$ и переходе $3p[1/2]_1 - 3s[3/2]_1^0$ с $\lambda = 725 \text{ нм}$ (см. рис.2), отсутствующих в лазерах низкого давления. В качестве пеннинговского тушителя нижних лазерных уровней использовались аргон, криптон и ксенон.

Исходя из полученных результатов, показавших возможность генерации излучения с $\lambda = 703$ и 725 нм в безгелиевых двухкомпонентных смесях (в отличие от лазеров с $\lambda = 585 \text{ нм}$), была проведена оптимизация энергетических параметров лазеров на таких смесях в широкой области давлений – вплоть до 10 атм. Максимальные энергетические параметры выходного излучения достигались при использовании в качестве пеннинговской добавки смесей неона с криптоном. На рис.3 именно для этих смесей приведены зависимости энергии генерации лазера от давления смесей с разными относительными концентрациями криптона. Наибольшая энергия генерации достигалась в смеси $\text{Ne} : \text{Kr} \approx 40 : 1$ при давлении около 6 атм. Для всех этих зависимостей основная доля лазерного излучения приходилась на линию с $\lambda = 725 \text{ нм}$ (при высоких давлениях генерация наблюдалась также на конкурирующем переходе с $\lambda = 703 \text{ нм}$).

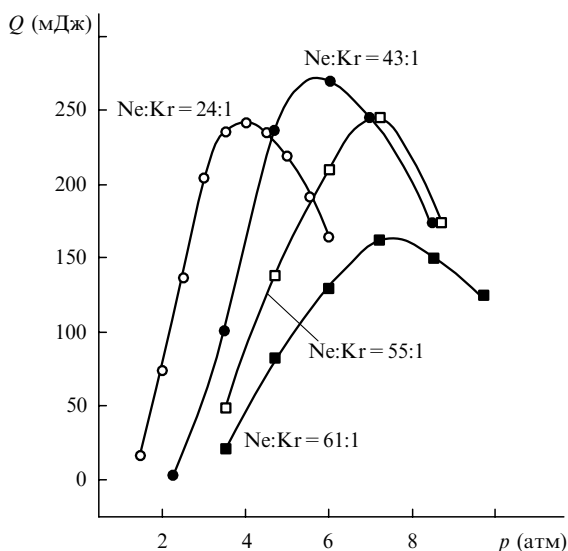


Рис.3. Зависимости энергии генерации Q от давления смесей $\text{Ne} - \text{Kr}$.

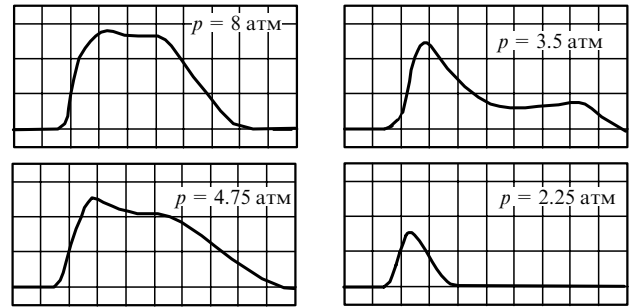


Рис.4. Осциллограммы импульсов генерации для смеси $\text{Ne} : \text{Kr} = 40 : 1$ при разных давлениях (развертка 0.5 мкс/дел.).

Во всех случаях лазерная генерация развивалась с задержкой $\sim 200 \text{ нс}$ относительно начала импульса накачки (рис.4). При давлениях смеси вблизи или выше оптимального импульс генерации имел характерную колоколообразную форму с несколько уплощенной вершиной, примерно соответствующей форме импульса электронного тока. С уменьшением давления ниже оптимального в средней части импульса начинал формироваться провал. При давлениях, близких к пороговому, генерация наблюдалась только на переднем фронте импульса накачки. Такое поведение генерации естественно связать с эффектом перемешивания лазерных уровней электронным ударом, наиболее ярко проявляющимся в середине импульса накачки, когда плотность вторичных электронов в активной среде оказывается максимальной. Действительно, искусственное уменьшение плотности вторичных электронов за счет ограничения величины электронного тока приводило при низких давлениях к исчезновению провала и увеличению энергии генерации.

В случае замены в лазерной смеси криптона аргоном или ксеноном характер зависимостей $Q(p)$ существенных изменений не претерпевал. В то же время изменение вида пеннинговской добавки приводило к значительному уменьшению абсолютных значений выходной энергии. При этом в обоих случаях основная доля лазерной энергии высвечивалась на переходе с длиной волны $\lambda = 703 \text{ нм}$, а максимум генерации достигался в смесях с соотношением компонентов $\text{Ne} : \text{R} = 20 : 1$ и давлением $p = 2.0 - 2.5 \text{ атм}$.

При работе в красной области спектра введение небольших добавок гелия в оптимизированные двухкомпонентные смеси приводило к заметному увеличению энергии генерации. Так, для смеси $\text{Ne} : \text{Kr} \approx 40 : 1$ с давлением $p = 6 \text{ атм}$ введение всего лишь 6% гелия приводило к увеличению энергии генерации с 260 мДж (рис.3) до 350 мДж. Еще больший рост выходной энергии за счет добавок гелия наблюдался при уменьшении p , что вызывало смещение максимума на зависимости $Q(p)$ в область более низких давлений. Исследование всего набора лазерных смесей показало, что при наших уровнях накачки оптимальной по энергосъему оказывается смесь $\text{Ne} : \text{Ne} : \text{Kr} = 7 : 25 : 1$ при давлении $p = 4.0 \text{ атм}$. На рис.5 для смесей с таким давлением и соотношением компонентов $\text{Ne} : \text{Kr} = 25 : 1$ приведена зависимость энергии генерации лазера от концентрации буферного газа. Добавление в безгелиевую смесь одной четвертой части гелия увеличивало выходную энергию лазера в полтора раза (с ~ 1 до 1.5 Дж). Дальнейшее разбавление рабочей смеси буферным газом приводило к резкому уменьшению энергии генерации. Отметим, что для пеннинговских лазеров на

