

X-RAY LASER.
POSSIBILITIES
OF REALIZATION

V. V. SLABKO

The article discusses one of the most important and complicated problems of laser physics – development of X-ray laser. The results obtained by means of two alternative approaches are presented: traditional approach based on the use of radiation amplifying media and nonlinear optics approach allowing to obtain short wave radiation through generation of higher harmonics of optical lasers.

Рассмотрены пути решения одной из труднейших и важных задач лазерной физики – создание лазеров коротковолнового рентгеновского диапазона. Приведены основные результаты, полученные в двух направлениях: традиционном, в котором используется усиливющая излучение среда, и нелинейно-оптическом, позволяющем получить коротковолновое излучение путем генерации гармоник лазеров видимого диапазона.

© Слабко В.В., 1997

РЕНТГЕНОВСКИЙ ЛАЗЕР.
ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ

В. В. СЛАБКО

Красноярский государственный технический университет

ВВЕДЕНИЕ

Создание рентгеновского лазера относится к числу наиболее важных и трудно решаемых задач квантовой электроники – науки об усилении генерации и преобразовании частоты электромагнитных волн, основанном на принципе квантового усиления или нелинейном взаимодействии излучения с веществом.

Осознание возможности квантового усиления электромагнитных волн и последовавшее затем создание мазеров и лазеров относятся к числу наиболее значительных достижений научной мысли небедного на открытия XX века. Действительно, несмотря на очевидно одинаковый результат, усиление электромагнитных сигналов с помощью традиционных устройств типа электровакумных ламп и полупроводниковых приборов принципиально отличается от квантового усиления с использованием атомов, молекул да и тех же полупроводников. В устройствах первого типа действие слабого, усиливаемого сигнала, поданного на управляющий электрод (сетка в электровакумной лампе, база в транзисторе), приводит к изменению проводимости устройства (лампа, транзистор), в цепи которого включен достаточно мощный источник питания. Поэтому в этой цепи возникает ток, значительно превышающий ток в цепи управления, что означает его усиление.

Принцип квантового усиления обоснован еще в работах А. Эйнштейна, вышедших в начале века (1917 год). Смысл его достаточно прост и заключается в следующем. Пусть атом или молекула находятся в невозбужденном состоянии (*g*) с энергией E_g . Тогда воздействие на него электромагнитного излучения с частотой, удовлетворяющей условию

$$\frac{E_m - E_g}{h} = v_{mg}, \quad (1)$$

приводит к переходу его в верхнее состояние с энергией E_m с соответствующим поглощением кванта излучения с энергией, равной $h\nu_{gm}$. Здесь h – постоянная Планка. Атом, находящийся на верхнем возбужденном состоянии E_m , может перейти в нижнее состояние, спонтанно излучив квант энергии $h\nu_{gm}$ либо вынужденно, под воздействием такого же кванта света. Естественно, во втором случае вместо одного кванта света, индуцирующего переход, получаются два. И, что наиболее важно, эти кванты не различимы ни по частоте, ни по поляризации, ни по фазе. Это тоже усиление электромагнитного поля,

но уже на другом, квантовом принципе. Очевидно, для того чтобы такое усиление происходило, необходимо иметь больше атомов в возбужденном состоянии, чем в основном. Только в этом случае число актов излучения будет больше числа актов поглощения. Это хотя и противоречит термодинамике, однако в ряде термодинамически неравновесных случаев вполне возможно.

Состояние среды, при котором число атомов, находящихся в верхнем возбужденном состоянии, больше числа невозбужденных атомов, называется инверсным состоянием или инверсией заселенности состояний. Впервые на возможность реализации такого состояния среды и использование его для квантового усиления света обратил внимание российский ученый В.А. Фабрикант еще в конце 30-х годов. Он же обосновал возможность создания оптических квантовых усилителей. И только в начале 50-х годов этот принцип был реализован Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым в нашей стране и Дж. Таунсом в США при усилении излучения в микроволновой области радиодиапазона. Используя резонатор, им удалось осуществить обратную связь, возвращая часть излучения на вход усилителя. Это привело к созданию первого квантового генератора, названного мазером. В конце 50-х годов был создан первый квантовый генератор оптического диапазона (лазер) на кристалле рубина, дающий красное излучение.

Использование принципа квантового усиления позволило достаточно быстро освоить различные области спектра частот электромагнитного излучения, начиная от микроволнового через инфракрасный, видимый и до ультрафиолетового диапазона. Однако область жесткого, или вакуумного ультрафиолетового, и более коротковолнового рентгеновского и гамма-излучения оставалась неосвоенной. И дело не в том, что принцип квантового усиления в этой области не работает, он работает, но причины как принципиального, так и технического характера не позволяли еще несколько лет назад достаточно уверенно говорить о том, что создание квантового генератора в этой области возможно. Проблема настолько сложна, что известный ученый-теоретик академик В.Л. Гинзбург отнес ее к классу проблем известных, но нерешенных, таких, как управляемый термоядерный синтез и высокотемпературная сверхпроводимость, решение которых принципиально возможно, однако трудности на пути их решения настолько значительны, что нет уверенности в положительном исходе. Последняя из перечисленных задач в 80–90-х годах усиленно разрабатывалась и есть значительные успехи в ее решении, что позволяет надеяться на положительное решение остальных и питает энтузиазм исследователей.

