

АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 621.373.826.038.823

В.В. Колосов, В.О. Троицкий

ОПИСАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ

Предполагается, что реальный световой пучок во многих случаях может быть представлен в виде конечного набора компонент, отличающихся мощностью и расходимостью. Предлагается несложный экспериментально-теоретический комплекс исследований, позволяющий определить радиусы когерентности и мощности каждой компонент. Показано, что трехкомпонентная теоретическая модель, построенная по указанной методике, удовлетворительно описывает распространение в дальней зоне излучения исследуемого лазера на парах меди.

Введение

Исследованию свойств излучения лазера на парах меди (ЛПМ) посвящены сотни оригинальных статей, обзоры, монографии. Подробную библиографию можно найти, например, в [1]. Из числа параметров, определяющих поведение пучка ЛПМ, в первую очередь следует отметить мощность и расходимость как наиболее важные в практическом применении лазера. В настоящей статье мы и ограничимся в основном рассмотрением именно этих характеристик, т.е. будем говорить о так называемой пространственно-энергетической структуре (ПЭС) излучения ЛПМ.

Не касаясь физики процессов формирования выходного пучка ЛПМ, отметим лишь наиболее, на наш взгляд, важное [2,3]. Во-первых, максимальную мощность при минимальной расходимости обеспечивает использование неустойчивого резонатора (НР). Во-вторых, излучение ЛПМ с НР состоит из нескольких компонент (мод [4]), каждая из которых характеризуется своими значениями средней мощности и расходимости. И наконец, эти значения сильно зависят от конструкции лазера, типа НР, а также от режимов работы ЛПМ.

В связи со сказанным представляется очевидным следующее. Использованию ЛПМ должен предшествовать некий, желателен несложный, комплекс исследований, который в каждом конкретном случае обеспечивал бы информацию о количестве компонент в излучении ЛПМ, их мощности и расходимости. В настоящей статье рассмотрен один из возможных вариантов получения указанных сведений. Результаты представлены в виде математической модели выходного пучка ЛПМ, справедливость которой проверяется сравнением с экспериментальными результатами.

1. Экспериментальная установка и методика экспериментов

В качестве исследуемого источника лазерного излучения использовался активный элемент ЛПМ типа <Купон> (длина активной зоны 30 см, диаметр 1,2 см). Лазер работал с частотой повторения импульсов ~6 кГц. Средняя мощность генерации на обеих линиях составляла 1,3 Вт, из них 0,8 Вт на длине волны 510,6 нм, которая и использовалась в экспериментах.

Схема установки показана на рис. 1. Активный элемент 1 помещался в конфокальный НР, собранный на сферических полностью отражающих зеркалах 2 и 3 с фокусным расстоянием, равным 100 и 6 см соответственно. Вывод излучения осуществляется с помощью плоскопараллельного зеркала 4. Отверстие связи диаметром 0,8 мм располагалось в точке общего фокуса зеркал 2 и 3.

Экспериментально находились две зависимости, содержащие информацию о ПЭС излучения ЛПМ. Во-первых, определяли коэффициент пропускания η диафрагмы 7, расположенной в перетяжке сферического зеркала 6:

$$\eta = \eta(\omega) = P_{\omega} / P,$$

где P и P_{ω} – средняя мощность излучения, падающего на диафрагму и проходящего сквозь нее. Измерения проводились для десяти значений радиуса диафрагмы от $\omega_{\min} = 125$ до

$\omega_{\max} = 920$ мкм. Во-вторых, исследовалась зависимость $\eta = \eta(\Delta z)$, где Δz – положение диафрагмы 7 ($\omega = 700$ мкм) относительно плоскости перетяжки (стрелка на рис. 1). Значение Δz изменялось в пределах от -30 до $+30$ см.

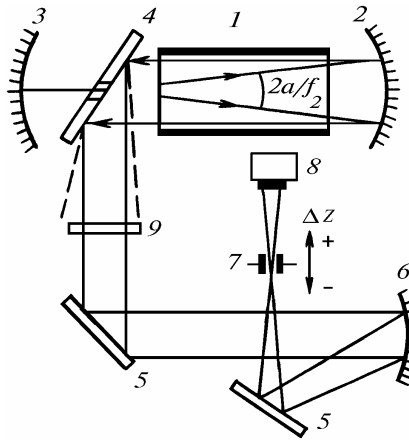


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Эксперименты проводились с двумя сферическими зеркалами 6. Фокусные расстояния зеркал были 155 и 207 см. В качестве измерителя мощности 8 использовался ИМО-2Н. Для выделения зеленой линии ЛПМ применялся интерференционный фильтр 9.