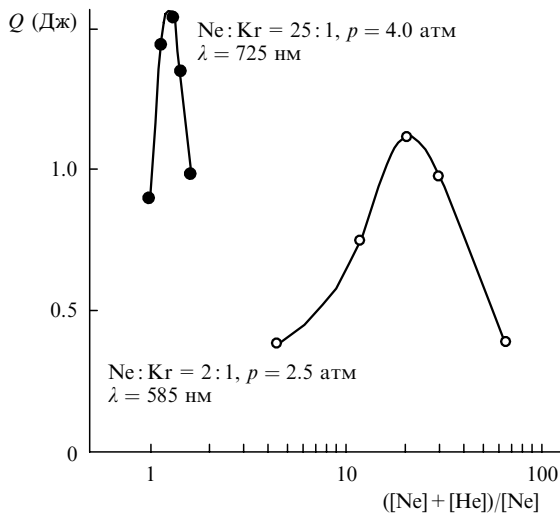


Рис.5. Зависимости энергии генерации Q от соотношения $([Ne] + [He])/[Ne]$ в различных смесях.

неоне полученные в описанном эксперименте энергосъемы (как абсолютный, так и удельный) являются в настоящее время рекордными. Физический КПД лазера составил при этом 0.2 %.

Для лазера с $\lambda = 585$ нм максимальная энергия генерации Q_{585} была достигнута при использовании смеси Ne:Ne:Kr = 40:2:1 и составила 110 мДж при физическом КПД 0.1 %. Из-за малой плотности активной среды утилизация энергии электронного пучка оказывается невысокой (в наших условиях при использовании кюветы объемом 10 л – не более 10%), вследствие чего энергетические характеристики лазеров с $\lambda = 585$ нм всегда значительно уступают аналогичным характеристикам лазеров с $\lambda = 725$ нм.

Применение электроионизационного метода возбуждения во всех случаях приводило лишь к уменьшению энергии генерации.

6. Динамика усиления слабого сигнала

Эксперименты проводились по классической усиленной схеме (рис.6). В качестве задающего генератора

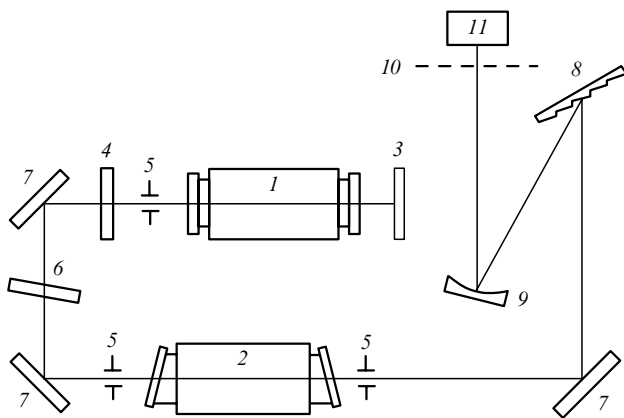


Рис.6. Схема эксперимента по измерению коэффициентов усиления слабого сигнала:

1 – задающий генератор; 2 – усилитель; 3 – глухое зеркало резонатора; 4 – полупрозрачное зеркало резонатора; 5 – диафрагмы; 6 – ослабитель; 7 – поворотные зеркала; 8 – дифракционная решетка; 9 – сферическое зеркало; 10 – экран; 11 – фотоприемник.

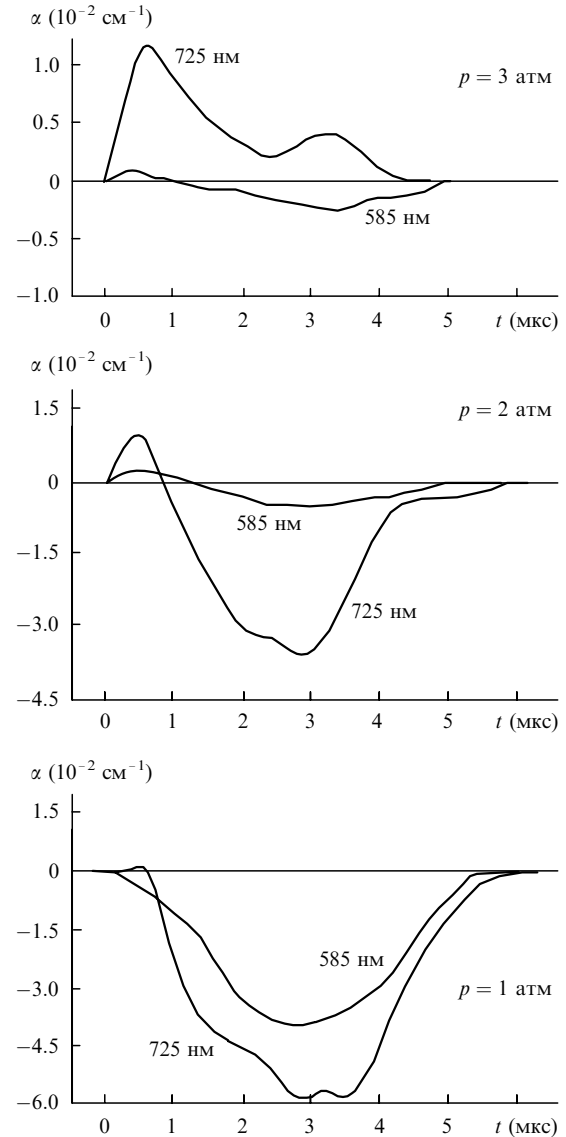


Рис.7. Временные зависимости коэффициента α на линиях с $\lambda = 725$ и 585 нм для смеси Ne:Kr = 25:1 при разных давлениях p .

использовался лазер с нагревным катодом установки «Тандем», работающий в режиме с длительностью импульса 12–14 мкс. Для каждой исследуемой лазерной линии подбирались такой режим работы задающего генератора и состав лазерной смеси в нем, при которых генерация на этой линии носила квазинепрерывный характер с формой импульса, приблизительно соответствующей П-образному импульсу электронного тока.

С помощью схемы задержки запуск усилителя осуществлялся через 4 мкс после начала импульса зондирующего сигнала. При этом с соответствующей задержкой на осциллограмме прямоугольного импульса от задающего генератора наблюдался всплеск интенсивности, равный по длительности времени существования инверсии в активной среде усилителя на исследуемом лазерном переходе. Коэффициент усиления слабого сигнала в любой заданный момент времени мог быть определен из соотношения амплитуд усиленного сигнала и сигнала от задающего генератора.

