

МЕЖИНСТИТУТСКИЙ СЕМИНАР «ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ОПТИКИ И СПЕКТРОСКОПИИ»

УДК 535.375.5

А. К. ПОПОВ

(Красноярск)

РЕЗОНАНСНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА ГАЗООБРАЗНЫХ СИСТЕМ

Введение. Одной из важнейших задач нелинейной оптики является расширение диапазона частот, в котором получено когерентное излучение. К данной задаче, в частности, относится получение когерентного излучения в далеких УФ и ИК областях спектра, преобразование частоты слабого ИК излучения в области, удобные для регистрации, а также преобразование излучения в непрерывном и квазинепрерывном режимах в условиях сильной радиационной нагрузки на нелинейную среду. Для решения указанного круга вопросов перспективно использование нелинейных процессов в газообразных средах. К достоинствам этого класса нелинейных сред относятся: способность работать в широком спектральном интервале от далекого ИК до ультрамягкого рентгеновского; способность выдерживать высокие радиационные нагрузки из-за высоких пробойных уровней интенсивности и самовосстановления после пробоя; возможность управления длиной фазового согласования волн путем плавного изменения концентрации и состава среды; возможность обеспечивать большие длины и апертуры нелинейной среды.

Газообразные системы имеют меньшую по сравнению с кристаллами концентрацию активных частиц. Это приводит к необходимости использования очень мощных накачек для достижения высоких коэффициентов преобразования (КП). Однако последнее требование может быть смягчено за счет использования резонансных и квазирезонансных нелинейных процессов, так как при этом нелинейные восприимчивости резко возрастают. Кроме того, перестраивая около резонансов некоторые из частот взаимодействующих полей, можно управлять условиями синхронизма. Таким образом, появляются предпосылки увеличения КП и снижения требуемых интенсивностей накачки. Кроме того, в резонансных условиях резко возрастает роль ряда факторов, приводящих к ограничению КП: одно- и многофотонное поглощение, эффекты насыщения и сдвига уровней, некогерентность излучения, самовоздействие излучения и т. п. Таким образом, отмеченные выше перспективы связаны с выяснением и рекомендацией оптимальных условий преобразования, когда сохраняются достоинства резонансных взаимодействий, а ограничивающие процессы еще не развились.

Исследование спектров испускания и поглощения в сильном поле. Значительный объем необходимой информации по вопросу, указанному в заглавии раздела, можно почерпнуть из работ по исследованию спектров испускания и поглощения атомов и молекул в сильном поле, выполненных на первом этапе развития нелинейной оптики газообраз-

ных систем в 1968—1973 гг. В этот период проводились интенсивные исследования резонансных нелинейных процессов методами нелинейной спектроскопии. Существенный вклад в разработку этих вопросов внесли советские ученые: новосибирская группа под руководством С. Г. Раутиана, ленинградская (А. М. Бонч-Бруевич и В. А. Ходовой), ереванская (В. М. Арутюнян, М. Е. Мовсисян, М. Л. Тер-Микаелян, Ю. С. Чилингарян), исследователи из Московского университета и из других центров страны [1—8]. В выполненных исследованиях были выяснены многие физические явления, проходящие при резонансном взаимодействии интенсивного квазимонохроматического излучения с атомно-молекулярными системами и играющие важную роль в процессах нелинейного преобразования излучения.

В этот же период были выполнены исследования по измерению нерезонансных атомных кубических нелинейных восприимчивостей (например, работа Уорда и Нью [9]).

Генерация третьей гармоники в парах металлов и газе. Выполненные в 1971 г. работы Харриса с сотрудниками [10, 11] из Стэнфордского университета США по генерации третьей гармоники излучения лазера на иттрий-алюминиевом гранате (ИАГ) с неодимом в парах металлов положили начало новому этапу развития этого раздела нелинейной оптики. Заслуга Харриса, прежде всего, состоит в том, что он первым провел цикл исследований нелинейных процессов в атомных газообразных средах под углом зрения их использования в устройствах нелинейной оптики. Эта задача теоретически сформулирована в работе [10], где показано, что КП может достигать 50%, и дана оценка условий преобразования. В соответствии с этой работой был выполнен эксперимент [11]. В парах рубидия при добавлении ксенона получена генерация третьей гармоники излучения лазера на ИАГ с неодимом с длиной волны $\lambda = 354,7$ нм. При мощности накачки 50 кВт получена генерация с мощностью $\sim 0,1$ мВт; КП составлял всего $2 \cdot 10^{-9}$. В работе [12] сделан новый шаг вперед. На атомах Cd в смеси с Ag получено утроение и сложение частот, в результате чего, во-первых, наблюдалось излучение в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области с длиной волн $\lambda = 177,3$; 152,0 и 118,2 нм, во-вторых, КП достиг 10^{-4} . В пикосекундных импульсах достигнута мощность ВУФ излучения ~ 7 кВт.

В следующей работе [13] на атомах Xe в смеси с аргоном в процессе утроения частоты третьей гармоники неодимового лазера получено излучение с длиной волны $\lambda = 118,2$ нм с коэффициентом преобразования 0,9%. Некоторые итоги этого цикла исследований подведены в работе [14].

Упомянутые работы примечательны сразу по нескольким причинам. Во-первых, продемонстрирована возможность использования газообразных сред в устройствах нелинейной оптики. Во-вторых, получено излучение в областях, недоступных для нелинейной оптики кристаллов. В-третьих, экспериментально проверена и подтверждена идея управления синхронизмом с помощью дополнительной примеси, что является существенным достижением нелинейной оптики. Четвертый важный результат, оказавший заметное влияние на последующее развитие нелинейной оптики газообразных сред, состоит в том, что были продемонстрированы возможности фазового согласования между волной нелинейной поляризации и испускаемым ею излучением в сфокусированных пучках. Теория этих процессов дана в работе [9] и позднее более детально разработана в [15].

Как известно, для эффективного преобразования излучения необходимо, чтобы волна нелинейной поляризации, наведенная накачкой, распространялась с той же скоростью, что и испускаемое ею излучение. Нелинейная поляризация в среде с кубической нелинейностью пропорциональна третьей степени напряженности поля. В сфокусированных

пучках удается достигнуть более высоких напряженностей электромагнитного поля. Однако общая картина явления в пучках с гауссовым распределением напряженности усложняется по сравнению с плоской волной. В упомянутых работах показано, что при фокусировке излучения условия достижения синхронизма могут даже облегчаться и выполняться при больших концентрациях «нелинейной» компоненты среды. В экспериментах Харриса это достигалось путем контролируемого изменения дисперсии среды с помощью примесного инертного газа и получения таким образом оптимальной разности фазовых скоростей взаимодействующих волн.

В целом данный цикл работ является ярким примером успеха, который достигнут целеустремленными теоретическими и экспериментальными усилиями, направленными на единую четко поставленную задачу, важную в теоретическом и прикладном отношении. Наконец, после этих работ получили широкое распространение в нелинейной оптике паров металлов разработанные Видалом и Хесселем кюветы для получения смесей паров [16]. Конструкция кюветы позволяет произвольно менять соотношения концентраций паров двух различных металлов и обеспечивает защиту окон [17].

Важным этапом развития нелинейной оптики газов и паров металлов является эксперимент [18], в котором продемонстрирована возможность получения высоких КП в газообразных средах. В этом эксперименте генерация третьей гармоники излучения лазера на ИАГ с неодимом с $\lambda = 354,7$ нм осуществлялась в кювете длиной 1,5 м, наполненной парами рубидия в смеси с ксеноном. В поле сфокусированных импульсов накачки длительностью 30 пс и мощностью 100 МВт достигнут КП $\sim 10\%$. Таким образом, было доказано, что на основе разреженных газообразных нелинейных сред могут быть созданы практичные преобразователи излучения с характеристиками не хуже нелинейных кристаллов, хотя для этого необходимо еще решить ряд физических и технических проблем.