ПРОБЛЕМА СОЗДАНИЯ КОРОТКОВОЛНОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ЛАЗЕРА

Оговорим вначале тот диапазон частот (длин волн) электромагнитного излучения, о котором идет речь. Как известно, видимый диапазон или диапазон частот, непосредственно воспринимаемый человеческим глазом, ограничен областью длин волн 0,4–0,7 мкм (400–700 нм). Удобнее в этой области использовать единицы длины, выраженные в нанометрах (1 нм = 10^{-9} м) либо в ангстремах (1 Å = 10^{-10} м). Видимый и ультрафиолетовый (УФ) (400–190 нм) диапазоны хорошо освоены, и существует множество типов лазеров, генерирующих в этой области. Далее следует вакуумно-ультрафиолетовый (ВУФ) диапазон (190–90 нм), характеризуемый тем, что это излучение поглощается атмосферой и при работе с ним необходимо использовать вакуумные установки. Видимое, УФ- и ВУФ-излучение обусловлено переходами внешнего электрона между энергетическими состояниями атомов и молекул. Мягкое рентгеновское (МР) (90–5 нм) и рентгеновское излучение (5–0,01 нм) возникает при переходе во внутренних электронных оболочках атомов, а гамма-кванты с длиной волны менее 0,01 нм обязаны происхождением внутриядерным процессам. Несмотря на условность такого деления (механизмы излучения, как правило, значительно перекрываются по длинам волн), оно полезно и будет использоваться в дальнейшем.

Сначала зададимся вопросом: зачем нужен такой лазер? Часть ответа на этот вопрос очевидна. Если мы не знаем, как это сделать, то нужно узнать. Это логика научного мышления, и именно она дала наиболее значительные результаты в познании природы. Но кроме этого есть еще одна причина. Где этот лазер можно использовать? Здесь мы только коснемся основных, привлекательных, на наш взгляд, приложений, отдавая себе отчет в том, что в зависимости от конкретной реализации устройства большинство приложений вырисовывается только тогда, когда устройство уже создано и известны его основные параметры.

Прежде всего это голография. Поскольку пространственное разрешение изображения предмета определяется длиной волны света, в котором это изображение получено, и даже в идеальном случае размеры деталей, которые можно рассмотреть, соизмеримы с этой длиной волны. Продвижение в коротковолновую область позволит это разрешение улучшить. Длина волны рентгеновского излучения сопоставима с размерами атомов. Попытки сделать рентгеновский микроскоп сталкиваются с принципиальными трудностями. Нет материалов для линз (показатель преломления прозрачных для рентгеновского излучения веществ близок к единице), а отсутствие эффективных зеркал в этом диапазоне не позволяет рассчитывать на создание зеркального микроскопа. В связи с этим идеальным представлялось

бы голограммическое изображение микрообъекта, которое можно записывать с использованием рентгеновского лазера, а считывать в видимом диапазоне. Естественно, при этом можно получить объемное изображение, чего нельзя сделать с использованием ни электронного, ни туннельного, получившего в последние годы широкое распространение микроскопов.

Кроме того, малая длина волны рентгеновского излучения позволяет сфокусировать его на площадку с размерами порядка нескольких размеров атома (если оно когерентное, то есть лазерное), что дало бы возможность работать с отдельными атомами: удалять их, управлять характеристиками, создавать атомные структуры с заданными свойствами. Это путь реального конструирования электронных и механических устройств с атомными размерами. Развивающиеся в последние годы нанотехнологии остро нуждаются в таком инструменте.

Тема прикладного использования рентгеновского лазера столь широка и интересна, что потребовала бы отдельной статьи и увела бы нас от цели. А цель эта уже сформулирована: почему трудно такой лазер реализовать и как это можно сделать?

Двумя наиболее значительными и принципиальными частями лазера являются усилитель и цепь обратной связи (в большинстве приборов квантовой электроники это резонатор), возвращающей часть усиленного излучения на вход усилителя.

Как уже отмечалось ранее, для того чтобы квантовое усиление происходило, необходима инверсия заселенности. Нужная для ее поддержания мощность, вводимая в среду извне, должна быть больше мощности, которая средой рассеивается в виде спонтанного излучения. Безотносительно к механизму возбуждения и конкретным системам реализации усиливающей среды вероятность спонтанного излучения бесполезно уносящего энергию внешнего источника накачки, питающего усилитель лазера, пропорциональна третьей степени частоты излучения (v^3). Энергия, необходимая для возбуждения рабочего перехода, пропорциональна частоте ($E = hv$). Учитывая предыдущее равенство, получим, что мощность W , необходимая для поддержания инверсии заселенности,

$$W \sim v^4 = c\lambda^{-4}. \quad (2)$$

Если для лазеров видимого диапазона ($\lambda \approx 500$ нм) достаточно обеспечить мощность, вводимую в кубический сантиметр среды, порядка 10^2 – 10^4 Вт/см³, то из (2) следует, что для рентгеновского лазера, длина волны излучения которого на три порядка меньше ($\lambda \approx 0,5$ нм), необходима плотность мощности $W = 10^{14}$ – 10^{16} Вт/см³.