Исследовались различные двух- и трехкомпонентные смеси, оптимизированные для генерации с $\lambda = 725$ и 585 нм. Давление смесей варьировалось в диапазоне $p =$

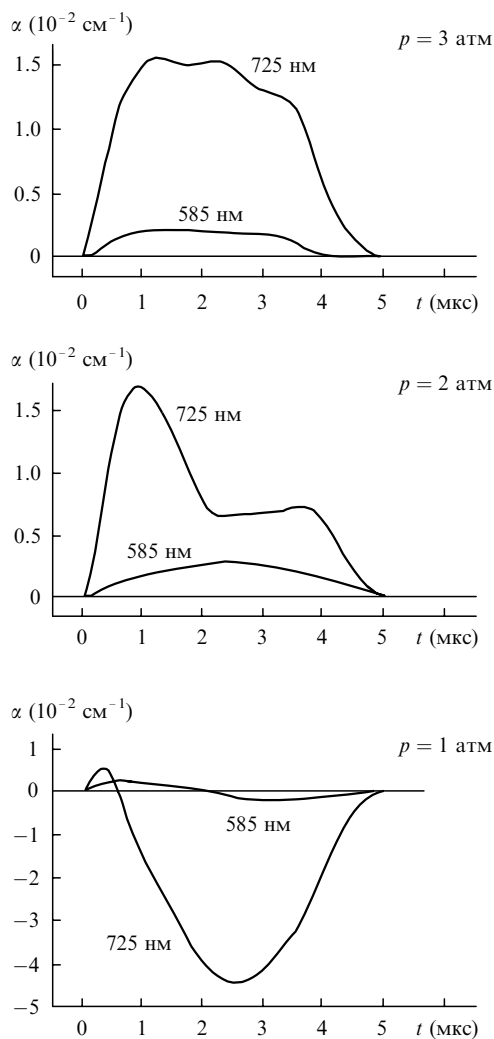


Рис.8. Временные зависимости коэффициента α на линиях с $\lambda = 725$ и 585 нм для смеси He : Ne : Kr = 7 : 25 : 1 при разных давлениях p .

0.5 – 4.0 атм. На рис.7 построены временные зависимости коэффициента усиления слабого сигнала на $\lambda = 725$ и 585 нм в двухкомпонентной безгелиевой смеси Ne : Kr = 25 : 1 с давлением $p = 1, 2$ и 3 атм. При $p = 3$ атм такая смесь характеризуется весьма высоким значением коэффициента усиления ($\alpha \approx 1.2 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$) $\lambda = 725$ нм. Понижение давления до 3–2 атм приводит к быстрому уменьшению коэффициента усиления и к изменению режима с усиления на поглощение. При атмосферном давлении сильное поглощение имеет место в течение всего импульса накачки, достигая $(4 - 6) \times 10^{-1} \text{ см}^{-1}$. На переходе с $\lambda = 585$ нм усиление в этой смеси наблюдается только при высоких давлениях на переднем фронте импульса накачки и не превышает $0.2 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$.

Введение в состав лазерной смеси буферного газа – гелия (смесь He : Ne : Kr = 7 : 25 : 1) приводит, как мы видели, к значительному улучшению условий генерации на линии с $\lambda = 725$ нм, что находит свое отражение и в зависимостях для коэффициента усиления слабого сигнала (рис.8). При высоком давлении ($p = 3$ атм) на осциллограммах усиленного сигнала исчезает провал в середине импульса накачки, а амплитудное значение коэффициента усиления α увеличивается до $1.7 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Появление же провала и смена режима усиления поглощением наблюдаются в случае снижения давления до ~ 2

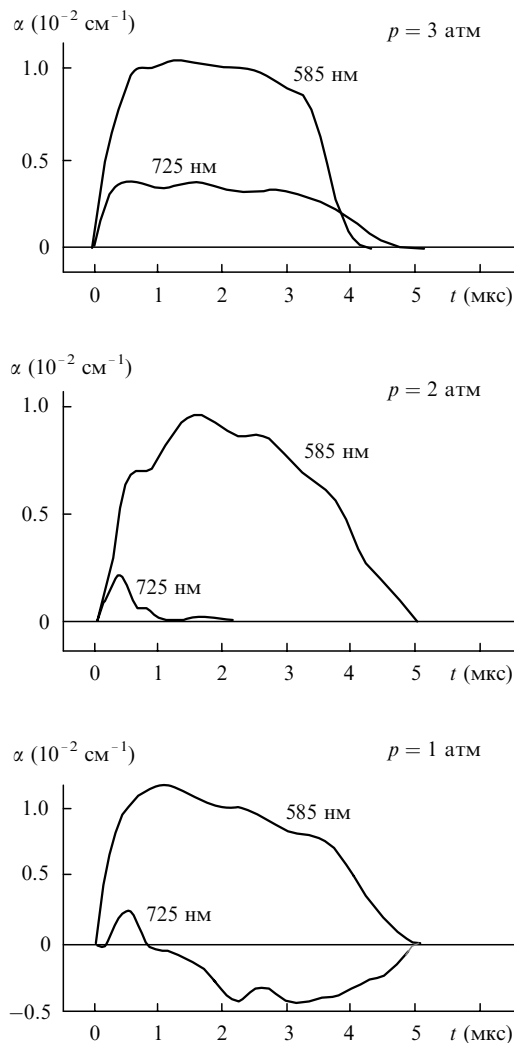


Рис.9. Временные зависимости коэффициента α на линиях с $\lambda = 725$ и 585 нм для смеси He : Ne : Kr = 40 : 2 : 1 при разных давлениях p .

и 1 атм соответственно. Для линии с $\lambda = 585$ нм при добавлении гелия положительная инверсия с амплитудой коэффициента усиления слабого сигнала α на уровне $\sim 0.25 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ имела место во всем диапазоне исследуемых давлений.

