

РАСХОДИМОСТЬ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. Г. Кочемасов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» ИЛФИ, г. Саров Нижегородской обл.

Часть 1. Природа расходимости

1. Основные сведения о расходимости

Доклад носит учебно-исторический характер. Он посвящен изложению основных понятий о направленности лазерного излучения и методах повышения силы (яркости) света. Количественно расходимость характеризуется углом конуса, в котором распространяется основная доля (порядка 80 %) энергии. Экспериментально угол расходимости определяется по диаметру распределения интенсивности в дальней зоне (в фокусе линзы), путем его деления на фокусное расстояние линзы.

В основе лазера (ОКГ) на базовом уровне – квантовые понятия, однако для мощных (многофотонных) лазеров, лазерное излучение описывается классической световой волной, которая характеризуется амплитудой и фазой. Если на пути волны встречается препятствие с острыми краями, например, непрозрачный кружок, то волна дифрагирует. Если среда распространения оптически неоднородна (градиент показателя преломления отличен от нуля), то волна рефрагирует, ее волновой фронт искажается, градиент фазовой функции становится ненулевым. В случае, когда неоднородности являются мелкомасштабными или в среде имеются пылинки или дефекты, то волна рассеивается. В определенных условиях свет рассеивается и назад.

В лазерах умеренной мощности активную среду можно сохранять однородной. Если вдобавок превышение над порогом генерации невелико, то в лазере реализуется одномодовый режим; расходимость излучения является предельно малой – дифракционной. Количественно ее можно оценить для простейшего плоско-параллельного резонатора как отношение длины волны излучения к радиусу пучка. Обычно реализуется многомодовый режим, расходимость превышает дифракционный предел, причем степень превышения определяется распределением излучения по модам; она тем больше, чем больше энергии высших мод.

В случае неоднородной активной среды пространственная структура пучков (мод) искажается: волновой фронт мод является кривым. Даже в одномодовом случае расходимость превышает дифракционную. Если в эксперименте превышение велико, то рефракция, оптико-геометрическое явление становится определяющей: расходимость можно оценивать в приближении геометрической оптики.

2. Направленность излучения ВФДЛ

Разбираться во всем этом лучше всего на конкретном примере. Для меня учеба происходила при анализе экспериментальных данных в экспериментах с взрывным фотодиссоционным йодным лазером – ВФДЛ. Исследования этого лазера начались в 1965 году по инициативе академиков Н. Г. Басова и Ю. Б. Харитона для изучения возможностей лазерного ПРО. ВФДЛ – уникальный газовый лазер, разработанный в конце 60-х годов усилиями ведущих научных и производственных организаций страны: ВНИИЭФ, ФИАН, ГОИ, ЛОМО и др. Рабочим веществом в нем является смесь C_3F_7I и Хе. Возбуждение активной среды осуществляется светом фронта цилиндрической ударной волны, возникающей при взрыве цилиндрического заряда ВВ. В зависимости от типа заряда волна может быть цилиндрически сходящейся или расходящейся. Генерация происходит на длине волны 1,315 мкм на переходе сверхтонкой структуры атома йода J. Самый большой испытанный образец ВФДЛ имел длину 30 м и диаметр 1,3 м. При длительности импульса около 10^{-4} с, энергия лазерного излучения составила около 1 Мдж: рекорд, продержавшийся 50 лет! Он был побит в ЛЛНЛ (США), когда был создан моноимпульсный твердотельный лазер NIF.

Расходимость излучения ВФДЛ равнялась $2 \cdot 10^{-2}$ мрад. Она превышала дифракционный предел в более, чем 10 тысяч раз, сила света была в миллион раз меньше предельной. В еще одном варианте ВФДЛ со сходящейся УВ энергия была около 10 кДж, расходимость в 5 раз меньше, а сила света всего в 4 раза меньше! Такова цена направленности излучения! В эксперименте с усилителем длиной 10 м, расходимость составила около $3 \cdot 10^{-4}$ рад, энергия – 90 кДж, сила света превысила силу света мегаджоульного генератора в 10^3 раз и составила 10^{12} Дж/ср!

3. Анализ расходимости излучения ВФДЛ

Теоретический анализ природы расходимости начнем с оптического усилителя, на вход которого подадим плоскую волну. Градиент показателя преломления будем считать зависящим только от поперечной координаты. Тогда активную среду можно аппроксимировать набором оптических клиньев, угол которых зависит от поперечной координаты и равен произведению градиента показателя преломления активной среды (для данного клина) на ее длину $\theta = \text{grad } nl$. Максимальное значение этого произведения можно взять за оценку расходимости. В эксперименте $\text{grad } n = 2 \cdot 10^{-7}$, длина $l = 10$ м, расходимость $\theta = 2 \cdot 10^{-4}$ рад, в соответствии с экспериментом.