Значительный интерес представляет использование резонансных и квазирезонансных нелинейных процессов, а также нелинейностей более высокого порядка в газообразных системах. Возрастание нелинейной восприимчивости в меньшей степени сопровождается сопутствующими процессами при использовании многофотонных резонансов. Особенности использования резонансных нелинейных процессов для преобразования частоты анализировались еще в ранних работах по нелинейной оптике (см., например, [19, 20]). Резонансное увеличение мощности генерируемого излучения на частоте $2\nu_1 + \nu_2$ при приближении частоты ν_1 к двухфотонному резонансу экспериментально наблюдалось в работах [21, 22].

В нашей работе [23] этот эффект применен при генерации третьей и пятой гармоник в парах цезия. Использована возможность совпадения частоты первой гармоники излучения мощного лазера на стекле с неодимом с сильным двухфотонным резонансом $6s - 7s$ атомов цезия. В экспериментах использовался перестраиваемый по частоте лазер на стекле с неодимом, генерирующий пуг из двадцати пикосекундных импульсов. Общая энергия пуга лежала в пределах от 0,1 Дж в крыле линии люминесценции (вблизи частоты, соответствующей двухфотонному резонансу) до 1 Дж в центре линии. Самосинхронизация мод осуществлялась пассивным модулятором, помещенным в центр лазерного резонатора. Длительность отдельного импульса по оценкам равнялась 50 пс, что соответствует мощности 1—0,1 ГВт. Излучение лазера фокусировалось в кювету с парами цезия.

Результаты измерения зависимости энергии третьей и пятой гармоник от температуры при одинаковых энергиях и форме импульсов накачки приведены на рис. 1. Длина волны накачки равнялась 1077 нм, что соответствовало выходу из двухфотонного резонанса вверх по частоте

те на величину около 30 см^{-1} . Как видно из рисунка, сигнал третьей гармоники достигает максимального значения при $T=350^\circ\text{C}$ и при дальнейшем росте температуры остается постоянным. Генерация пятой гармоники ($\lambda=215,4 \text{ нм}$) происходила в интервале температур $280 \div 320^\circ\text{C}$. Кривая демонстрирует максимум при температуре около 300°C , что приблизительно соответствует расчетным оптимальным условиям генерации в поле сфокусированной накачки.

Оценки показывают, что уже при температурах около 300°C давление цезия достигает значений, оптимальных для преобразования в полях сфокусированной накачки в условиях невозмущенной среды. Дальнейшее увеличение концентрации должно приводить к нарушению синхронизма и, следовательно, к падению эффективности преобразования. Аномальное поведение третьей гармоники в зависимости от температуры связано, на наш взгляд, с эффектом возмущения нелинейной среды.

Таким образом, в результате проведенных экспериментов получена квазирезонансная генерация третьей и пятой гармоник излучения неодимового лазера в однокомпонентной среде паров цезия со сравнительно высоким КП по энергии — порядка $2 \cdot 10^{-4}$ для третьей гармоники и $2 \cdot 10^{-5}$ для пятой.

Оптимизация параметров накачки по мощности и частоте, а также более полное изучение нелинейных явлений, протекающих в цезии при данных условиях, могут позволить увеличить КП.

Нерезонансная генерация седьмой и девятой гармоник излучения неодимового лазера в парах натрия наблюдалась в [24]. Эффективность генерации седьмой гармоники составляла 10^{-11} , девятой — 56 фотоэлектронов за 100 лазерных импульсов (КП около 10^{-16}). Дальнейшие исследования в этом направлении с целью повышения КП представляются весьма важными.

Генерация перестраиваемого ВУФ излучения в условиях двухфотонного резонанса. В 1974 г. Сорокин с сотрудниками [21, 22] (фирма IBM, США) показали, что за счет резонансных нелинейных процессов можно на 4 порядка увеличить выход преобразованного излучения и, следовательно, получить удовлетворительные преобразования в поле обычных лазеров с мощностью порядка нескольких десятков киловатт. При этом высокую эффективность можно сочетать с возможностью перестройки частоты генерируемого излучения. Ими реализован первый перестраиваемый по частоте источник ВУФ излучения. Генерация излучения осуществлялась в парах стронция. В качестве источников накачки паров служили два лазера на красителях, возбуждаемых одним азотным лазером. Мощность лазеров на красителях составляла несколько десятков киловатт, длительность импульса $\sim 10 \text{ нс}$, ширина линии излучения около $0,1 \text{ см}^{-1}$. При приближении частоты излучения первого лазера к двухфотонному резонансу возникало резонансное увеличение мощности генерации на несколько порядков.

При совпадении генерируемой частоты с частотой перехода из основного состояния в автоионизационное за счет перестройки частоты из-

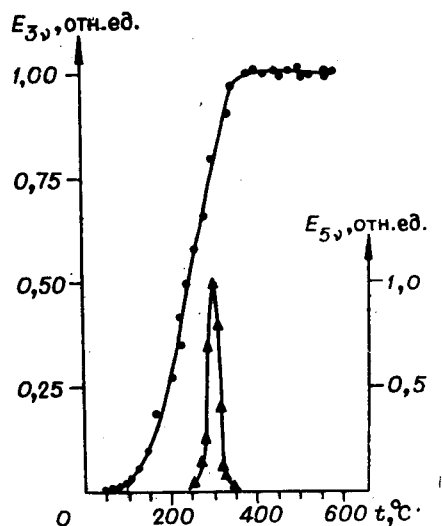


Рис. 1. Зависимость энергии импульсов третьей (•) и пятой (▲) гармоник от температуры кюветы с цезием.

Сводка некоторых результатов по перестраиваемому когерентному вакуумному ультрафиолетовому излучению

Система	Диапазон длин волн, нм	F-фот./имп. (при 100 кВт)	Ширина линии,	Примечание	Литература
Ca ⁺	127,8	—	0,1	резонансы	[28]
Eu	185,5	—	0,1	—	[25]
Mg	140—160	$10^8 \leq F \leq 10^{10}$	0,1	Континуум Автоионизационные переходы	[29]
	120—133	$10^7 \leq F \leq 10^9$	0,1		
Tl	195,1	$5 \cdot 10^6$	0,1	$2 \cdot 10^9$ фот./имп. при нормальной мощности	[30]
Hg	120,3	$5 \cdot 10^7$	1100		[31]
Xe	118—194	10	44	10^7 фот./имп. при нормальной мощности	[32]
NO	152,143 136,130	$10^6 \leq F \leq 10^7$	0,1	Каждая область перестраивается в диапазоне 600 см^{-1} с помощью одного лазера на красителе	[33]

лучения второго лазера возникают дополнительные резонансы. Таким образом, впервые была осуществлена лазерная генерационная ВУФ спектроскопия высоко лежащих автоионизационных состояний в континууме [21, 25]. В этих экспериментах КП составлял величину порядка 10^{-5} .

Подбирая комбинации красителей, можно получать ВУФ излучение в различных диапазонах частот. Например, на основе паров Sr и известных красителей перестраиваемую по частоте генерацию можно осуществлять в интервале $195,7 \div 157,8$ нм.

Впоследствии аналогичные схемы преобразования были реализованы еще на ряде элементов (см. таблицу).

Среди этих работ хотелось бы особо выделить работу Стойчева [33], в которой впервые использован двухфотонный резонанс на основе электронных переходов в молекулах (NO , Br_2 , C_6H_6). Необходимая концентрация молекул достигалась при комнатной температуре. Таким образом, удается отказаться от использования высокотемпературных кювет и перейти к нелинейным средам, более дешевым и легкодоступным по сравнению с кристаллами.

Весьма перспективно использование перестраиваемых источников когерентного ВУФ излучения для лазерной спектроскопии высоко лежащих состояний молекул. Эксперименты такого рода по ВУФ спектроскопии молекул O_2 [22] были выполнены с помощью преобразователя на парах стронция, а молекул CO — в работе [34] с помощью преобразователя на парах магния.