На рис.9 представлены временные зависимости коэффициента усиления в лазерной смеси He : Ne : Kr = 40 : 2 : 1, оптимизированной для генерации в желтой области спектра. В таких смесях коэффициент усиления слабого сигнала для линии с $\lambda = 585$ нм имеет гладкую без провалов форму во всем диапазоне исследуемых давлений. В диапазоне давлений $p = 1 - 2$ атм увеличение спектральной ширины лазерного перехода с ростом p компенсируется увеличением энергии накачки, в результате чего коэффициент усиления α практически не изменяется, сохраняясь на уровне $\sim 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. Если же давление превышает оптимальные значения, коэффициент α начинает уменьшаться.

В заключение отметим, что в активных средах с разными пеннинговскими добавками коэффициенты усиления слабого сигнала различаются не сильно. При этом различие в энергетических характеристиках лазеров на разных смесях, в частности заметно меньшие энергоъемы в лазере на смеси He–Ne–Xe, можно объяснить лишь явлением так называемого горячего поглощения.

7. Динамика наведенного поглощения

Хорошо известно (см., напр., [111, 112]), что возбужденные тем или иным способом смеси инертных газов могут обладать весьма высоким уровнем наведенного, или «горячего», поглощения в ближнем ИК, видимом и ближнем УФ спектральных диапазонах. Механизм такого поглощения связывают с фотопоглощением на димерных, а в случае высокого давления и на тримерных ионах, с фотоионизацией возбужденных атомов, а также с фотоионизацией эксимерных комплексов или с поглощением на связанно-связанных переходах этих комплексов.

Наличие «горячего» поглощения приводит к ограничению выходной энергии лазера. В предположении работы [113] выходная мощность может быть определена по формуле

$$P = I_s S \frac{(\alpha - \beta)L + \ln \sqrt{r}}{1 - \beta L / \ln \sqrt{r}}, \quad (1)$$

где I_s – насыщающая мощность; S и L – площадь поперечного сечения и длина активной среды соответственно; α – коэффициент усиления слабого сигнала; β – коэффициент поглощения; r – коэффициент отражения выходного зеркала. При этом эффективность вывода излучения из резонатора η , представляющая собой отношение мощности лазера, достигаемой в случае использования резонатора с оптимальным значением r , к расчетной мощности излучения лазера $P_0 = \alpha I_s S L$ в отсутствие потерь ($\beta = 0$), такова:

$$\eta = [1 - (\beta/\alpha)^{1/2}]^2. \quad (2)$$

Уже в первых работах по исследованию лазеров высокого давления на неоне появились данные о весьма высоких уровнях наведенного поглощения. В табл.1 для всех трех линий генерации приведены сводные данные по амплитудным значениям коэффициентов усиления и поглощения, а также параметра η для смесей, оптимизированных для условий эксперимента каждой из цитируемых работ. Видно, что эффективность вывода излучения во всех случаях не превышала 55 %, а при близких к нашим уровням накачки составляла ~30 % [13], ~20 %

[81] и ~30 % [81] для лазеров с длинами волн $\lambda = 585, 725$ и 703 нм соответственно. Необходимо отметить, что высокие значения β затрудняют однозначную интерпретацию механизма «горячего» поглощения. Если вначале этот механизм связывали с поглощением на димерных ионах Ne_2^+ [63], затем на димерах Ar_2^+ и Kr_2^+ [13, 68, 80, 81], то в работе [84] – с поглощением в крыльях атомных линий «тушащего» компонента (Ar^*, Kr^*).

При анализе табл.1. следует иметь в виду, что данные по коэффициентам усиления и поглощения в предшествующих работах других авторов были получены методом так называемого ригрод-анализа [113], основанного на измерениях зависимости энергии генерации лазера от коэффициента отражения выходного зеркала резонатора и на последующей подгонке значений I_s, α и β для наилучшего согласования этой экспериментальной зависимости с теоретическим распределением (1). Такая процедура, вообще говоря, чревата значительными ошибками. Прежде всего приближения, используемые при выводе выражения (1), реализуются в эксперименте далеко не всегда, из-за чего 1 %-ная погрешность в определении оптимального значения r может приводить к 500 %-ной ошибке при вычислении β [114]. Кроме того, при таких вычислениях влиянию исследуемого процесса поглощения легко приписать все другие радиационные потери, прежде всего трудно контролируемое поглощение в выходном зеркале резонатора. По этой причине в настоящей работе исследование поглощения проводилось методом абсорбционного зондирования, свободным от указанных недостатков и, кроме того, позволяющим осуществлять измерения во времени и на любой интересующей нас длине волны λ .

Оптическая схема измерений приведена на рис.10. В качестве источника зондирующего сигнала применялся широкополосный источник света I с длительностью импульса излучения ~20 мкс. На выходе из источника излучение коллимировалось в пучок диаметром 50 мм и после прохождения через кювету 3 с исследуемой смесью вдоль оптической оси кюветы фокусировалось на входную щель светосильного монохроматора 5 с дифракционной решеткой 1200 либо 600 штрих./мм. Излучение, прошедшее через монохроматор, настроенный на исследуемую длину волны, регистрировалось с помощью скоростных ФЭУ 6 (14 ЭЛУ-ФС для длин волн короче $\lambda =$

Табл.1. Амплитудные значения коэффициентов усиления слабого сигнала α , наведенного поглощения β и эффективности вывода излучения из резонатора η для оптимизированных лазерных смесей.