А как быть с генератором? Генератор можно рассматривать как усилитель очень большой длины. Казалось бы, в этом случае расходимость должна стать очень большой. Этого не происходит, так как при рефракции луч поворачиваясь, смещается к поперечной границе активной среды. Эффективная длина резонатора соответствует достижению лучом этой границы. В результате получаем, что расходимость выходного пучка равна $\theta = 2\sqrt{2\Delta n}$, корню квадратному из поперечного перепада показателя преломления. Приравнивая эту расходимость расходимости излучения усилителя, находим предельную длину усилителя: только при длине усилителя меньше предельной его расходимость лучше генераторной.

Полученные формулы хорошо работают для усилителя и сходящегося вариантов ВФДЛ. В расходящемся варианте перепад показателя преломления Δn тот же, что и в сходящемся, а расходимость в 5 раз больше. В чем же дело? Оказалось, что виноваты так называемые «винтовые фотоны». Прежде всего, отметим, что в них градиент показателя преломления направлен в противоположные стороны. В расходящемся варианте сила действующая на луч направлена к оптической оси. Если траектория луча зависит как от продольной, так и угловой координаты (она извивается вокруг оси), то при его движении возникает центробежная сила. Поэтому возникают винтовые траектории, в которых сила притяжения (градиент показателя преломления) компенсируется центробежной силой. Радиус таких траекторий остается постоянным. Он находится из условия равенства нулю градиента эффективного показателя преломления $n_{\text{eff}} = n(r) - \frac{M^2}{2r^2}$, где $M = r^2 \frac{d\varphi}{dz}$ – сохраняющийся

угловой момент количества движения «фотона». Перепад эффективного показателя преломления оказывается больше, чем в предыдущем варианте. Количественно это отношение равно частному от деления радиуса траектории к характерному масштабу изменения показателя преломления.

С учетом этого множителя получаем величину угла $\theta = 2\sqrt{2\Delta n \frac{R(0)}{2x_0}}$, где $R(0)$ – характерный

начальный радиус винтовой траектории, x_0 – характерный масштаб радиальных неоднородностей. Это значение угла равно экспериментальному значению расходимости для расходящегося варианта ВФДЛ. Интересно отметить, что точно такую логику применил Исаак Ньютон для ответа на вопрос: почему Луна не падает на землю! Отметим, подобного рода моды называются в настоящее время вихревыми.

Расходимость можно уменьшить, с потерей энергии, но с выигрышем в силе света, если длину резонатора l_p сделать больше длины активной среды l_a :

$$\theta = 2 \sqrt{\frac{l_a}{l_p} 2\Delta n}.$$

Корневые формулы справедливы при оценке расходимости излучения в разъюстированном резонаторе $\theta = \sqrt{\frac{\alpha a}{l_p}}$, где α – угол разъюстировки, a – поперечный размер активной среды, l_p – длина резонатора.

На практике применяются различные типы резонаторов. Кроме рассмотренных нами плоско-параллельных, используются сферические, как устойчивые, так и неустойчивые. Они сочетают свойства усилителей и генераторов, причем роль генератора играет центральная приосевая часть резонатора, а усилителя – периферийная. Неустойчивые резонаторы находят широкое применение в мощных лазерах.

4. Причины неоднородности активной среды?

Они зависят от типа активной среды: газ, жидкость, твердое тело, плазма; способа накачки; режима работы: непрерывный, импульсный, частотно мпульсный.

Наиболее универсальной причиной является неоднородный нагрев активной среды. В газах он приводит к градиенту давления, движению вещества, градиенту плотности и показателя преломления. Именно этот механизм вносит основной вклад в неоднородность показателя преломления

ВФДЛ. Величина неоднородностей оценивается как $\Delta n = \frac{(\gamma-1)Q_0(n_0-1)}{D^2\rho_0}$, где Q_0 – полное энерго-

выделение на фронте ударной волны, n_0 , ρ_0 – исходные плотность и показатель преломления, D – скорость фронта ударной волны. Экспериментально измеренное значение перепада показателя преломления оказалось равным $\Delta n = (0,5-2) \cdot 10^{-6}$. Он же является основной проблемой мощных непрерывных лазеров.

Существуют и другие механизмы. Так в ВФДЛ градиенты возникают из-за того, что в процессе фотодиссоциации молекулы $C_3 F_7 J$ показатель преломления меняется, хотя и на небольшую величину. В непрерывных газопоточных лазерах показатель преломления неоднороден из-за неоднородности течения.

Нелинейный механизм реализуется при высокой интенсивности лазерного излучения (самофокусировка, вынужденные излучения и т. п.).