Генерация ультрамягкого рентгеновского излучения. Использование методов нелинейной резонансной оптики газообразных сред является в настоящее время наиболее доступным и реальным направлением получения коротковолнового (жесткого ВУФ и ультрамягкого рентгеновского) когерентного излучения. В частности, вариант генерации 42 линий ВУФ излучения на основе использования обычного наиболее распространенного типа лазеров — на стекле с неодимом — и двух нелинейных сред — ртути и криптона — предложен в работах [35, 36]. Указанные линии перекрывают диапазон $180,5 \div 70,8$ нм. В совокупности с перестраиваемым лазером на красителе на этих же средах возможна ге-

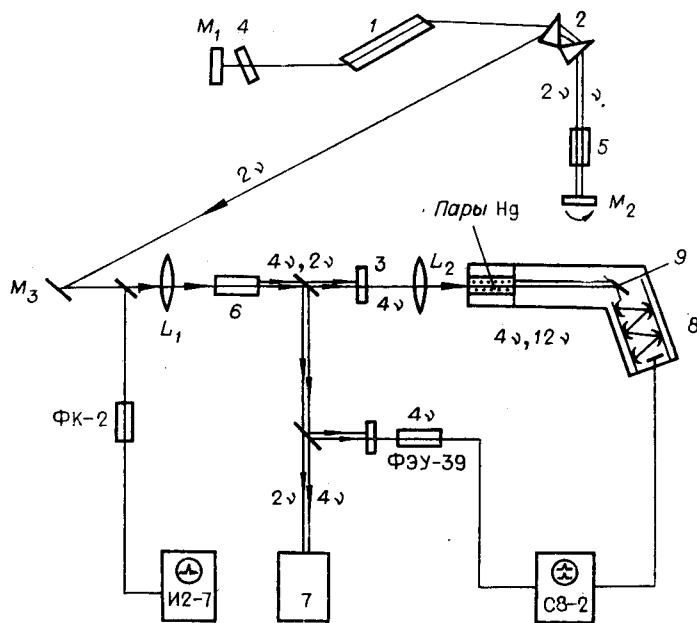


Рис. 2. Схема экспериментальной установки по генерации двенадцатой гармоники ($\lambda=89,6$ нм) излучения лазера на стекле с неодимом в парах ртути.

нерация перестраиваемого ВУФ излучения. Предложенный вариант основан на возможности резонансной накачки указанных сред гармониками излучения неодимового лазера при перестройке его частоты в пределах полосы усиления. Резонансные нелинейности этих сред более высокого, чем третий, порядка, а также четырехфотонный резонанс в неоне для излучения четвертой гармоники Nd лазера позволяют дополнительно расширить перечень длин волн когерентного ультрамягкого рентгеновского излучения. Для проверки предсказанных в [35, 36] возможностей выполнен эксперимент по получению наиболее коротковолнового излучения в рамках резонансной кубической нелинейности атомов ртути [37]. Использован двухфотонный резонанс излучения четвертой гармоники неодимового лазера с $\lambda=268,8$ нм с переходом $6s^2\ ^1S_0-8s^2\ ^1S_0$ ртути. Частота генерируемого излучения двенадцатой гармоники с $\lambda=89,6$ нм лежит около частот переходов в автоионизационные состояния.

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Здесь 1 — лазер на стекле с неодимом, частота генерации которого перестраивается внутри полосы люминесценции с помощью призм 2, образующих совместно с зеркалами M_1 и M_2 дисперсионный резонатор. Вторая гармоника генерируется в кристалле КДР 5, помещенном внутри резонатора. Это излучение удваивается вторым кристаллом КДР 6, находящимся вне лазерного резонатора. Излучение второй гармоники отсекается фильтром 3, а излучение четвертой гармоники фокусируется внутри ячейки с парами ртути кварцевой линзой L_2 с фокусным расстоянием $F=10$ см. Ячейка с ртутью длиной 10 см не содержит выходного окна и крепится непосредственно на входное отверстие устройства, регистрирующего ВУФ излучение.

Внутри лазерного резонатора помещается фототропный затвор 4, который осуществляет самосинхронизацию мод лазера. Импульс излучения содержал серию из двадцати пикосекундных импульсов. Временные характеристики излучения контролировались с помощью фотоприемника ФК-2 и осциллографа И2-7.

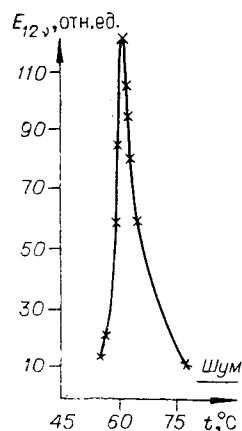


Рис. 3. Зависимость энергии импульсов двенадцатой гармоники от температуры кюветы с ртутью.

Длительность отдельного импульса по оценкам 50 пс, а длина всего цуга — 150 нс. Энергия излучения второй гармоники 10 мДж; мощность в отдельном пикосекундном импульсе $10^7 \div 10^8$ Вт. Частота накачки определялась с помощью монохроматора 7 от прибора СФ-4. Ширина линии излучения второй гармоники порядка 0,1 нм (около $3,5 \text{ см}^{-1}$). Поскольку спектральная ширина синхронизма для четвертой гармоники в кристалле КДР составляет величину порядка 7 см^{-1} , ширина линии такой гармоники также близка к этой величине.

В качестве регистрирующего устройства использовался специально созданный для этой цели селективный фотоумножитель 8 со сменным фотокатодом 9, чувствительным в ВУФ области. Фотокатод 9 представлял собой медную пластинку с нанесенным на нее слоем полистирола толщиной в несколько сотен нанометров. Наличие слоя полистирола указанной толщины понижает квантовый выход фотоэффекта на 260 нм до величины $10^{-8} \div 10^{-11}$ электрон/квант, в то время как для излучения с $\lambda = 90$ нм он может достигать 10%. Большое различие в квантовом выходе ($\eta_{4\nu}/\eta_{12\nu} = 10^{-7} \div 10^{-10}$) позволяет уверенно регистрировать слабое излучение в области вакуумного ультрафиолета на фоне мощного излучения в близкой УФ области. Использование диодной системы от ФЭУ-22 (коэффициент усиления 10^6) в качестве вторичного электронного умножителя давало возможность регистрировать излучение двенадцатой гармоники с помощью осциллографа без дополнительного усиления. Давление в вакуумной камере поддерживалось равным 10^{-5} тор.

Сигнал с фотоумножителя, пропорциональный энергии импульса двенадцатой гармоники, подавался на один из каналов двухлучевого осциллографа С8-2. На другой канал подавался сигнал с фотоумножителя ФЭУ-39, пропорциональный энергии четвертой гармоники. Результаты измерения зависимости энергии импульса двенадцатой гармоники от давления ртути, полученные при одинаковых значениях энергии накачки и одинаковой временной структуре импульсов, представлены на рис. 3. Кривая демонстрирует резкий максимум в области температур около 60°C . Ширина кривой приблизительно соответствует оценкам для условий синхронизма в поле сфокусированного излучения. Грубая оценка КП по энергии, основанная на известном из литературы различии чувствительности фотокатода к излучениям $\lambda = 260$ и $\lambda = 900$ нм и известной мощности накачки, дает значения порядка $10^{-6} - 10^{-9}$. Столь малые значения коэффициента преобразования обусловлены неоптимальностью характеристик накачки по ширине спектра, мощности и пространственной однородности.

В эксперименте реализуются условия для проявления нелинейных эффектов и более высокого порядка, сопровождающихся генерацией излучения $\lambda = 53,7$ и $38,4$ нм, однако использованная аппаратура не позволяла регистрировать это излучение. В настоящее время проводятся эксперименты по регистрации мягкого рентгеновского излучения высших гармоник в поле лазера на стекле с неодимом.