Столь мощный энерговвод может быть обеспечен в настоящее время при ядерном взрыве в объеме заряда либо в фокусе лазерного излучения доста-

точно высокой мощности, которая может быть реализована только в импульсном режиме.

По неофициальным данным, первый тип накачки для рентгеновского лазера был использован во время ядерного подземного взрыва в штате Невада (США) в 1981 году. Измеренные во время эксперимента характеристики лазерного излучения таковы: длина волны 1,4 нм, длительность импульса менее 10^{-8} с и энергия в импульсе порядка 100 кДж [2]. Названные работы проводились в рамках программы стратегической оборонной инициативы и были направлены на создание космических средств противоракетной обороны. Естественно, что как цели этой программы, так и их конкретная реализация в виде ядерного, взрывающегося устройства обусловливают специфику, не оставляющую надежды использовать упомянутый рентгеновский лазер для целей, которые обсуждались выше. Кроме того, автору неизвестны публикации об этом эксперименте в изданиях, авторитет которых гарантировал бы полную достоверность результатов. Тем не менее возможность генерации рентгеновского излучения в такой схеме не вызывает серьезных возражений, и сама идея, заложенная в них, может быть использована при менее экзотических условиях.

Суть идеи заключается в следующем. При введении столь значительных плотностей мощности в вещество оно полностью ионизируется, и на первом этапе нет смысла говорить о какой-либо инверсии заселеностей, так как практически все образовавшиеся ионы не имеют электронной оболочки и их энергетические состояния не заселены. Охлаждаясь такая плазма излучает значительную часть энергии в виде тормозного некогерентного излучения свободных электронов. Теряя часть кинетической энергии, электроны захватываются ионами, происходит рекомбинация плазмы. При этом вероятность захвата электронов на вышележащие уровни энергии ионов выше, чем на нижележащие. Это приводит к большей заселенности состояний, обладающих большей энергией, то есть к инверсии заселеностей, что позволяет среде усиливать излучение с частотой, соответствующей частоте перехода между этими состояниями. Такой тип создания инверсии населеностей известен, используется в более длинноволновом диапазоне и называется рекомбинационным.

Рекомбинационная схема была использована для оценки возможности создания инвертированной среды при лазерном нагреве. Выше отмечалось, что при фокусировке импульсного лазерного излучения в околофокальной области плотность мощности, вводимая в вещество, может быть достаточной для создания и поддержания инверсии заселенности. Действительно, рассмотрим рис. 1 и проведем простейшие оценки. При фокусировке лазерного излучения 1 с помощью цилиндрической линзы 2 на мишени 3 формируется вытянутое пятно с длиной,

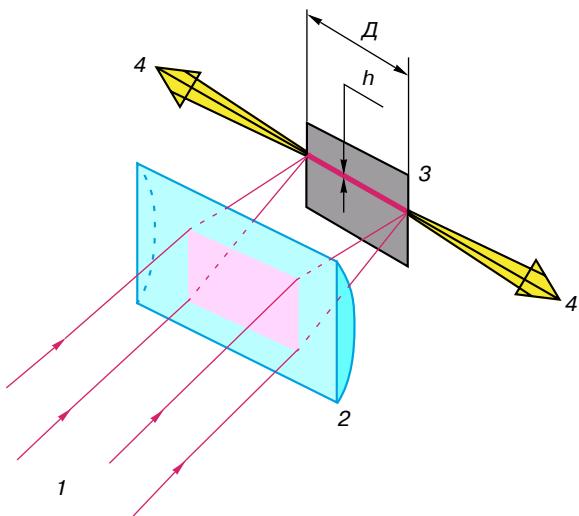


Рис. 1. Схема лазерного нагрева плазмы. 1 – излучение лазера, 2 – цилиндрическая линза, 3 – металлическая мишень, 4 – коротковолновое излучение. D , h – продольные и поперечные размеры плазмы соответственно.