2. Теоретическая модель

Прежде всего необходимо решить вопрос о количестве компонент в выходном пучке ЛПМ с НР.

Предположим, что формирование излучения в НР происходит следующим образом. Спонтанное излучение, распространяющееся в направлении отверстия связи, выходит из резонатора в виде сильно расходящейся сверхсветимости (штриховая линия на рис. 1). Спонтанное излучение, отразившееся от зеркала 2, вновь пройдя зону усиления, образует на выходе ЛПМ так называемую однопроходовую генерацию. Причем та ее часть, которая попадает в пределы конуса с раскрывом $2\alpha f_2$, где α – радиус активной зоны, выходит из резонатора пучком, близким к параллельному. Главным образом из этого излучения при последующих обходах НР и формируется собственно излучение ЛПМ с НР. Так как за время длительности импульса (в нашем случае ~ 20 нс) возможны три полных обхода резонатора, то мы остановимся на трехкомпонентной модели: фон – однопроходовая генерация; промежуточное излучение – пучок, сформированный за два полных обхода, и ядро – за три полных обхода НР. (Термины заимствованы из [3]). Сравнительно маломощное сверхизлучение принимать в расчет не будем.

Поскольку мы имеем дело с частично когерентным светом, то для описания его распространения воспользуемся, как это принято [5], поперечной функцией когерентности. Будем полагать, что для каждой из трех описанных выше составляющих излучения начальное распределение функции когерентности имеет вид

$$\Gamma_i(\alpha, \beta, z=0) = I_{0i} \exp \left\{ -\frac{2\alpha^2}{a_i^2} - \frac{\beta^2}{2l_i^2} + ik \frac{\alpha\beta}{R_i} \right\}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где $\alpha = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$; $\beta = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$; a_i – определяет распределение средней интенсивности; R_i – радиус кривизны среднего волнового фронта; $l_i = a_i L_i / \sqrt{L_i^2 + 2a_i^2}$, L_i – радиус когерентности; z – координаты вдоль луча ($z=0$ – положение зеркала 6 на рис. 1); \mathbf{r} – радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной оси распространения.

В (1) было использовано два приближения – зависимость Γ_i от разностной (β) и суммарной (α) координаты предполагалась гауссовой. Первое предположение довольно распространено и выполняется при достаточно общих ограничениях на флуктуации амплитуды и фазы

излучения [5]. Второе допущение является, вообще говоря, произволом и используется нами исключительно для облегчения аналитических расчетов. Однако известно [5], что в дальней зоне, а следовательно, и в фокальной плоскости распределение интенсивности (а именно оно нас и интересует) определяется начальным распределением функции когерентности по разностной координате и не зависит от начального распределения интенсивности. Поэтому для описания распределения интенсивности в некоторой окрестности геометрического фокуса линзы граничные условия в виде (1) можно считать вполне удовлетворительными.

Используя (1), нетрудно показать [5], что средняя интенсивность каждой компоненты вблизи геометрического фокуса линзы с фокусным расстоянием f определяется выражением

$$I_i(r) \sim P Q_i \exp(-2 r^2/\rho_i^2), \quad (2)$$

где P – полная средняя мощность пучка; Q_i – доля каждой компоненты в полной мощности,

$$\rho_i = \sqrt{z^2 a_i^2 (1/z - 1/f'_i)^2 + 4 z^2 / k^2 l_i^2}, \quad (3)$$

где $f'_i = f R_i / (R_i - f)$; $k = 2\pi/\lambda$; z – расстояние от линзы. В плоскости геометрического фокуса имеем

$$z = f' \text{ и } \rho_i = 2 z / k l_i. \quad (4)$$

3. Обработка результатов

Согласно сказанному в предыдущем разделе интенсивность пучка в плоскости, отстоящей на расстоянии z от линзы, равна

$$I = \sum_{i=1}^3 I_i = \sum_{i=1}^3 I_{0i} \exp(-2 r^2/\rho_i^2) = (2 P/\pi) \sum_{i=1}^3 (Q_i/\rho_i^2) \exp(-2 r^2/\rho_i^2).$$