Часть 2. Методы повышения яркости лазерного излучения

Важнейшим является вопрос о возможности уменьшения расходимости путем компенсации искажений волнового фронта, вызванных неоднородностью показателя преломления. Известно несколько таких методов.

5. Начнем с самого яркого из них. Он называется обращением волнового фронта (ОВФ). При этом имеют в виду волну у которой фазовая поверхность та же, что и у исходной волны, но их направления распространения противоположные. Обратить плоскую волну можно поставив зеркало перпендикулярно направлению распространения волны. Например, для бегущей плоской волны $\cos(\omega t - kz)$ обращенным волновым фронтом будет обладать волна $\cos(\omega t + kz)$. Для обращения сферической расходящейся волны достаточно поставить вогнутое сферическое зеркало с соответствующей кривизной. В принципе зная «произвольный» волновой фронт можно изготовить зеркало, ему сопряженное.

Таким зеркалом является голограмма, то есть объемная фотография. Предположим, что на объем желатина падает две волны с примерно противоположных направлениях: одна опорная –

плоская. Другая – сигнал, все три волны содержащая информацию об объекте. Они интерферируют друг с другом. В желатине записывается соответствующая интерференционная картинка. Теперь облучим голограмму плоской (считывающей) волной, точно встречной к опорной волне будет содержать. Тогда рассеянная волна будет содержать часть, обращенную к сигналу. Такую технику показывают в музеях. Очевидно, что в ней считывание отделено по времени от записи.

Этот подход, очевидно, не подходит для нестационарного волнового фронта. Оказывается, однако, существуют волшебные зеркала, которые подстраиваются под изменяющийся во времени волновой фронт, и обращают его. В динамических голограммах все 3 волны: две встречных плоских и «объектную» запускают в нелинейную среду одновременно. Обращенная волна генерируется одновременно с ними. Описанный процесс называют также ЧВС: 4-х волновым смешением.

Самым ярким является ОВФ зеркало, основывающееся на ВРМБ – вынужденном рассеянии Мандельштамма – Бриллюэна (рис. 1). Он – абсолютно отечественное изобретение (Госпремия СССР за 1983 г.). Этот эффект по сути своей является нелинейными. При падении в нелинейную среду, например, ксенон (азот) в газовом состоянии, ЛИ спонтанно рассеивается на шумовых (тепловых) разнонаправленных звуковых волнах. Рассеянные (стоксовы) световые волны распространяются также в разных направлениях. Перейдя на язык частиц можно говорить о столкновении фотона и звукового фона. В результате образуется рассеянный фотон. При таком столкновении сохраняется импульс: закон Брэгга: $2\lambda_3 \sin \frac{\theta}{2} = \lambda$, где λ_3 – длина звуковой волны, θ – угол между падающим и отраженным лучами, λ – длина световой волны в газе.

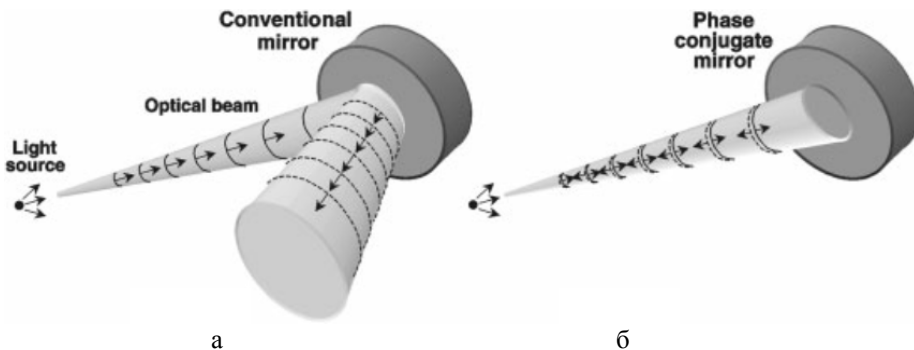


Рис. 1. Сравнение действия обычного зеркала (а) и зеркала с фазовым сопряжением (б)

При достаточно высокой интенсивности ЛИ с произвольным волновым фронтом стоксовы волны могут усиливаться, причем сильнее всего усиливается волна с обращенным волновым фронтом. Если выполнены определенные условия, то идеально обращенная волна становится преобладающей. Коэффициент воспроизведения, то есть нормированный интеграл перекрытия возбуждающей и стоксовой волн, становится близким к единице. Существует много примеров удивительно-го применения ОВФ. В частности, яркость ВФДЛ удалось увеличить в 80 раз.