λ (нм)	Состав смеси	p (атм)	α (10^{-2} см $^{-1}$)	β (10^{-2} см $^{-1}$)	η (%)	Литература
585	Ne: Ne: Ar: H ₂ = 11: 7: 1: 0.03	3.2	2.7	0.6	28	[13]
	Ne: Ne: Ar = 50: 3: 1	1.3	0.35	0.04	45	[63]
	Ne: Ne: Ar = 50: 14: 1	1.3	0.06	0.005	51	[114]
	Ne: Ne: Ar = 40: 2: 1	2.5	0.93	<0.02	> 80	Наст. работа
	Ne: Ne: Kr = 40: 2: 1	2.5	0.9	<0.02	> 80	Наст. работа
	Ne: Ne: Xe = 40: 2: 1	2.5	0.9	0.15	35	Наст. работа
725	Ne: Ne: Ar = 15: 15: 1	6.0	1.2	0.74	5	[81]
	Ne: Ne: Kr = 15: 15: 1	6.0	1.3	0.42	19	[81]
	Ne: Ne: Kr = 15: 30: 1	3.0	0.3	0.02	55	[68]
	Ne: Ne: Kr = 7: 25: 1	4.0	1.6	<0.02	> 80	Наст. работа
703	Ne: Ne: Ar = 15: 15: 1	6.0	0.86	0.5	6	[81]
	Ne: Ne: Kr = 15: 15: 1	6.0	0.88	0.21	26	[81]
	Ne: Ne: Kr = 15: 30: 1	3.0	0.3	0.09	20	[68]
	Ne: Ne: Kr = 7: 25: 1	4.0	0.5	<0.05	> 50	Наст. работа

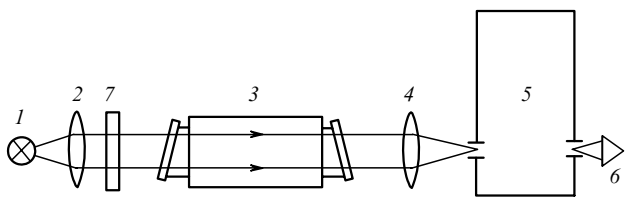


Рис.10. Оптическая схема абсорбционных измерений: 1 – импульсный источник света ИСИ-1; 2 – коллимирующая линза; 3 – лазерная кювета; 4 – фокусирующая линза; 5 – светосильный монохроматор МДР-2; 6 – фотоприемник; 7 – светофильтр.

630 нм или 14 ЭЛУ-ФК для больших длин волн) и запоминающего осциллографа С8-13. Для отстройки от излучения во втором порядке дифракции устанавливался светофильтр 7. Временное разрешение системы регистрации не превышало 100 нс.

Одна из осциллограмм, используемых для определения коэффициентов поглощения, представлена на рис.11. Каждая такая осциллограмма получалась путем наложения на экране запоминающего осциллографа трех сигналов с ФЭУ. Верхний из них, полученный при выключенном ИСИ-1, соответствует нулевому уровню пропускания, нижний – уровню 100 %-ного пропускания (выключена электронная пушка), средний – уровню пропускания излучения в возбужденной среде. При этом сравнение амплитуд двух нижних сигналов, соответствующих сигналам на входе (I_{in}) и на выходе (I_{out}) из возбужденной активной среды, позволяет в каждый момент времени определить коэффициент поглощения на длине волны настройки монохроматора: $\beta = L^{-1} \ln(I_{in}/I_{out})$.

На рис.12 представлены зависимости полученных таким образом пиковых значений коэффициентов наведенного поглощения в двухкомпонентных лазерных смесях Ne: Ar (Kr, Xe) = 20:1 и в чистом ксеноне от длины волны зондирующего излучения в диапазоне 350–600 нм. Во всем исследуемом диапазоне во всех трех лазерных смесях наблюдалось широкополосное поглощение с узкими линиями, соответствующими поглощению на атомных переходах с низколежащих ns -уровней на $n(n+1)p$ -уровни пеннинговских добавок. Разбавление смесей гелием не приводило к заметному изменению вида спектров поглощения.

Сравнение спектров для лазерных смесей и чистых аргона, криптона и ксенона (см., напр., рис.12,а и 12,г) показало их идентичность и позволило сделать вывод, что «горячее» поглощение в представленном диапазоне длин волн в основном обусловлено поглощением на пеннинговских добавках. При этом хорошее совпадение наших результатов с данными работы [112] дает возмож-

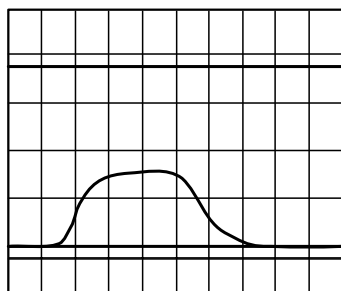


Рис.11. Осциллограмма импульса поглощения излучения с $\lambda = 713.5$ нм в смеси Ne: Xe = 20:1 при давлении 2 атм (развертка 1 мкс/дел.).

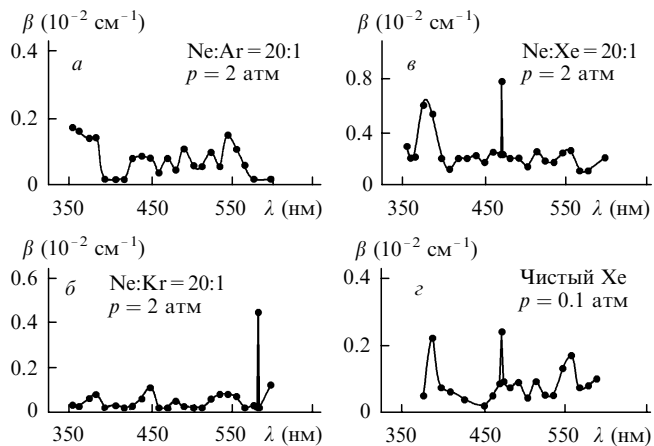


Рис.12. Спектры поглощения различных возбужденных сред.

ность по аналогии интерпретировать полученные широкополосные спектры как поглощение за счет связанно-связанных переходов в эксимерных молекулах Ar_2^* , Kr_2^* и Xe_2^* и фотодиссоциации молекулярных ионов Xe_2^+ .

Непосредственное измерение коэффициентов поглощения на длинах волн усилительных лазерных переходов оказывается затруднительным. Однако мы смогли воспользоваться тем обстоятельством, что в исследуемых лазерных средах отсутствуют узкополосные атомные переходы с длинами волн, близкими к длинам волн лазерных переходов или совпадающими с ними, из-за чего ожидаемое поглощение должно было носить широкополосный характер. При этом о величине коэффициента поглощения на лазерной линии можно судить по измерениям, проводимым непосредственно вблизи линии люминесценции.