Мощность P_ω , прошедшая сквозь отверстие радиусом ω , определяется интегралом

$$P_\omega = 2\pi \sum_{i=1}^3 \int_0^\omega I_i(r) r dr = P \sum_{i=1}^3 Q_i [1 - \exp(-2\omega^2/\rho_i^2)] = P \sum_{i=1}^3 Q_i W_i.$$

Тогда для интересующего нас коэффициента пропускания η имеем

$$\eta = \eta(\omega) = \sum_{i=1}^3 Q_i W_i. \quad (5)$$

Пусть коэффициенты пропускания для двух диафрагм с радиусами $\omega = \omega_j, j = 1, 2$, известны. В этом случае имеем три уравнения:

$$\sum_{i=1}^3 Q_i W_{ij} = \eta_j, \quad j = 1, 2; \quad \sum_{i=1}^3 Q_i = 1, \quad (6)$$

где

$$W_{ij} = 1 - \exp(-2\omega_j^2/\rho_i^2).$$

Если каким-то образом все W_{ij} окажутся известными, то (6) превращается в систему уравнений для трех неизвестных коэффициентов Q_i . Решение (6) имеет вид

$$Q_1 = D_1 / D, \quad Q_2 = D_2 / D, \quad Q_3 = 1 - D_1 / D - D_2 / D, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} D &= (W_{11} - W_{31})(W_{22} - W_{32}) - (W_{21} - W_{31})(W_{12} - W_{32}); \\ D_1 &= (\eta_1 - W_{31})(W_{22} - W_{32}) - (\eta_2 - W_{32})(W_{21} - W_{31}); \\ D_2 &= (\eta_2 - W_{32})(W_{11} - W_{31}) - (\eta_1 - W_{31})(W_{12} - W_{32}). \end{aligned}$$

Здесь отметим одно обстоятельство. Если выполняется условие

$$\omega_j \gg \rho_j, \quad j = 1, 2,$$

то

$$D \rightarrow (1 - W_{31})(1 - W_{32}) - (1 - W_{31})(1 - W_{32}) = 0,$$

и решение (7) теряет смысл.

Отклик решения (7) на ошибки, которые могут быть допущены при экспериментальном измерении $\eta = \eta(\omega)$, демонстрирует рис. 2. На нем представлена зависимость среднеквадратической ошибки σ_i в определении коэффициентов Q_i от относительной среднеквадратической ошибки ε_j измерения величины η_j . Полагаем, что с ошибкой измеряются только четыре значения η_j , соответствующие четырем первым самым маленьким диафрагмам из десяти реально используемых в эксперименте. Таким образом,

$$\tilde{\eta}_j = \eta_j (1 + \varepsilon_j), \quad j = 1, 4,$$

где гауссова случайная величина ε_j имеет нулевое среднее значение и дисперсию σ_ε^2 .

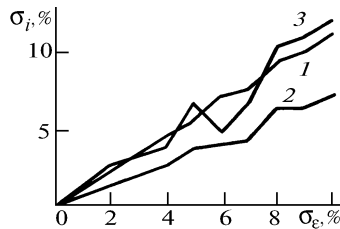


Рис. 2. Зависимость среднеквадратической ошибки σ_i в определении долевых коэффициентов мощности ядра (1), промежуточного излучения (2) и фона (3) от среднеквадратической ошибки σ_ε в измерении $\eta = \eta(\omega_j)$ для четырех наименьших ω_j

Результаты численного моделирования сводились к выражению

$$\sigma_i = \sqrt{(1/N) \sum_{n=1}^N (\tilde{Q}_{in} - Q_i)^2} / Q_i,$$

где Q_i — точные значения долевых коэффициентов; \tilde{Q}_{in} — получаемые при каждой отдельной из $N = 400$ реализаций.

4. Порядок работы

Прежде всего находим экспериментально зависимость $\eta = \eta(\Delta z)$ и определяем величину z_f , при которой $\eta(z_f) = \eta_{\max}$. Затем в плоскости $z = z_f$ снимаем зависимость $\eta = \eta(\omega)$. Далее предполагается несколько этапов.