Весьма перспективен путь получения когерентного мягкого рентгеновского излучения на основе умножения частоты ВУФ излучения эксимерных лазеров. Так, при возбуждении аргона излучением эксимерного лазера на Xe_2 ($\lambda = 170,9$ нм) наблюдалась генерация третьей гармоники с длиной волны $\lambda = 57$ нм. Частота накачки при этом попадает в двухфотонный резонанс с переходом $3p^6 - 3p^5 5s$ аргона [38].

Наконец, недавно группа авторов [39, 40], используя нерезонансные и квазирезонансные нелинейности 5-го и 7-го порядка в инертных газах, получила когерентное излучение с длинами волн $\lambda=53,2$ и 38 нм при использовании в качестве накачки четвертой гармоники излучения ИАГ: Nd^{3+} лазера. Генерация двадцатой гармоники $\lambda=53,2$ нм получена в неоне, гелии и аргоне с КП порядка 10^{-5} — 10^{-6} . Наблюдалась также генерация излучения с $\lambda=59,1$ нм в гелии в результате сложения четырех фотонов $\lambda=2661$ нм и одного фотона $\lambda=5322$ нм. Генерация излучения двадцать восьмой гармоники ($\lambda=38$ нм, КП $\sim 10^{-8}$) получена в гелии за счет генерации седьмой гармоники при накачке четвертой гармоникой излучения лазера на ИАГ с неодимом.

Одним из основных ограничивающих процессов, препятствующих генерации мягкого рентгеновского излучения методами нелинейной оптики газов и паров металлов, является поглощение генерируемого излучения на переходе из основного состояния в континуум. С целью преодоления этого затруднения в [41—44] разработан метод индуцирования окон прозрачности в произвольных участках континуума с помощью дополнительного сильного лазерного излучения, резонансного переходу из возбужденного незаселенного уровня в данную область континуума. Одновременно это излучение приводит к резонансному увеличению нелинейной восприимчивости [41, 44], аналогичному появлению искусственного автоионизационно-подобного уровня в континууме. При наличии реального автоионизационного уровня, резонансного генерируемому излучению, сильное поле накачки может значительно сужать обусловленный этим уровнем резонанс, приводя к увеличению нелинейной восприимчивости [45].

Преобразование вверх частоты ИК излучения. Задача преобразования слабых ИК излучений в оптический и ближний УФ диапазоны, т. е. в области максимальной чувствительности и малой инерционности фотоприемников, имеет большое научное и прикладное значение. Поскольку прозрачные газообразные нелинейные среды с большой длиной и апертурой можно выбрать практически в любой области спектра, а условиями синхронизма можно управлять для любого интервала частот, использование газов перспективно для решения указанной задачи. Так, например, авторы [46] успешно преобразовали излучение CO_2 лазера в ближний УФ диапазон. Для этого нелинейная среда (пары натрия) была выбрана так, чтобы в условиях двухфотонного резонанса накачки (с переходом $3s-3d$) частота преобразованного излучения для одной из линий CO_2 лазера ($9,26$ мкм) близка к частоте разрешенного перехода натрия ($3s-4p$). Экспериментально достигнут КП по мощности излучения $\lambda=9,26$ мкм в область $\lambda=332$ нм, равный 1620% , т. е. квантовый КП достигал 58% .

В работе [47] осуществлено преобразование изображения (1000 элементов) из диапазона $2,9$ мкм в область $455,8$ нм в парах Cs с КП по мощности 20% при накачке излучением мощностью 8 кВт. Частота накачки совпадала с двухфотонным резонансом $6s^2S-7s^2S$ атома цезия. Трехфотонный квазирезонанс с переходом $7p^2P^0$ ($\Delta\nu=9$ см $^{-1}$) достигался за счет специального выбора частоты излучения для освещения предмета ($\lambda=2,94$ мкм).

Ряд схем преобразования излучения из диапазонов $1,06$; $3,39$ мкм; $10,6$ мкм в видимый и ближний УФ диапазоны предложен в работах [35, 36, 48—50]. Для проверки предсказанных возможностей был выполнен эксперимент по преобразованию слабого непрерывного излучения гелий-неонового лазера с $\lambda=3,39$ мкм в диапазон $330,5$ нм [51]. Помимо важности преобразования этого излучения в диапазон хорошей чувствительности и малой инерционности фотоприемников, данная задача представляет интерес еще и в связи с проблемой синтеза частот, поскольку эта частота излучения гелий-неонового лазера в настоящее время хорошо измеряется.

Для преобразования был предложен сильный двухфотонный переход натрия $3s - 5s$, при этом разностная частота $\nu_s = 2\nu_1 - \nu_{IR}$ оказывается близкой к частоте разрешенного перехода $3s - 4p$. В качестве накачки, резонансной двухфотонному переходу, использовано излучение лазера на красителе родамин В с длиной волны 620,4 нм. Мощность этого лазера на указанной длине волны около 5 кВт, ширина линии около 2 см^{-1} . Длина активной среды в кювете с натрием около 4 см.

Экспериментальная зависимость амплитуды сигнала на длине волны 330,5 нм от температуры кюветы с парами натрия имеет пик при температуре 425°C , что соответствует концентрации паров 10^{16} см^{-3} .

Оценка показывает, что КП слабого ИК сигнала $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$ составляет величину порядка $10^{-5} - 10^{-4}$.

Генерация перестраиваемого ИК излучения. Другое важное направление использования нелинейных процессов в газообразных средах — это генерация плавно перестраиваемого ИК излучения. С успехами этого раздела квантовой электроники связаны перспективы спектроскопии сверхвысокого разрешения и спектрального анализа молекулярных сред с высокой чувствительностью, исследование атмосферы и охрана окружающей среды, перспективы лазерного воздействия на вещество. Возможны несколько способов генерации такого излучения на основе нелинейных процессов в газообразных средах.

Метод вынужденного квазирезонансного комбинационного рассеяния позволяет генерировать перестраиваемое ИК излучение. Достоинством данного способа является то, что при этом не требуется осуществление синхронизма, недостатком — квазидискретность области перестройки генерируемой частоты. Частота ВКР может перестраиваться дискретно при перестройке накачки от одного уровня к другому и плавно в окрестности порядка сотни см^{-1} около этих уровней. Меняя различные среды и источники, можно получить перестраиваемое ИК излучение с КП порядка нескольких процентов с дифракционной расходимостью и шириной спектра порядка ширины линии накачки. Минимальные используемые в настоящее время уровни накачки лежат в области нескольких киловатт. Так, например, в работе [52] при накачке паров калия излучением лазера на красителе в области 404 нм было получено ИК излучение в области 2,7 мкм с мощностью до одного киловатта, перестраиваемое в диапазоне $\sim 1000 \text{ см}^{-1}$, с шириной спектра менее $0,4 \text{ см}^{-1}$. С помощью этого излучения был снят спектр поглощения CO_2 . В работе [53] аналогичным способом было получено перестраиваемое излучение в трех диапазонах: 2,5—4,75; 5,67—8,65; 11,7—15 мкм с мощностями 25; 7 и 2 кВт соответственно.

Другой способ, основанный на сочетании ВКР и параметрического смешения в парах металлов, реализован Сорокиным с сотрудниками [54, 55, 22]. Излучение ВКР, генерируемое за счет накачки на частоте ν_{p1} , и излучение еще одной накачки на частоте ν_{p2} участвуют в четырехфотонном параметрическом процессе $\nu_{IR} = \nu_{p1} - \nu_{SRS} - \nu_{p2}$, в результате которого генерируется ИК излучение. Перестраивая частоту ν_{p2} , можно перестраивать в широких пределах частоту ИК излучения. Для поддержания условий фазового согласования частоту ν_{p1} следует незначительно перестраивать вблизи атомного резонанса. Таким образом, используя в качестве источников излучения на частотах ν_{p1} и ν_{p2} лазеры на красителях, возбуждаемые азотным лазером, в парах калия получена генерация ИК излучений в интервале длин волн от 2 до 30 мкм с мощностью около 100 мВт в области 2 мкм и 0,01 мВт в области 30 мкм. Мощность лазеров на красителях составляла несколько десятков киловатт.