В эксперименте производилась отстройка монохроматора на величину ~ 0.5 нм вправо и влево относительно линии люминесценции, после чего результаты измерений, которые всегда оказывались близкими, усреднялись. Измерения показали, что в смеси Ne: Xe = 20:1 коэффициенты поглощения β были довольно значительными: $(0.15, 0.27 \text{ и } 0.31) \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ для переходов с $\lambda = 585, 703 \text{ и } 725$ нм соответственно. Очевидно, что именно это обстоятельство является причиной малой эффективности лазеров с ксеноном в качестве пеннинговской добавки. Примерно аналогичная картина наблюдается в Ne–Ar-смеси на $\lambda = 703 \text{ и } 725$ нм, где β оказались равными $(0.22 \text{ и } 0.39) \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ соответственно. Напротив, в Ne–Kr-смесях на всех переходах и в Ne–Ar-смеси на $\lambda = 585$ нм поглощение зафиксировано не было. Погрешность измерений, определяемая отношением на осциллограммах полезного сигнала к уровню наводок, составила при этом $0.02 \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, что и является оценкой сверху для измеряемых величин β .

Для оптимизированных лазерных смесей значения α , β и η представлены в табл.1. Видно, что для всех лазерных линий эффективность вывода излучения из резонатора $\eta > 0.8$ оказалась заметно более высокой, чем в экспериментах других авторов. Сравнение же η со значением для смеси Ne: Ne: Xe = 40:2:1 показывает, что при замене в оптимальных смесях криптона (или аргона) ксеноном наблюдаемое уменьшение энергосъема примерно соответствует уменьшению параметра η .

В заключение отметим, что во всех лазерных смесях были зафиксированы достаточно высокие значения коэффициента поглощения β (не менее 10^{-3} см^{-1}) на переходе

$3p'[1/2]_0 - 3s'[1/2]_0$ с $\lambda = 540$ нм. Поскольку сила осциллятора этого перехода [110] невелика, можно сделать важный вывод, что создание мощного квазинепрерывного лазера высокого давления на этом считавшемся ранее перспективным [115] переходе весьма проблематично.

8. Заключение

Итак, в настоящей работе получен целый ряд новых результатов, среди которых отметим наиболее важные.

Впервые реализована лазерная генерация на переходах $\lambda = 703.2$ и 724.5 нм. Последняя из этих линий, как наиболее интенсивная, наилучшим образом подходит для практического использования.

Впервые для лазеров данного класса проведено исследование динамики усиления слабого сигнала на отдельных спектральных линиях по классической усилительной методике и прямое измерение методом абсорбционного зондирования временного хода наведенного поглощения в спектральных диапазонах, соответствующих линиям генерации исследуемых лазеров. Проведенные эксперименты позволили составить представление о процессах конкуренции на лазерных переходах, имеющих общие лазерные уровни, и выявить основные закономерности динамики развития генерации на отдельных спектральных составляющих.

Наши эксперименты показали, что наведенное поглощение в пеннинговских активных средах значительно слабее, чем это представлялось ранее. Следовательно, отпадает одно из серьезнейших препятствий, ограничивающих возможность масштабирования обсуждаемых лазерных систем.

Таким образом, нами проведено первое систематическое исследование пеннинговских лазеров на $3p - 3s$ -переходах неона, получен ряд важных новых результатов, расширяющих возможности практического использования этого класса лазерных систем для различных приложений. Все эти данные могут быть также с успехом использованы и при создании весьма перспективных лазеров на неоне с накачкой продуктами ядерных реакций.

Авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую признательность Л.В.Семенову, Н.Н.Устиновскому и А.Ю.Чугуну за повседневное сотрудничество и помощь в работе и А.Г.Молчанову за полезные обсуждения.