равной диаметру лазерного пятна ($l = D$), и с шириной, близкой к величине длины волны $h \approx 10\lambda$. Это пятно при достаточной мощности лазерного излучения приведет к испарению мишени и ионизации паров. Считая глубину проникновения излучения в плазму равной $h \approx 10\lambda$, $\lambda = 1$ мкм, $D \approx 1$ см, получим объем возбужденной среды $V = 100D\lambda^2 \approx 10^{-6}$ см³. При энергии импульса лазерного излучения $E \approx 1$ Дж длительностью порядка 10^{-9} с получим значение мощности около 10^9 Вт. В этом случае плотность мощности W составит величину порядка 10^{15} Вт/см³. Этого достаточно, чтобы удовлетворить требованиям, оговоренным выше, для излучения с длиной волны в несколько нанометров. Отметим, что названные параметры лазера характерны для достаточно простых лабораторных установок. Тем не менее приведенные значения плотности мощности являются необходимым, но не достаточным условием, и, для того чтобы инверсия заселеностей существовала, необходимо выполнение еще ряда условий. Поэтому, учитывая также и грубость оценки, в условиях реального эксперимента необходимо иметь значительный запас мощности.

Как правило, для такого рода экспериментов используются уникальные лазерные установки, созданные для работ по управляемому термоядерному синтезу и представляющие собой сложные много-канальные системы усилителей излучения, параметры которого формируются в задающем генераторе сравнительно малой мощности. Наиболее успешно такого рода работы ведутся в Лоуренсской национальной лаборатории США. Там удалось получить усиление излучения на нескольких длинах волн, лежащих как в МР-области (18,2–26,2 нм), так и в

рентгеновской (7,7–3,6 нм), на плазме, полученной путем лазерного испарения и нагрева мишени из различных металлов. Излучение имело преимущественную направленность вдоль лазерного шнура, что говорит о его усилении в объеме плазмы. Несмотря на незначительный КПД таких установок, удалось реально получить когерентное рентгеновское излучение, дающее основание говорить о том, что реально работающий рентгеновский лазер все же будет создан в ближайшее время.

В этих экспериментах отсутствовала вторая важная деталь лазера – резонатор, но не потому, что под рукой у экспериментаторов не оказалось двух зеркал, отражающих свет на этих длинах волн. Таких зеркал с высоким значением коэффициента отражения вообще нет, поскольку очень трудно да и невозможно найти материал, обеспечивающий отражение при минимуме потерь в коротковолновом диапазоне. Попытки изготовить такие зеркала с многослойным интерференционным покрытием делаются, однако результаты этой работы хотя и обнадеживают, но пока не дают уверенности, что нужные характеристики могут быть получены.

Отсутствие резонатора требует больших значений коэффициента усиления света в среде, чтобы получить лазерную генерацию в режиме так называемой сверхсветимости (без резонатора). Кроме того, излучение такого лазера обладает рядом существенных недостатков по сравнению с излучением, сформированным с помощью резонатора. В частности, ухудшена когерентность излучения, что затрудняет использование его для целей голографии. Тем не менее с помощью такого лазера были получены голографические изображения больших биологических молекул. Для улучшения контраста в определенные места этих молекул были помещены частицы металла с очень малыми размерами.

Работы в направлении исследования механизмов генерации лазерного излучения коротковолнового диапазона и реализации конкретных схем в эксперименте ведутся сейчас в нескольких исследовательских центрах. Мы затронули лишь принципиальную часть возникающих проблем и некоторые реализованные схемы усиливающих сред в коротковолновой области спектра. Круг этих проблем, как и новых идей, значительно шире, и первые многообещающие успехи, достигнутые в этом направлении, позволяют надеяться на их разрешение.

Существует, однако, альтернативный путь освоения коротковолнового диапазона, связанный с возможностью получения высоких значений полей (электрического и магнитного) с помощью лазеров, полей, сопоставимых по величине с внутриатомными полями. В этих условиях отклик среды на воздействие излучения в значительной мере отличается от отклика на слабые поля и атомы среды переизлучают свет не только на той же частоте, на которой происходит воздействие, но и на частотах, в ϵ кратных.

Эта отрасль науки, обязанная происхождением в основном созданию лазеров, называется нелинейной оптикой. Описанию основных принципов генерации коротковолнового излучения с использованием нелинейно-оптических эффектов, проблем и достижений в этой области будет посвящена оставшаяся часть статьи.

ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКИ

Согласно современным представлениям, заложенным еще в конце XIX века Лоренцем, электрическое поле электромагнитной волны A в среде определяется суммой поля, воздействующего на среду извне, A_0 и поляризации P этой среды, возникшей в результате воздействия поля A_0 :

$$A = A_0 + P. \quad (3)$$

При значениях поля $A \ll A_a$ (A_a – атомное поле по порядку величины, близкое к 10^9 В/см) поляризация среды $P = \chi A_0$ и соотношение принимает вид

$$A = (1 + \chi)A_0 = \alpha A_0, \quad (4)$$

где величины α – поляризуемость и χ – восприимчивость среды не зависят от величины поля. В случае, когда значение поля A_0 , оставаясь все же меньше A_a , приближается к нему по величине, то поляризация $P = f(A_0)$ является нелинейной функцией поля A_0 . При названных выше условиях $f(A_0)$ может быть представлена в виде разложения в ряд по степеням A :

$$P = \chi A_0 + \chi^{(2)} A_0^2 + \chi^{(3)} A_0^3 + \dots + \chi^{(m)} A_0^m. \quad (5)$$

Отметим, что такое представление очень часто используется в физике и значительно упрощает математические выкладки, а в ряде случаев помогает систематизировать рассмотрение.