К недостаткам данного способа генерации ИК излучения относится возможность фазового согласования лишь при $\Delta k = k_{p1} - k_{SRS} - k_{p2} - k_{IR} > 0$ и плохое согласование в сфокусированных пучках [15]. Эти ограничения снимаются при использовании процессов генерации разност-

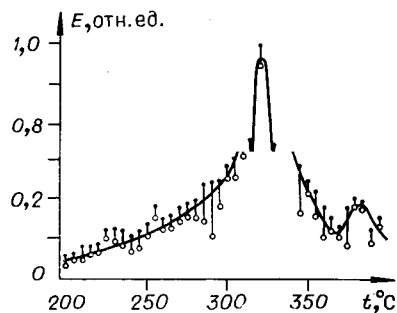


Рис. 4. Зависимость интенсивности излучения на разностной частоте в парах рубидия.

ных частот типа $\nu_{IR} = 2\nu_{p1} - \nu_{p2}$, где частота ν_{p1} соответствует двухфотонному резонансу. Возможны два способа реализации данного процесса. В первом случае при использовании удобнейших состояний, перестройка возможна в основном около резонансных уровней, но этих уровней много.

Во-втором случае, применяя накачки с длинами волн, лежащими в красной либо ближней ИК областях, можно использовать сильные двухфотонные и однофотонные переходы, не пользуясь промежуточными резонансами. Некоторые варианты преобразования

зависимый обоих типов с генерацией ИК излучения в широком интервале частот предложены в [56].

Для проверки одного из них был поставлен более простой с точки зрения регистрации «обратный» эксперимент [57]. С помощью мощного ИК излучения в парах рубидия получена генерация излучения на разностной частоте, лежащей в видимой области $\lambda = 420$ нм. Одновременно эксперимент служил для проверки возможности использования данной схемы при преобразовании вверх частоты излучения неодимового лазера. Использовались высоко лежащие состояния атома рубидия и схема с резонансом по генерируемой частоте. Накачкой служило излучение лазера на красителе родамин В с $\lambda = 604$ нм мощностью 5 кВт и шириной линии генерации 2 см^{-1} , частота которого совпадала с частотой двухфотонного перехода $5s - 15d$. Излучение того же лазера с $\lambda = 602$ нм резонансно двухфотонному переходу $5s - 16d$. Частоты переходов $6p - 15d$ и $6p - 16d$ атома рубидия близки к частоте излучения лазера на ИАГ с неодимом. Поэтому, используя это излучение в качестве другой накачки на частоте ν_2 , можно несколько компенсировать слабость переходов их резонансностью.

Зависимость сигнала генерации от температуры при использовании двухфотонного перехода $5s - 16d$ приведена на рис. 4. Пик сигнала наблюдался при температуре 325°C , что соответствовало концентрации паров рубидия $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Оценка позволяет предположить, что КП имел величину порядка 10^{-8} , т. е. мощность генерируемого излучения составляла несколько десятков милливольт. Оптимизация конфокальных параметров фокусировки, мощности и ширины линии излучения накачки позволит увеличить коэффициент преобразования.

Генерация ИК излучения на основе утроения и смещения частот мощного CO_2 лазера. Преобразование частоты одного из наиболее эффективных лазеров — CO_2 лазера — является важнейшей задачей квантовой электроники и нелинейной оптики, которой в настоящее время уделяется большое внимание. Публикации, посвященные утроению частоты излучения CO_2 лазера [58—61], появились после 1976 г.

Решение данной задачи связано с разработкой нового класса нелинейных сред — газообразных молекулярных сред. Более того, применительно к задаче преобразования частоты CO_2 лазера это должны быть нелинейности, связанные с колебательными переходами молекул. Нелинейная оптика газообразных сред сама по себе является новым разделом

нелинейной оптики, и до середины 1976 г. все эксперименты были выполнены только на электронных нелинейностях атомов. Применительно к этим типам нелинейностей развивалась и теория.

За короткое время (около полутора лет) авторами [58—61] был достигнут существенный прогресс в повышении КП излучения CO_2 лазера в третью гармонику.

Первые экспериментальные результаты по генерации третьей гармоники CO_2 лазера с энергией в импульсе 0,75 Дж при фокусировке излучения зеркалом с конфокальным параметром $b=11$ см в молекулярные газы ($W=4,3$ МВт, $A=2,9 \cdot 10^{-3}$ см²) получены группой Килдала [58]. Авторами проведены исследования с молекулярными газами SF_6 , BCl_3 , CO . Экспериментальные значения КП в третью гармонику составили $10^{-11} \div 10^{-12}$.

Эти данные были подтверждены в работе [59]. В их эксперименте излучение CO_2 лазера ($\epsilon=70$ мДж) фокусировалось линзой ($b \approx 0,4$ мм) в кювету с SF_6 длиной 1,9 см. Сечение пучка в фокусе составляло $2 \cdot 10^{-5}$ см², $W/A=10^9$ Вт/см². В обоих случаях использовались лазеры атмосферного давления, перестраиваемые по частоте.

В работе [60] экспериментальная установка модифицирована так, что стало возможным осуществление фазового согласования. Этого удалось достигнуть в нелинейном газе CO , к которому добавлялся в качестве синхронизирующей примеси газ SF_6 в отношении 208:1. При общем давлении 11 атм коэффициент преобразования возрос в 10000 раз и составил $2 \cdot 10^{-8}$.

В работе [61] в качестве молекулярной среды использовалась криогенная жидкость CO с наполнителями O_2 , Ar , N_2 . Концентрация молекул в жидкой фазе на два порядка выше, чем в газе высокого давления, благодаря чему возможно достижение более высоких значений КП. Кроме того, энергия пробоя в жидкости значительно больше, чем в газе. Это позволяет использовать более высокие предельные интенсивности накачки. КП по мощности излучения CO_2 лазера в третью гармонику повысился в 10^7 раз и составил уже 0,3%.

В перечисленных работах по генерации гармоник как в газах, так и в жидкостях высказывается утверждение о возможности достижения 10%-ного коэффициента преобразования.

Преобразование излучения в непрерывном режиме на основе резонансных четырехфотонных параметрических процессов в газообразных средах. Вопрос о возможности регистрации полностью резонансных четырехфотонных параметрических процессов в полях излучения маломощных непрерывных газовых лазеров анализировался для четырехуровневых систем в работе [62], а для двухуровневых—в [63]. Сделан вывод о возможности наблюдения этих процессов в полях гелий-неоновых лазеров. Резонансные четырехфотонные процессы на двухуровневой системе сопровождаются незначительным изменением частоты, однако богаты спектроскопическими приложениями. Такие процессы наблюдались и были исследованы в работе [64]. Схема эксперимента представлена на рис. 5.

Излучение одночастотного He-Ne лазера 1 ($\lambda=0,63$ мкм) мощностью 15 мВт разбивалось на две волны. Одна из волн за счет отражения от системы движущихся зеркал 4 приобретала доплеровский сдвиг Δ относительно другой волны: $\omega_0 - \omega_n = \Delta$. Обе волны поступали в кювету с разрядом в неоне длиной 65 см, где генерировалось излучение $\omega_s = 2\omega_0 - \omega_n$. Сигнал биений на частоте $\omega_s - \omega_n = 2\Delta$ регистрировался фотодетектором 10 и селективным усилителем 11, настроенным на частоту 2Δ . Метод позволял регистрировать мощность генерируемого излучения порядка 10^{-9} Вт. За счет резонансности взаимодействия, несмотря на разреженность газа и малую разность заселенностей на резонансном переходе ($3s_2 - 2p_4$), была реализована кубическая нелиней-

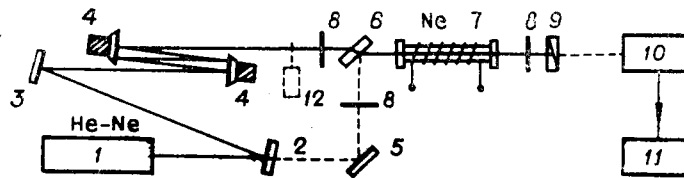


Рис. 5. Схема эксперимента по резонансному четырехфотонному смещению частот на двухуровневой системе неона в поле гелий-неонового лазера:

1 — He-Ne лазер; 2—5 — зеркала; 6 — сместительная пластинка; 7 — кювета с Ne; 8 — фазовые пластинки; 9 — поляризатор; 10 — фотодетектор; 11 — селективный усилитель; 12 — модулятор.