- Басов Н.Г., Данилычев В.А., Холин И.В. *Изв. АН СССР. Сер. физик.*, **50** (4), 779 (1986).
- Gordon C.L., Feldman B., Christensen C.P. *Opt. Lett.*, **13** (2), 114 (1988).
- Ohwa M., Moratz T., Kushner M.J. *J. Appl. Lett.*, **66** (11), 5131 (1989).
- Watterson R.L., Jacob J.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (3), 417 (1990).
- Suda A., Wexler B.L., Riley K.J., Feldman B.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (5), 911 (1990).
- Tucker J.E., Wexler B.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (9), 1647 (1990).
- Patterson E.L., Samlin G.E., Brannov P.J., Hurst M.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (9), 1661 (1990).
- Litzenberger L.N., Trainor D.W., McGeoch M.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (9), 1668 (1990).
- Botma H., Peters P.J.M., Witteman W.J. *Appl. Phys. B*, **52**, 277 (1991).
- Hebner G.A., Hays G.N. *Appl. Phys. Lett.*, **59** (5), 537 (1991).
- Заярный Д.А., Королев А.Г., Сажина Н.Н., Устиновский Н.Н., Холин И.В. *Квантовая электроника*, **18** (5), 538 (1991).
- Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **18** (8), 921 (1991).
- Александров А.Ю., Долгих В.А., Рудой И.Г., Сорока А.М. *Квантовая электроника*, **18** (9), 1029 (1991).
- Холин И.В. *Квантовая электроника*, **33** (2), 129 (2003).
- Schwarz S.E., DeTemple T.A., Targ R. *Appl. Phys. Lett.*, **17** (7), 305 (1970).
- Chapovsky P.L., Lisitsyn V.N., Sorokin A.R. *Opt. Commun.*, **16** (1), 33 (1976).
- Collier F., Lacour B., Maillat M., Michon M. *J. Appl. Phys.*, **52** (10), 6021 (1981).
- Fahlen T.S., Targ R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9** (6), 609 (1973).
- Olson R.A., Grosjean D., Sarka B., Garscadden A., Bletzinger P. *Rev. Sci. Instrum.*, **47** (6), 677 (1976).
- Helmick H.H., Fuller J.L., Schneider R.T. *Appl. Phys. Lett.*, **26** (6), 327 (1975).
- Воинов А.М., Довбыш Л.Е., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Подмошеский И.В., Синянский А.А. *Письма в ЖТФ*, **7** (16), 1016 (1981).
- Newman L.A., DeTemple T.A. *Appl. Phys. Lett.*, **27** (12), 678 (1975).
- Lawton S.A., Richards J.B., Newman L.A., Specht L., DeTemple T.A. *J. Appl. Phys.*, **50** (6), 3888 (1979).
- Басов Н.Г., Данилычев В.А., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Письма в ЖТФ*, **8** (10), 590 (1982).
- Basov N.G., Chugunov A.Yu., Danilychev V.A., Kholin I.V., Ustinovskiy N.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19** (2), 126 (1983).
- Баранов В.В., Басов Н.Г., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Письма в ЖЭТФ*, **39** (9), 426 (1984).
- Басов Н.Г., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **11** (9), 1722 (1984).
- Basov N.G., Baranov V.V., Chugunov A.Yu., Danilychev V.A., Dudin A.Yu., Kholin I.V., Ustinovskii N.N., Zayarnyi D.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21** (11), 1756 (1985).
- Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Меркулов Д.Г., Романов А.В., Семенова Л.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **14** (9), 1739 (1987).
- Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Ржевский А.В., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **13** (8), 1543 (1986).
- Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. *ЖЭТФ*, **59** (5), 1863 (1970).
- Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. *Плазменные лазеры* (М.: Атомиздат, 1978).
- Яковленко С.И. В сб. *Физика плазмы*. (Итоги науки и техники. Сер. «Радиотехника». М.: ВИНТИ, 1982, т.3, с.57–118).
- Бункин Ф.В., Держиев В.И., Месяц Г.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **12** (2), 245 (1985).
- Басов Н.Г., Александров А.Ю., Данилычев В.А., Долгих В.А., Керимов О.М., Мызников Ю.Ф., Рудой И.Г., Сорока А.М. *Квантовая электроника*, **12** (1), 228 (1985).
- Penning F.M. *Die Naturwissenschaften*, **15**, 818 (1927).
- Басов Н.Г., Баранов В.В., Данилычев В.А., Дудин А.Ю., Заярный Д.А., Устиновский Н.Н., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **12** (7), 1521 (1985).
- Заярный Д.А., Семенова Л.В., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **20** (9), 851 (1993).
- Заярный Д.А., Холин И.В., Чугунов А.Ю. *Квантовая электроника*, **22** (3), 233 (1995).
- Заярный Д.А., Холин И.В. *Квантовая электроника*, **22** (9), 887 (1995).
- Заярный Д.А., Холин И.В. *Квантовая электроника*, **22** (9), 913 (1995).
- Заярный Д.А., Холин И.В. *Квантовая электроника*, **22** (9), 919 (1995).
- Беннет В. *Газовые лазеры* (М.: Мир, 1964).
- Walter W.T., Solimene N., Piltch M., Gould G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **2** (9), 474 (1966).
- Bennett W.R. *Appl. Opt. Suppl.* (2), 3 (1965).
- Clunie D.M., Thorn R.S.A., Trezise K.E. *Phys. Lett.*, **14** (1), 28 (1965).