Коэффициенты $\chi^{(m)}$ при членах разложения называются нелинейными восприимчивостями соответствующего порядка. При этом $\chi^{(m)}$ пропорциональна концентрации атомов (молекул) в среде и отношению A/A_a :

$$\chi^{(m)} \sim N \left(\frac{A}{A_a} \right)^m. \quad (6)$$

Легко убедиться в том, что, если внешнее поле представляет собой монохроматическую волну с определенной частотой ω_0 ($\omega = 2\pi\nu$) и волновым вектором k ,

$$A \sim \cos(\omega_0 t - kx), \quad (7)$$

первый член в разложении поляризации по степеням поля содержит компоненту с частотой ω_0 . В линейном приближении среда переизлучает на частоте падающего поля.

Второй член в разложении содержит составляющую на удвоенной $2\omega_0$, третий – на утроенной $3\omega_0$, а m -й – на частоте $m\omega_0$. Таким образом, при

воздействии на среду сильного электромагнитного поля на частоте ω_0 среда излучает волны на частотах, кратных ω_0 .

Очевидно, что отклик среды будет также когерентен (фаза колебаний скоррелирована во времени и в пространстве), если когерентно внешнее излучение на частоте ω_0 . Это так называемое нелинейно-оптическое или параметрическое преобразование частоты или в рассматриваемом случае генерация кратных частот (гармоник). При этом совсем не требуется наличия инверсии заселеностей, более того, среда не возбуждена в том смысле, что переходы между энергетическими состояниями не происходят реально, а можно говорить лишь о виртуальных переходах.

Поскольку оптические нелинейности все же, как правило, невелики (вспомним $\chi^{(m)} \sim (A/A_a)^m$), то заметных эффективностей преобразования можно достигнуть только за счет пространственного накопления эффекта. Это накопление возможно, если выполняются условия фазового синхронизма, смысл которых заключается в том, что фазовая скорость излучения на частоте ω_0 и фазовая скорость нелинейной поляризации на этой частоте совпадают. Как известно, фазовая скорость

$$v_f = \frac{c}{n(\omega)}, \quad (8)$$

где $n(\omega)$ – показатель преломления среды на частоте ω , c – скорость света. Фазовая скорость нелинейной поляризации равна фазовой скорости внешней сильной волны на частоте ω . Поэтому условия фазового синхронизма в случае умножения частот соответствуют равенству показателей преломления

$$n(\omega) = n(m\omega). \quad (9)$$

Вообще говоря, процесс параметрической генерации излучения можно рассматривать как процесс взаимодействия фотонов, при котором, например для генерации третьей гармоники, три фотона накачки исчезают, а рождается фотон на частоте $3\omega_0$. Естественно, при этом должны выполняться законы сохранения. Первый из них – закон сохранения энергии фотонов

$$3(h\omega_0) = h(3\omega_0) \quad (10)$$

и второй – закон сохранения импульса, аналогом которого в волновых процессах выступает волновой вектор $k = \frac{\omega}{c}n(\omega)$,

$$k_{3\omega} = k_{\omega} + k_{\omega} + k_{\omega}, \quad (11)$$

здесь $k_{3\omega}$ и k_{ω} – волновой вектор излучения генерируемого поля и поля накачки соответственно. Из закона сохранения импульса непосредственно следует равенство показателей преломления и фазовых скоростей.

Отметим здесь, что закон сохранения импульса в твердотельных нелинейных средах удается выполнить

только для кристаллов, обладающих большим двулучепреломлением. Введенный здесь термин “двулучепреломление” означает, что коэффициенты преломления для света, поляризованного в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, различны. Поэтому удается в ряде кристаллов реализовать условия, при которых излучения накачки и генерируемого поля поляризованы ортогонально, и при подборе направления распространения света в кристалле выполнить условия фазового синхронизма. Это позволяет перекачать излучение накачки в излучение второй гармоники с эффективностью, близкой к 100%.

Очевидным условием эффективной или хотя бы заметной перекачки энергии из волны накачки в генерируемую волну является прозрачность среды на частотах взаимодействующих волн. Иначе генерируемое излучение будет просто поглощаться. Применительно к проблеме генерации коротковолнового излучения процессы генерации гармоник могут быть использованы в двух вариантах: в каскадной схеме, когда генерируется излучение на частоте третьей $3\omega_0$ низшей гармоники, которое затем также утраивается по частоте, либо с использованием нелинейностей высших порядков.