В рамках проекта «Лямбда» исследовалась возможность получения сверхсильных световых полей с использованием эффекта ОВФ при ВРМБ. При длительности импульса 3 нс и энергии импульса 100 дж пучок был сфокусирован в пятно размером 1,5 мкм. Интенсивность излучения составила $3 \cdot 10^{18}$ Вт/см². Это единственный пример получения таких сверхсильных полей наносекундной длительности. Обычно, такие поля достигаются при использовании импульсов пикосекундной длительности.

Существуют и другие нелинейные методы ОВФ, генетически связанные с ОВФ при ВРМБ. К ним относятся голография (для статики) и динамическая голография (4-х волновое смешение). В динамических голограммах все 3 волны: две встречных плоских и «объектную» запускают в нелинейную среду одновременно. Обращенная волна генерируется одновременно с ними. Описанный процесс называют также ЧВС: 4-х волновым смешением. Оно выгодно отличается от ОВФ-ВРМБ. В ЧВС можно добиться полного пространственно поляризационного ОВФ.

6. Адаптивная оптика

Принципиально универсальным методом уменьшения расходимости является адаптивная оптика. Она широко применяется в астрономии и лазерной технике. В адаптивной системе имеется датчик (измеритель) формы волнового фронта. Популярным является датчик Шака-Гартмана: линзовый растр фокусирует подающее излучение на светочувствительную пластину. Результатом является мозаика световых пятен, в количестве равном количеству линз. По расположению центров пятен алгоритмически определяется форма волнового фронта. Информация о ней передается на исполнительный механизм гибкого (деформируемого) зеркала, с помощью которого волновой фронт трансформируется в плоский.

Современным является метод фазирования независимых излучателей.

В ИЛФИ проведены исследования когерентного фазового суммирования (фазировки) многоканальных непрерывных лазерных систем, построенных по схеме «задающий генератор + блок параллельных усилителей». При параллельном сложении излучения N лазерных каналов энергия системы увеличивается в N раз по сравнению с одноканальным случаем. При условии строгого равенства фаз лазерного излучения в каналах на выходе системы осевая яркость лазерного излучения может быть увеличена в N^2 . Результатом исследований стала фазировка 7-канальной непрерывной оптоволоконной лазерной системы с помощью стохастического параллельного градиентного (СПГ) алгоритма. Данный алгоритм носит итеративный характер и не требует определения ни фазы, ни относительной разности фаз отдельных лазерных каналов. Управление фазами лазерного излучения осуществляется с помощью фазовых модуляторов в соответствии с СПГ алгоритмом по значению мощности суммарного лазерного излучения, прошедшего через диафрагму дифракционного размера. Показано увеличение осевой яркости суммарного излучения в семь раз по сравнению с дефазированным случаем. Длительность итерации составила 140 мкс, время полной фазировки около 3 мс. Полученные результаты находятся на уровне лучших результатов зарубежных лабораторий.

7. Что дальше? Нанопотоника?

Адаптивная оптика и когерентное суммирование – примеры робототехники. В этих системах имеются «глаза», анализирующая система, исполнительный механизм. Их развитие ограничивается возможностями современной полупроводниковой информационной технологии. В последнее время развивается так называемые, нанопотоника, нано материалы, нанолазеры. Речь идет об объектах с наноразмерами ($\leq 30-100$ нм) и быстродействии порядка 10^{15} Гц (вместо электронов – свет). Уже созданы лазеры с размерами меньше длины волны, что в обычной оптике невозможно. Есть шансы на то, что фотонные технологии заменят полупроводниковые. Разработана ближнепольная микроскопия, позволяющая преодолеть дифракционный предел (не распространяющиеся волны). Созданы первые образцы нанолазеров! Чтобы понимать, надо знать полупроводники и оптику металлов.

Квантовая оптика за 100 лет проделала фантастический путь. То ли еще будет.

Список литературы

1. Кириллов Г. А. Исследование поведения вещества в экстремальных условиях. Саров.
2. Кириллов Г. А., Кочемасов Г. Г. Взрывные фотодиссоционные лазеры. 65 лет ВНИИЭФ. Физика и техника высоких плотностей энергии, Саров. 2011. Вып. 2.
3. Зельдович Б. Я., Пилипецкий Н. Ф., Шкунов В. В. Обращение волнового фронта. – М.: Наука, 1985, 240 с.
4. Стариков Ф. А., Колтыгин М. О., Кочемасов Г. Г. и др. Регистрация волнового фронта оптического вихря и его коррекция в замкнутой адаптивной системе с биморфным зеркалом. Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2011. Т. 16. С. 238.
5. Достояние России, Саров, 2016.
6. Волков В. А., Волков М. В., Гаранин С. Г. и др. Динамическая фазировка многоканального непрерывного лазерного излучения с использованием стохастического градиентного алгоритма. Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2014. Т. 19. С. 404.