ная восприимчивость, на 9 порядков превышающая нерезонансные кубические восприимчивости в твердом теле.

В работе [65] осуществлено резонансное четырехфотонное смещение $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$ на четырехуровневой системе неона $3s_2 - 3p_4 - 2s_2 - 2p_4$. Разряд в неоне помещался в сложный многозеркальный резонатор для длин волн 3,39; 2,39; 1,15 мкм. В результате возникала одновременная генерация на этих смежных переходах неона. Роль нелинейной среды выполняла сама активная среда, в которой в результате сложения частот генерировалось излучение с $\lambda = 0,63$ мкм.

В работе [66] показано, что при некоторых условиях четырехфотонное параметрическое взаимодействие на двухуровневой системе возможно лишь в результате определенного типа столкновений и поэтому может служить селективным индикатором подобных столкновений среди других более сильных столкновений. Этот эффект недавно экспериментально наблюдался в работе [67] при четырехфотонном взаимодействии на переходе $2s_2 - 2p_1$ неона в поле гелий-неонового лазера с $\lambda = 1,53$ мкм.

Решение многих задач селективного воздействия излучением на вещество, когда существенную роль играет общая энергия, введенная в вещество, а также успехи лазерной спектроскопии, в значительной мере определяются созданием перестраиваемых по частоте источников излучения в непрерывном режиме. При использовании для этой цели нелинейных кристаллов и накачек с большой средней мощностью возникают значительные трудности, в особенности при генерации ИК и УФ излучений. Для решения указанной задачи перспективно использование газообразных нелинейных сред, однако при этом необходимые для эффективного преобразования уровни накачки обычно выше, чем те, которые можно достичь в непрерывном режиме. Кроме того, в непрерывном режиме по-иному развиваются ограничивающие преобразование процессы, например, одно- и двухфотонные насыщения. Анализ условий эффективного преобразования частот излучения ионных лазеров и лазеров на красителях непрерывного действия дан в [68]. Показана возможность эффективного преобразования и предложен ряд конкретных вариантов такого преобразования как на основе процессов смещения, так и на основе распадной параметрической генерации.

О возможности создания параметрического генератора света на газах. Получение необходимых частот излучения на основе процессов смещения не всегда возможно. Поэтому представляется весьма заманчивой перспектива преобразования излучения накачки с фиксированной частотой в плавно перестраиваемое излучение на основе распадного параметрического генератора. За счет многократного прохождения нелинейной среды, помещенной в резонатор, ее эффективная длина значительно увеличивается. При использовании ПГС смягчаются требования к необходимым частотам накачки, что особенно важно для преобразо-

вания в непрерывном режиме в силу ограниченности источников накачки в ряде интервалов частот.

Предварительные оценки возможности создания четырехфотонного ПГС на газах и положительный ответ на этот вопрос впервые были даны в работе [69]. Затем теория четырехфотонного ПГС на газах была развита в последующих работах [70—72] как для нелинейной среды вне резонатора лазера накачки, так и внутри него. Оказалось, что в ряде случаев порог генерации ниже, чем мощности накачки, необходимые для достижения хорошего коэффициента преобразования на основе смещения.

В экспериментах [1, 2, 6] наблюдалось мощное испускание на новых частотах в направлении волны накачки, резонансной двухфотонному переходу атомов щелочных металлов. Излучение было вызвано распадными параметрическими процессами и происходило в отсутствие резонатора. Результаты этих экспериментов свидетельствуют в пользу вывода возможности создания ПГС на основе газообразных нелинейных сред. Такие работы ведутся в настоящее время.

Генерация излучения на основе квадратичных нелинейностей атомно-молекулярных систем. Как известно, в centrosимметричных средах в электродипольном приближении и низжайшем порядке по полю разрешены лишь четырехволновые процессы, которые обусловлены кубической нелинейностью. В более высоком порядке мультипольности становятся разрешенными трехволновые процессы, обусловленные более низкой по полю квадратичной нелинейностью. Один из переходов, формирующих квадратичную нелинейность, может быть магнитодипольным либо квадрупольным, два других — электродипольными. Квадрупольные переходы обладают на несколько порядков более высокой силой осциллятора, чем магнитодипольные, если последние сопровождаются изменением главного квантового числа.

Возможность точного резонанса на квадрупольном переходе позволяет надеяться на достаточно высокую эффективность трехволнового параметрического взаимодействия. Условия достижения порогов трехволновой параметрической генерации в газообразных средах с генерацией далекого ИК вблизи частот магнитодипольных переходов без изменения главного квантового числа были проанализированы в работах [73, 74].

Недавно генерация разностной частоты на магнитодипольном переходе атомов таллия наблюдалась экспериментально [75] в присутствии магнитного поля. Еще более широкие возможности представляются при использовании квадрупольных переходов. В работе [76] получена генерация УФ излучения на частоте квадрупольного перехода $4d-3s$ в натрии при сложении на квадратичной нелинейности двух оптических частот. Генерируемая частота излучения была фиксирована резонансом с квадрупольным переходом. Эти эксперименты стимулировали интерес к использованию квадратичных нелинейностей газообразных сред для генерации перестраиваемого ИК излучения. В частности, было важно выяснить вопрос о возможности генерации, оптимальных условиях и предельно достижимом КП оптического излучения в плавно перестраиваемом ИК на квадратичных нелинейностях атомов щелочных металлов. Одну из частот накачек целесообразно выбрать фиксированной в точном резонансе с квадрупольным переходом, а другую — перестраиваемой. Помимо плавной перестройки частоты генерируемого излучения, достоинство данной схемы преобразования состоит еще и в том, что интенсивность накачки на квадрупольном переходе и концентрацию паров можно выбирать большими, поскольку поглощение и насыщение на этом переходе мало.

Использование квадрупольных переходов имеет ряд особенностей. В частности, если за ось квантования z выбрать направление распрост-

ранения одной из волн, то для переходов с $\Delta m = \pm 2$ отличны от нуля компоненты матричных элементов тензора квадрупольного перехода $Q_{\alpha\beta}$ только в плоскости, ортогональной z . Поскольку нелинейная восприимчивость пропорциональна произведению $k_{\alpha}Q_{\alpha\beta}$, это приводит к необходимости иметь проекцию волнового вектора накачки k на эту плоскость. Для квадрупольных переходов с другими значениями Δm аналогичные рассуждения также приводят к необходимости неколлинеарного распространения взаимодействующих волн. В результате эффективная длина взаимодействия определяется диаметром пучков, предельный коэффициент преобразования зависит не от интенсивности накачки, а от полной мощности в пучке накачки. Коллинеарное взаимодействие становится возможным лишь в присутствии внешних постоянных полей или столкновений, типа исследованных в [66, 67].