Однако как в том, так и в другом случае необходимо позаботиться о том, чтобы среда была прозрачной. Как правило, все твердотельные среды в коротковолновом диапазоне непрозрачны. Естественно, это не относится к жесткому рентгеновскому диапазону, излучение которого обладает повышенной проникающей способностью. Но до него еще нужно добраться, пройдя через ВУФ- и МР-диапазоны, для которых характерно высокое поглощение даже в атмосфере и работать с которыми нужно в вакууме, как это уже отмечалось ранее. Поэтому в качестве нелинейных сред используются, как правило, газовые среды, прозрачные на нужных частотах. А вот тут и возникает ряд непростых проблем, обусловливающих специфику направления.

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА ГАЗОВЫХ СРЕД

Итак, мы убедились в том, что для целей генерации коротковолнового излучения методами нелинейной оптики единственной возможной средой является газовая среда. Помимо названных отличий газовых и твердотельных нелинейных сред есть еще одно, о котором необходимо сказать несколько слов. Если вернуться к выражению (5), то необходимо отметить, что четные члены, пропорциональные четным степеням поля, ответственные за генерацию четных гармоник (2-я, 4-я и т.д.), присутствуют только в средах, не имеющих центра симметрии. Такими средами являются так называемые пьезоэлектрические кристаллы. В газах же, в которых центр симметрии присутствует (конечно, если не наложено внешнее электрическое поле), низшим порядком нелинейности является третий. И низшей гар-

моникой, которая может генерироваться в газах, является третья.

Как отмечалось выше, нелинейная поляризация пропорциональна концентрации частиц (см. формулу (6)). Естественно, что в газах концентрация частиц на шесть-семь порядков ниже, чем в твердом теле. Поэтому необходимо искать, как же эти шесть-семь порядков компенсировать. Необходимо воспользоваться резонансами, которые в газовой среде со слабым затуханием могут дать заметный выигрыш. Выражение для $\chi^{(m)}$ в квазирезонанском случае при пренебрежении рядом малосущественных факторов имеет вид

$$\chi^{(m)} = \frac{d_{g,1}d_{1,2}\dots d_{m-1,m}d_{m,g}}{(\omega_{g,1} - \omega_0 + i\gamma_1)(\omega_{g,2} - 2\omega_0 + i\gamma_2)\dots(\omega_{g,m} - m\omega_0 + i\gamma_m)}, \quad (12)$$

здесь $d_{g,1}\dots d_{m-1,m}$ — электродипольные моменты переходов (являющиеся характеристикой данного атома) между соседними состояниями (рис. 2), $\omega_{g,1}\dots\omega_{g,m}$ — частоты переходов между основным (g) и возбужденными (m) состояниями, удовлетворяющие равенству

$$\frac{E_m - E_g}{\hbar} = \omega_{g,m},$$

E_g и E_m — энергии основного (g) и (m)-го уровней, γ_m — величина, обратная времени релаксации (m)-го уровня, $i = \sqrt{-1}$ — мнимая единица. Величины, входящие в это выражение, как правило, для конкретных атомов известны, что позволяет достаточно точно оценить по порядку величины все выражение в целом.

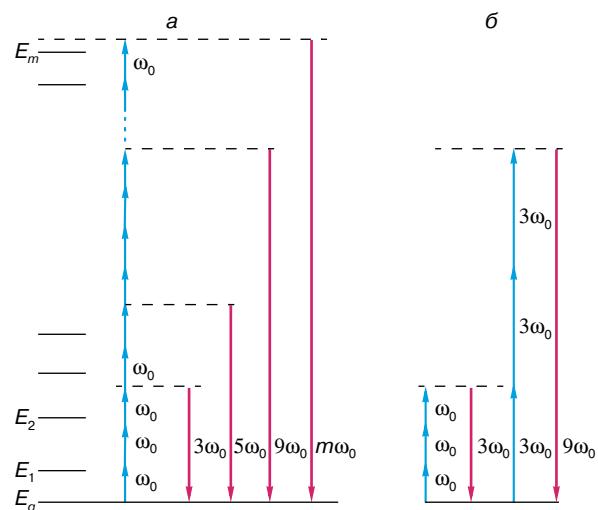


Рис. 2. Схемы генерации гармоник в атомарном газе. *а* — прямая. $E_g, E_1, E_2, \dots, E_m$ — энергия основного (g) и возбужденных (1-го, 2-го, ..., m -го) состояний соответственно; $\omega_0, 3\omega_0, 5\omega_0, \dots, m\omega_0$ — частота излучения накачки и частоты генерируемого излучения соответственно; *б* — каскадная.

Итак, чем же полезно выписанное выражение (12) и какие выводы можно из него сделать?

1. Очевидно, что в точном резонансе $\omega_{g,m} = m\omega_0$ знаменатель в выражении (12) будет минимальным, а $\chi^{(m)}$ максимально. Если в качестве среды используется атомный газ, то величина $\gamma \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$, а резонанс можно сравнительно просто обеспечить. Так как в твердотельных средах области прозрачности соответствует случай, когда частота всех участвующих во взаимодействии волн далека от резонанса, поскольку эти резонансы сильно уширены и их γ на много порядков больше этой величины для атомных сред, то величина $\omega_{g,m} - m\omega_0 \approx \omega_{g,m} \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Поэтому даже наличие одного резонанса позволяет компенсировать те самые шесть порядков, о которых говорилось выше.