47. Leonard D.A., Neal R.A., Gerry E.T. *Appl. Phys. Lett.*, **7** (6), 175 (1965).
48. Leonard D.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **3** (3), 133 (1967).
49. Bridges W.B., Chester A.N. *Appl. Opt.*, **4** (5), 573 (1965).
50. Rosenberger D. *Phys. Lett.*, **13** (3), 228 (1964).
51. Ericsson K.G., Lidholt L.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **3** (2), 94 (1967).
52. Rosenberger D. *Phys. Lett.*, **14** (1), 32 (1965).
53. Javan A. *Phys. Rev. Lett.*, **3** (2), 87 (1959).
54. Кочубей С.А., Лисицын В.Н., Сорокин А.Р., Чаповский П.Л. *Квантовая электроника*, **4** (9), 2004 (1977).
55. Сорокин А.Р. *ЖТФ*, **49** (8), 1673 (1979).
56. Сорокин А.Р. *Квантовая электроника*, **10** (2), 308 (1983).
57. Кочубей С.А., Лисицын В.Н., Сорокин А.Р., Чаповский П.Л. В сб. *Газовые лазеры* (Новосибирск: Наука, 1977, с.239–243).
58. Frommhold L., Biondi M.A. *Phys. Rev.*, (1), 244 (1969).
59. Schmieder D., Brink D.J., Salamon T.I., Jones E.G. *Opt. Commun.*, **36** (1), 223 (1981).
60. Salamon T.I., Schmieder D. *Opt. Commun.*, **62** (5), 323 (1987).
61. Басов Н.Г., Александров А.Ю., Данилычев В.А., Долгих В.А., Керимов О.М., Мызников Ю.Ф., Рудой И.Г., Сорока А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **41** (4), 156 (1985).
62. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Александров А.Ю., Долгих В.А., Керимов О.М., Мызников Ю.Ф., Рудой И.Г., Сорока А.М. *Письма в ЖТФ*, **11** (7), 435 (1985).
63. Александров А.Ю., Аханьев В.Ю., Басов Н.Г., Данилычев В.А., Долгих В.А., Ионин А.А., Керимов О.М., Лыткин А.П., Мызников Ю.Ф., Рудой И.Г., Сорока А.М. *ДАН СССР. Сер. технич. физ.*, **284** (4), 851 (1985).
64. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Месяц Г.А., Муравьев И.И., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Яковленко С.И., Янчарина А.М. *Пеннинговские плазменные лазеры на переходах неона. Препринт № 41 Томского филиала СО АН СССР* (Томск, 1985).
65. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Месяц Г.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **12** (10), 1993 (1985).
66. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Месяц Г.А., Муравьев И.И., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Яковленко С.И., Янчарина А.М. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **50** (6), 1064 (1986).
67. Винтизенко Л.Г., Гушенец В.И., Коваль Н.Н., Месяц Г.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В., Щанин П.М. *ДАН СССР. Сер. физич.*, **288** (3), 609 (1986).
68. Александров А.Ю., Долгих В.А., Керимов О.М., Мызников Ю.Ф. *Квантовая электроника*, **14** (3), 630 (1987).
69. Войнов А.М., Кривонос В.Н., Мельников С.П., Павловский А.И., Синянский А.А. *ДАН СССР*, **312** (4), 864 (1990).
70. Hebner G.A., Haas G.N. *Appl. Phys. Lett.*, **57** (21), 2175 (1990).
71. Hebner G.A. *J. Appl. Phys.*, **74** (4), 2203 (1993).
72. Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф. *Оптика и спектроскопия*, **61** (5), 1102 (1986).
73. Ломаев М.И., Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **14** (5), 993 (1987).
74. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Латуш Е.Л., Муравьев И.И., Сэм М.Ф., Чеботарев Г.Д., Яковленко С.И., Янчарина А.М. *Квантовая электроника*, **13** (12), 2531 (1986).
75. Муравьев И.И., Черникова Е.В., Янчарина А.М. *Квантовая электроника*, **16** (2), 189 (1989).
76. Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф. *Письма в ЖТФ*, **14** (11), 1045 (1988).
77. Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **15** (10), 1978 (1988).
78. Батырбеков Г.А., Батырбеков Э.Г., Данилычев В.А., Назаров А.М., Тлеужанов А.Б., Хасенов М.У. *Квантовая электроника*, **16** (10), 2060 (1989).
79. Батырбеков Э.Г., Данилычев В.А. *Исследование активных сред лазеров на $3p-3s$ -переходах атома неона с накачкой слабым источником внешней ионизации. Препринт ИЯФ АН КазССР № 90-06* (Алма-Ата, 1990).
80. Александров А.Ю., Долгих В.А., Керимов О.М., Мызников Ю.Ф., Рудой И.Г., Сорока А.М. *Квантовая электроника*, **14** (12), 2389 (1987).
81. Александров А.Ю., Долгих В.А., Керимов О.М., Мызников Ю.Ф., Рудой И.Г., Сорока А.М. *Квантовая электроника*, **15** (8), 1541 (1988).
82. Держиев В.И., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И., Янчарина А.М. *Труды ИОФАН*, **21**, 5 (1989).
83. Александров А.Ю., Долгих В.А., Керимов О.М., Рудой И.Г., Самарин А.Ю., Сорока А.М. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **53** (8), 1474 (1989).
84. Александров А.Ю., Долгих В.А., Рудой И.Г., Сорока А.М. *Квантовая электроника*, **18** (6), 673 (1991).
85. Конак А.И., Мельников С.П., Порхаев В.В., Синянский А.А. *Квантовая электроника*, **22** (3), 225 (1995).
86. Бочков А.В., Крыжановский В.А., Магда Э.П., Мухин С.Л. *Письма в ЖТФ*, **19** (23), 30 (1993).
87. Держиев В.И., Жидков А.Г., Коваль А.В., Яковленко С.И. *Кинетическая модель пеннинговского плазменного лазера на He-Ne-Ar смеси. Препринт ИОФАН № 233* (М., 1987).
88. Бойченко А.М., Держиев В.И., Жидков А.Г., Карелин А.В., Коваль А.В., Серeda О.В., Яковленко С.И. *Труды ИОФАН*, **21**, 44 (1989).
89. Держиев В.И., Жидков А.Г., Коваль А.В., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **16** (8), 1579 (1989).
90. Бычков В.Л., Елецкий А.В. В сб. *Химия плазмы*. Под ред. Б.Н.Смирнова (М.: Энергоатомиздат, 1985, вып.12, с.123–158).
91. Werner C.W., Zamir E., George E.V. *Appl. Phys. Lett.*, **29** (4), 236 (1976).
92. Lorents D.C. *Physica C*, **82**, 19 (1976).
93. Wilson J.W., De Young R.J., Harries W.L. *J. Appl. Phys.*, **50** (3), 1226 (1979).
94. Pages L., Bertel E., Joffre H., Sklavenitis L. *Atomic Data*, **4** (1), 1 (1972).
95. Koehler H.A., Ferberder L.J., Readhead D.L., Ebert P.J. *Appl. Phys. Lett.*, **21** (5), 198 (1972).
96. Johnsen R., Chen A., Biondi M.A. *J. Chem. Phys.*, **73** (4), 1717 (1980).
97. Smith D., Cromey P.R. *J. Phys. B*, **1** (4), 638 (1968).
98. Bohme D.K., Adams N.G., Mosesman M.M., Dunkin D.B., Ferguson E.E. *J. Chem. Phys.*, **52** (10), 5094 (1970).
99. Veatch G.E., Oskam H.J. *Phys. Rev. A*, **2** (4), 1422 (1970).
100. Nicles F.E., Robertson W.W. *J. Chem. Phys.*, **42** (9), 3277 (1965).
101. Bardsley J.M., Biondi M.A. *Adv. Mol. Phys.*, **6**, 2 (1970).
102. Бонди М.А. В сб. *Газовые лазеры*. Под ред. И.Мак-Даниэля, У.Нигэна (М.: Мир, 1986, с.216–234).
103. Иванов В.А. *Оптика и спектроскопия*, **63** (3), 490 (1987).
104. Иванов В.А., Сухомлинов В.С. *ЖТФ*, **53** (5), 843 (1983).
105. Chang R.S.F., Setser D.W. *J. Chem. Phys.*, (7), 4099 (1980).
106. Борисов В.Б., Егоров В.С., Пастор А.А. *Оптика и спектроскопия*, **65** (5), 1029 (1988).
107. Баран В.М., Конончук Г.Л., Якунов А.В. *ЖПС*, **41** (1), 128 (1984).
108. Большаков А.А., Раводина О.В., Семенец В.В. *Оптика и спектроскопия*, **67** (4), 773 (1989).
109. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979).
110. Радциг А.А., Смирнов Б.М. *Параметры атомов и атомных ионов* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
111. Шампань Л.Ф. В сб. *Газовые лазеры*. Под ред. И.Мак-Даниэля, У.Нигэна (М.: Мир, 1986, с.418–460).
112. Zamir E., Huestis D.L., Nakano H.H., Hill R.M., Lorents D.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **15** (5), 281 (1979).
113. Rigrod W.W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **14** (5), 377 (1978).
114. Ломаев М.И., Мельченко С.В., Тарасенко В.Ф., Феденев А.В. *Письма в ЖТФ*, **18** (24), 63 (1992).
115. Ono K., Oomori T., Fujita S. *Appl. Phys. Lett.*, **49** (5), 239 (1986).