Ряд конкретных схем генерации перестраиваемого ИК излучения, основанных на использовании квадратичных нелинейностей щелочных металлов с участием квадрупольных переходов, предложен в [77, 78]. К ним, в частности, относятся варианты преобразования на атомах цезия и натрия. Атомы цезия имеют переходы в ИК области с большими силами осцилляторов, но необходима резонансная накачка в области 685 нм и перестраиваемая — в области 880 нм. Генерируемая частота лежит в области 3 мкм. Для атомов натрия можно использовать оптическое и УФ накачки, причем в качестве резонансной накачки можно использовать ВКР в сжатых молекулярных газах, был разработан в но, что возможно достижение КП порядка нескольких десятков процентов, перестройка частоты ИК излучения от нескольких сотен до нескольких тысяч см^{-1} при мощностях накачки от единиц до сотен киловатт в зависимости от конкретных условий преобразования. Проанализированы возможности создания параметрического генератора излучения на квадратичных нелинейностях паров этих щелочных металлов. Сделаны оценки порогов возбуждения трехфотонной распадной генерации, которые, как оказалось, могут быть значительно меньше указанных выше величин.

Другой метод генерации разностной частоты, основанной на использовании ВКР в сжатых молекулярных газах, был разработан в [79]. Наложение постоянного электрического поля приводило к снятию запрета и генерации ИК излучения $\nu_{IR} = \nu_p - \nu_{SRS}$.

Таким образом, дальнейшая экспериментальная и теоретическая разработка вопросов, связанных с квадратичной нелинейностью атомно-молекулярных сред, может привести к созданию новых устройств нелинейной оптики.

Заключение. Из изложенного выше следует, что уже в настоящее время при использовании резонансных нелинейных процессов в газообразных средах созданы устройства, которые существенно дополняют приборы на основе нелинейных явлений в кристаллах. Дальнейшее развитие этого раздела нелинейной оптики определяется углублением понимания резонансных нелинейных эффектов в сильных полях, таких, как захват фаз [80—82], самофокусировка и самоискривление излучения в условиях двухфотонного резонанса [83, 84], эффекты немонохроматичности и дисперсии [85—87], когерентные эффекты [88, 89]. При накачке мощными короткими импульсами на развитие нелинейных процессов существенное влияние могут оказывать кооперативные процессы в системе атомов или молекул [90]. Увеличение нелинейных восприимчивостей во многих случаях можно достичь за счет использования радиационных столкновений [91, 92]. Несомненно, что на пути изучения и использования резонансных нелинейных процессов в ближайшие годы будут достигнуты новые успехи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кирин Ю. М., Раутиан С. Г., Сафонов В. П., Черноброд Б. М.—«ЖЭТФ», 1972, т. 62, с. 466.
2. Кирин Ю. М., Раутиан С. Г., Сафонов В. П., Черноброд Б. М.—«ЖЭТФ», 1974, т. 66, с. 1945.
3. Бонч-Бруевич А. М., Костин Н. Н., Ходовой В. А., Хромов В. В., Чигирь Н. А.— В кн.: Нелинейные процессы в оптике. Вып. 3. Новосибирск, «Наука», 1973, с. 141.
4. Аругюнян В. М., Папазян Т. А., Чилингарян Ю. С. Там же, с. 180.
5. Тер-Микаелян М. Л. Нелинейная резонансная оптика (ч. 1—3).—Препринт, № 11, Ереван, изд. ИФИ, 1974.
6. Королев Ф. А., Бахрамов С. А., Одинцов В. И.—«Письма в ЖЭТФ», 1970, т. 12, с. 131.
7. Ахманов С. А., Ковригин А. И., Оглуздин В. Е.— В кн.: Лазеры с перестраиваемой частотой. Киев, изд. ИФ АН УССР, 1973.
8. Ахманов С. А., Ковригин А. И., Оглуздин В. Е.—«Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, с. 186.
9. Ward J. F., New G. H. C.—“Phys. Rev.”, 1969, vol. 185, p. 57.
10. Harris S. E., Miles R. B.—“Appl. Phys. Lett.”, 1971, vol. 19, p. 358.
11. Young J. F., Bjorklund G. C., Kung A. H., Miles R. B., Harris S. E.—“Phys. Rev. Lett.”, 1971, vol. 27, p. 1551.
12. Kung A. H., Young J. F., Bjorklund G. C., Harris S. E.—“Phys. Rev. Lett.”, 1972, vol. 29, p. 958.
13. Kung A. H., Young J. F., Harris S. E.—“Appl. Phys. Lett.”, 1973, vol. 22, p. 301.
14. Miles R. B., Harris S. E.—“IEEE J. Quant. Electron.”, 1973, vol. QE-9, p. 470.
15. Bjorklund G. C.—“IEEE J. Quant. Electron.”, 1975, vol. QE-11, p. 287.
16. Vidal C. R., Hessel M. M.—“J. Appl. Phys.”, 1972, vol. 43, p. 2776.
17. Bloom D. M., Young J. F., Harris S. E.—“Appl. Phys. Lett.”, 1975, vol. 27, p. 390.
18. Bloom D. M., Bekkers G. W., Young J. F., Harris S. E.—“Appl. Phys. Lett.”, 1975, vol. 26, p. 687.
19. Маныкин Э. А., Афанасьев А. М.—«ЖЭТФ», 1965, т. 48, с. 931; 1967, т. 52, с. 1246.
20. Афанасьев А. М., Маныкин Э. А.— В кн.: Взаимодействие излучения с веществом. М., Атомиздат, 1966, с. 114.
21. Hodgson R. T., Sorokin P. P., Wynne J. J.—“Phys. Rev. Lett.”, 1974, vol. 32, p. 343.
22. Wynne J. J., Sorokin P. P.—“Laser Focus”, 1975, p. 62.
23. Слабко В. В., Попов А. К., Лукиных В. Ф.—«Совещание по резонансным нелинейным преобразованиям частоты лазерного излучения». (Доклад). Красноярск, 1977.
24. Grozeva M. G., Metchkov D. I., Mitev V. M., Pavlov L. I., Stamenov K. V.—«V Вавиловская конференция по нелинейной оптике» (Доклад). Новосибирск, 1977; «Opt. Comm.», 1977, vol. 21, p. 391.
25. Sorokin P. P., Wynne J. J., Armstrong J. A., Hodgson R. T.—“Annals N. Y. Acad. Sci.”, 1976, vol. 267, p. 30.
26. Zdasiuk G.—“M. Sci. Thesis. Generation of Tunable Coherent Radiation”. Univ. Toronto, 1975.
27. Ferguson A. I., Arthurs E. G.—“Phys. Lett.”, 1976, vol. 58A, p. 298.
28. Sorokin P. P., Armstrong J. A., Dreyfus R. W., Hodgson R. T., Wynne J. J.—“2-nd Laser Spectroscopy Conference”, 1975.
29. Wallace S. C., Zdasiuk G.—“Appl. Phys. Lett.”, 1976, vol. 28, p. 449.
30. Wang C. C., Davis L. I., Jr.—“Phys. Rev. Lett.”, 1975, vol. 35, p. 650.
31. Hsu K. S., Kung A. H., Zych L. J., Young J. F., Harris S. E.—“IEEE J. Quant. Electron.”, 1976, vol. QE-12, p. 60.
32. Kung A. H.—“Appl. Phys. Lett.”, 1974, vol. 25, p. 653.
33. Innes K. K., Stoicheff V. P., Wallace S. C.—“Appl. Phys. Lett.”, 1976, vol. 29, p. 715.
34. Валлас С. К., Проворов А. С., Стойчев В. П.—«V Вавиловская конференция по нелинейной оптике». (Доклад). Новосибирск, 1977; «Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения» (Тезисы докладов). Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1977, с. 26.
35. Попов А. К., Тимофеев В. П. Условия эффективного преобразования частоты излучения на основе резонансных нелинейных процессов в газах и парах металлов.—Препринт, № 50Ф. Красноярск, изд. СО АН СССР, 1976.
36. Проров А. К., Тимофеев В. П.—“Opt. Comm.”, 1977, vol. 20, p. 94.
37. Слабко В. В., Попов А. К., Лукиных В. Ф.—«Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения». (Тезисы докладов). Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1977, с. 17.
38. Hutchinson M. H. R., Ling C. C., Bradley D. J.—“Opt. Comm.”, 1976, vol. 18, p. 203.
39. Reintjes J., Eckardt R. C., She C. Y., Karangelen N. E., Elton R. C., Andrews R. A.—“Phys. Rev. Lett.”, 1976, vol. 37, p. 1540.
40. Reintjes J., She C. Y., Eckardt R. C., Karangelen N. E., Elton R. C., Andrews R. A.—“J. Opt. Soc. Amer.”, 1977, vol. 67, p. 251.
41. Геллер Ю. И., Попов А. К. Селективное воздействие излучением на вещество путем лазерного индуцирования узких нелинейных резонансов в континууме.—Препринт, № 49Ф, Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1976.