2. Наименьшим значением $\gamma \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$ обладают атомные среды при не слишком высоких концентрациях $N \approx 10^{16}$ атомов/см³, что соответствует давлению около 1 мм ртутного столба. Молекулярные среды из-за наличия внутримолекулярных колебательных движений, а также из-за вращательного уширения имеют эффективное значение $\gamma \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$ и вряд ли пригодны для этих целей. Есть, впрочем, обстоятельство, делающее ситуацию не столь безнадежной. Выражение (12) в знаменателе содержит значения электродипольных моментов переходов $d_{g,m}$, которые для большинства атомов и молекул близки по величине. Существует, однако, класс молекул с сопряженными двойными связями в углеродном остове (их еще называют молекулами красителей), у которых значения $d_{g,m}$ аномально высоки из-за делокализации электронов. Выполненные на них эксперименты подтверждают эффективность этого класса молекул для целей параметрической генерации ВУФ-излучения [6].

3. Воспользоваться всеми резонансами в выражении (12) не удается по следующим причинам. Если осуществлен резонанс по полю накачки, то оно будет сильно поглощаться в среде. Кроме того, характеристики среды в этом случае меняются, и, как показывает анализ, существует только узкая область значений параметров среды и поля, при которых наличие этого резонанса может дать некоторые преимущества. При резонансе генерируемого поля (последний член в знаменателе) сильное его поглощение в среде не позволяет получить достаточно высокие эффективности преобразования. Поэтому, как правило, наибольший выигрыш приносят промежуточные (многофотонные) резонансы, когда частота перехода близка к кратной частоте накачки.

4. Выражение (12) будет справедливо, если рассматривать не только процесс генерации гармоник 3ω , 5ω , ..., $m\omega$, но и процесс суммирования частот при использовании в качестве преобразуемого излучения излучение нескольких лазеров с различными частотами. При этом в знаменателе (12) необходимо сделать замену

$$2\omega_0 \longrightarrow \omega_1 + \omega_2, \quad 3\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3 \quad \text{и т.д.}$$

Законы сохранения энергии и импульса будут иметь в этом случае вид

$$\omega_s = \sum_{i=1}^N \omega_i, \quad \mathbf{k}_s = \sum_{i=1}^N \mathbf{k}_i, \quad (13)$$

ω_s , \mathbf{k}_s и ω_i , \mathbf{k}_i — частота и волновой вектор суммарного поля и поля накачки соответственно.

Удобной схемой получения перестраиваемого по частоте излучения ВУФ-диапазона является использование двух перестраиваемых по частоте лазеров. Удвоенная частота одного из них совпадает с частотой двухфотонного перехода, а частота другого перестраивается так, что в соответствии с ней перестраивается и суммарная частота (рис. 3).

Отметим, что рассматриваемое выражение для $\chi^{(m)}$ получено в приближении невозмущенной среды, что не всегда верно при наличии резонансов при сильном поле. Возмущение среды может сказываться через многофотонные переходы, сдвиг резонансов под воздействием поля (эффект Штарка), пробой среды и другие механизмы.

Кроме того, мы обсуждали только часть сопутствующих процессов, связанных со взаимодействием атома с полем. Отмеченная ранее необходимость пространственного накопления эффективности преобразования никак не затрагивалась; так, в частности, закон сохранения импульса требует равенства фазовых скоростей взаимодействующих волн. В газовых средах это достаточно просто выполнить, добавляя к рабочему газу буферный, который не участвует в процессе преобразования, но может менять показатели преломления среды. Однако возмущение среды, которое зависит как от времени

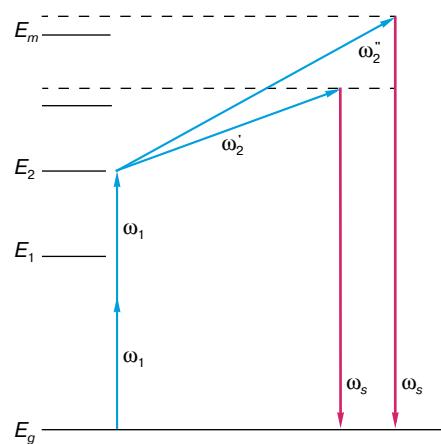


Рис. 3. Схема генерации коротковолнового перестраиваемого излучения. $\omega_s = 2\omega_1 + \omega_2$, ω_1 — частота, резонансная двухфотонному переходу, ω_2 меняется в пределах от ω_2' до ω_2'' , ω_s — перестраиваемая суммарная частота.

(импульсные лазеры), так и от пространственных координат, не позволяет подобрать точно концентрации рабочего и буферного газов.

Большое количество отсутствующих процессов затрудняет в большинстве случаев сколько-нибудь точный расчет параметров среды и поля, поэтому необходим эксперимент, в котором эти параметры могут быть оптимизированы. В этом случае прикладная задача получения коротковолнового излучения приобретает академический оттенок, связанный с необходимостью разобраться со всей совокупностью процессов, сопутствующих преобразованию, затрагивающим весь круг вопросов, которые представляют целое научное направление, называемое резонансной нелинейной оптикой.

Методами нелинейной оптики газовых сред удалось освоить ВУФ-область спектра, получив перестраиваемое по частоте излучение с использованием в большинстве случаев атомарных пар металлов. В области МР-излучения получена генерация ряда высших (выше третьей) гармоник. Отметим, что эффективность смешения частот в газовых средах из-за огромного числа конкурирующих процессов невелика и лежит в пределах 10^{-2} – 10^{-6} . Однако высокая импульсная мощность излучения накачки обеспечивает достаточную для различных приложений мощность генерируемого поля [5, 6, 8].

Необходимо остановиться еще на одной стороне процессов смешения частот. Использование мощных импульсных лазеров, излучение которых фокусируется в нелинейную газовую среду для повышения интенсивности излучения, а следовательно, и величины электрического поля, позволяет получить значения последнего, сравнимые, а в ряде случаев и большие, чем поле внутриатомное. Естественно, что проведенное рассмотрение теряет смысл, поскольку оно основано на введении малого параметра ($A/A_a \ll 1$), и необходимы другие подходы, основанные на обратном неравенстве. Именно на этом пути удалось получить наиболее значительные успехи в продвижении к рентгеновскому диапазону. Создание в последние годы лазерных систем с пикосекундной длительностью импульса (10^{-12} с) и мощностью от 10^9 до 10^{12} Вт и выше позволило получить излучение на частоте высших гармоник вплоть до 141-й [7]. Такие установки обеспечивают интенсивность света в околосфокальной области порядка 10^{16} Вт/см², что соответствует значению электрического поля в волне выше атомного.

На рис. 4 схематично приведена зависимость мощности гармоники от ее номера в относительных единицах, взятая из работы [7]. Как видно из рисунка, излучение на частоте 141-й гармоники ($\lambda \approx 7,5$ нм) уверенно фиксируется, хотя мощность его невысока и соответствует нескольким сотням квантов на импульс.

Таким образом, в настоящее время существуют две реальные возможности получения лазерного

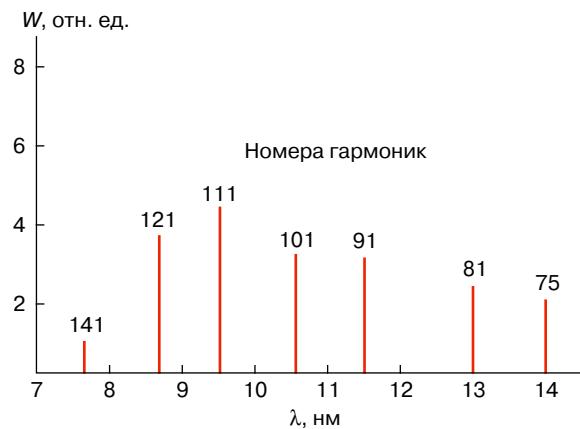


Рис. 4. Мощность различных гармоник (в относительных единицах) излучения накачки интенсивностью 10^{16} Вт/см² и длиной волны $\lambda = 1053$ нм.

излучения в рентгеновской области спектра. Обе приносят положительные результаты, и дальнейшее их развитие дает основание надеяться на их практическое использование.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В.Л. О физике и астрофизике. М.: Наука, 1985. 400 с.
2. Космическое оружие: дилемма безопасности / Под ред. Е.П. Велихова и др. М.: БРЭ, 1992.
3. Физическая энциклопедия. М.: БРЭ, 1992.
4. Mac Gowan B.J. et al. Short Wavelength X-ray Laser at the Lawrence Livermore National Laboratory // Phys. Fluids. Plasma Phys. 1992. V. 4. № 7. Pt. 2. P. 2326–2338.
5. Архипкин В.Г., Попов А.К. Нелинейные преобразования света в газах. Новосибирск: Наука, 1987. 140 с.
6. Лукиных В.Ф., Мысливец С.А., Попов А.К., Слабко В.В. Четырехвольновое смешение частот в парах красителей // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 7. С. 1415–1422.
7. Perry M.D., Mourou G. Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers // Science. 1994. V. 264. P. 917–924.
8. Лукиных В.Ф., Мысливец С.А., Попов А.К., Слабко С.В. Генерация ВУФ-излучения в парах ртути на нелинейности седьмого и девятого порядков // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 9. С. 1895–1904.

* * *

Виталий Васильевич Слабко, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой, проректор по научной работе Красноярского государственного технического университета, ведущий научный сотрудник Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН. Область научных интересов: лазерная физика и нелинейная оптика атомных, молекулярных и кластерных сред. Автор более 120 публикаций.