42. Геллер Ю. И., Попов А. К.— «Квантовая электроника», 1976, т. 3, с. 1129.
43. Heller Yu. I., Popov A. K.— "Opt. Comm.", 1976, vol. 18, p. 7.
44. Heller Yu. I., Popov A. K.— "Opt. Comm.", 1976, vol. 18, p. 449.
45. Heller Yu. I., Popov A. K.— "Phys. Lett.", 1976, vol. 56A, p. 453.
46. Blom D. M., Yardley J. T., Young J. F., Harris S. E.— "Appl. Phys. Lett.", 1974, vol 24, p. 427.
47. Stappaerts E, A., Harris S. E., Young J. F.— "Appl. Phys. Lett.", 1976, vol. 29, p. 669.
48. Тимофеев В. П., Архипкин В. Г., Мелкозерова Л. В., Попов А. К. «Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения». (Тезисы докладов). Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1977, с. 32.
49. Попов А. К., Тимофеев В. П.— «Опт. и спектр.», 1977, т. 43, с. 962.
50. Попов А. К., Тимофеев В. П.— «ЖЭС», 1977, т. 27, с. 804.
51. Тимофеев В. П., Архипкин В. Г., Попов А. К.— «Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения». (Доклад). Красноярск, 1977.
52. Cotter D., Hanna D. C., Kärkkäinen P. A., Wyatt R.— "Opt. Comm.", 1975, vol. 15, p. 143.
53. Cotter D., Hanna D. C., Wyatt R.— "Opt. Comm.", 1976, vol. 16, p. 256.
54. Sorckin P. P., Wynne J. J., Lankard J. R.— "Appl. Phys. Lett.", 1973, vol. 22, p. 342.
55. Wynne J. J., Sorokin P. P., Lankard J. R. Laser Spectroscopy, ed. by Brewer R. G. and Mooradian A. N. Y., Plenum Publ. Corp., 1974, p. 103.
56. Тимофеев В. П., Архипкин В. Г., Мелкозерова Л. В., Попов А. К.— «Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения». (Тезисы докладов). Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1977, с. 27.
57. Архипкин В. Г., Тимофеев В. П., Попов А. К.— «Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения». (Доклад). Красноярск, 1977.
58. Kildal H., Deutsch T. F.— "IEEE J. Quant. Electron", 1976, vol. QE-12, p. 429.
59. Kang M. H., Chung K. M., Becker M. F.— "J. Appl. Phys.", 1976, vol. 47, p. 4944.
60. Kildal H.— "IEEE J. Quant. Electron", 1977, vol. QE-13, p. 109.
61. Kildal H., Bueck S. R. J.— "Phys. Rev. Lett.", 1977, vol. 38, p. 347.
62. Будницкий А. Б., Попов А. К.— «Опт. и спектр.», 1970, т. 29, с. 1032.
63. Литвиненко А. Я., Попов А. К., Тартаковский Г. Х.— В кн.: Лазеры с перестраиваемой частотой. Киев, изд. ИФ АН УССР, 1973, с. 313.
64. Тхек-де Им, Подалова О. П., Попов А. К., Тартаковский Г. Х.— «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 427.
65. Клементьев В. М., Матюгин Ю. А., Чеботаев В. П.— «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 24, с. 8.
66. Popov A. K., Tartakovsky G. Kh.— "Opt. Comm.", 1976, vol. 18, p. 499.
67. Тхек-де Им, Подалова О. П., Раншиков В. П.— «Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения» (Тезисы докладов). Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1977, с. 21.
68. Тимофеев В. П., Баранцов В. И., Попов А. К. Там же, с. 35.
69. Баранцов В. И., Попов А. К., Тартаковский Г. Х.— «Труды 7-й Уральской конференции по спектроскопии». Свердловск, 1971, вып. 1, с. 151.
70. Баранцов В. И., Попов А. К., Тартаковский Г. Х.— В кн.: Лазеры с перестраиваемой частотой. Киев, изд. ИФ АН УССР, 1973, с. 309, 317.
71. Баранцов В. И., Попов А. К., Тартаковский Г. Х. Квазирезонансные четырехфотонные процессы в газах и возможность стационарной генерации излучения в ИК и УФ областях спектра.— Препринт, № 15Ф, Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1974.
72. Баранцов В. И., Попов А. К., Тартаковский Г. Х.— «ЖЭТФ», 1974, т. 67, с. 904.
73. Баранцов В. И., Болотских Л. Т., Литвиненко А. Я., Попов А. К., Тартаковский Г. Х. Резонансные и квазирезонансные нелинейные явления в газах с квадратичной и кубической нелинейностями.— «Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нелинейной оптике». Минск, 1972, с. 30.
74. Баранцов В. И., Попов А. К.— В кн.: Нелинейные процессы в оптике. Вып. 3, Новосибирск, изд. ИФП СО АН СССР, 1973, с. 60.
75. Flusberg A., Messberg T., Hartmann S. R.— "Phys. Rev. Lett.", 1977, vol. 38, p. 59.
76. Bethune D. S., Smith R. W., Shen Y. R.— "Phys. Rev. Lett.", 1976, vol. 37, p. 431.
77. Баранцов В. И., Попов А. К.— «Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения». (Тезисы докладов). Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1977, с. 38.
78. Баранцов В. И.— Канд. дис. Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1977.
79. Бутылкин В. С., Фишер П. С., Хронопуло Ю. Г.— «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 2, с. 258.
80. Бутылкин В. С., Венкин Г. В., Протасов В. П., Фишер П. С., Хронопуло Ю. Г., Шалеев М. Ф.— «ЖЭТФ», 1976, т. 70, с. 829.
81. Венкин Г. В., Крочик Г. М., Кулюк Л. Л., Малеев Д. И., Хронопуло Ю. Г.— «ЖЭТФ», 1976, т. 70, с. 1674.
82. Венкин Г. В., Крочик Г. М., Кулюк Л. Л., Малеев Д. И., Хронопуло Ю. Г.— «Квантовая электроника», 1976, т. 3, с. 664.

- ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 229.
85. Ходовой В. А.— «Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения». (Тезисы докладов). Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1977, с. 81.
 86. Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск, «Наука и техника», 1977.
 87. Аникин В. И., Ахманов С. А., Драбович К. Н., Дубовик А. Н.— «Квантовая электроника», 1976, т. 3, с. 2014.
 88. Драбович К. Н., Дубовик А. Н., Суровегин А. Л.— «Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения». (Тезисы докладов). Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1977, с. 55.
 89. Аникин В. И., Драбович К. Н., Дубовик А. Н.— «ЖЭТФ», 1977, т. 72, с. 1727.
 90. Раутиан С. Г., Черноброд Б. М.— «Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения». Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1977, с. 68; «ЖЭТФ», 1977, т. 72, с. 1342.
 91. Harris S. E., Lidow D. V.— "Phys. Rev. Lett.", 1974, vol. 33, p. 674.
 92. Апанасевич П. А., Низовцев А. П.— «Совещание по нелинейным резонансным преобразованиям частоты лазерного излучения». Красноярск, изд. ИФ СО АН СССР, 1977, с. 70.

Поступила в редакцию 29 сентября 1977 г.