На первом считаем, что все R_i равны между собой, т.е. все три компоненты имеют перетяжку в плоскости $z = z_f$. Следовательно,

$$f'_i = z_f = R_i f / (R_i - f), \quad i = 1, 2, 3,$$

и, кроме того, для всех ρ_i справедливо (4).

Выбираем произвольно два экспериментальных значения $\eta_j = \eta(\omega_j)$, $j = 1, 2$. Задаем произвольно (но так, чтобы $l_1 > l_2 > l_3$) три значения l_i . Здесь и далее индексами <1>, <2> и <3> будем обозначать характеристики ядра, промежуточного излучения и фона соответственно. Эти l_i подставляем в (4) и вычисляем три значения ρ_i . Затем η_j , ω_j и ρ_i подставляем в (7) и находим коэффициенты Q_i .

Две тройки параметров Q_i и l_i , полученных указанным образом, полностью определяют поведение кривой $\eta = \eta(\omega)$, удовлетворяющее двум выбранным экспериментальным точкам. По формуле (5) строим эту зависимость и сравниваем ее с экспериментальной. Подбирая величины l_i , добиваемся наилучшего совпадения теоретической зависимости с экспериментом.

Берем еще несколько пар экспериментальных значений и повторяем указанную процедуру. Затем находим средние (по числу взятых пар) значения \bar{Q}_i и \bar{l}_i , которые и считаем искомым конечным результатом.

Теперь необходимо, используя (3) и найденные \bar{Q}_i и \bar{l}_i , построить теоретическую зависимость $\eta = \eta(\Delta z)$ и добиться ее максимального совпадения с экспериментальной путем подбора значений a_i , входящих в (3). При согласовании графиков может возникнуть необходимость отказаться от предположения о равенстве R_i . В этом случае поступаем так. Поскольку найденная выше величина z_f сильно зависит от расстояния между зеркалами 2 и 3 НР (рис. 1), последний нетрудно настроить таким образом, чтобы выполнялось $z_f = f$ – истинное фокусное расстояние зеркала б. В этом случае без существенной ошибки полагаем, что

$$R_1 = \infty > R_2 > R_3.$$

Следовательно, для того, чтобы согласовать теоретическую зависимость $\eta = \eta(\Delta z)$ с экспериментальной необходимо подобрать пять параметров: a_i , R_2 и R_3 .

На втором этапе необходимо уточнить имеющиеся значения \bar{Q}_i и \bar{l}_i , используя уже на первом шаге формулу (3), а не (4), и найденные значения a_i и R_i . Затем с уточненными \bar{Q}_i и \bar{l}_i вновь подобрать a_i и R_i и т.д. Цикл продолжается до тех пор, пока изменения искомым величин при каждой следующей итерации не окажутся пренебрежимыми. Оценки показывают, что уже на втором этапе уточненные значения, например \bar{Q}_i , отличаются от первоначальных меньше, чем на 0,5% по абсолютной величине, т.е. во многих случаях одного этапа будет вполне достаточно.

5. Результаты измерений и основные выводы

По изложенной выше методике мы провели измерения для двух значений фокусного расстояния зеркала б ($f = 155$ и 207 см). Полученные при этом значения \bar{Q}_i и \bar{l}_i приведены в таблице.

Параметры	z_f , см		
	155	207	Среднее (по двум z_f)
$\bar{l}_1, \bar{l}_2, \bar{l}_3$, см	0,25; 0,058; 0,01	0,25; 0,056; 0,008	0,25; 0,057; 0,009
$\bar{Q}_1, \bar{Q}_2, \bar{Q}_3$, %	22,8; 57,9; 19,3	22,5; 62,4; 15,1	22,65; 60,15; 17,2

На рис. 3 показаны экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости $\eta = \eta(\omega)$. Для расчетов были использованы средние (по двум z_f) значения \bar{Q}_i и \bar{l}_i (третья колонка в таблице).

С этими же значениями \bar{Q}_i и \bar{l}_i , а также при $a_1 = a_2 \approx 0,56$ см, $a_3 \approx 1,8$ см, $R_2 \approx 18 \cdot 10^3$ см и $R_3 \approx 10^3$ см, были рассчитаны теоретические зависимости $P_\omega = P_\omega(\Delta z, \omega = 700$ мкм). Результаты представлены на рис. 4. Точками показаны соответствующие экспериментальные значения. Хорошее совпадение теории и эксперимента позволяет предположить, что выражение (1) является удачной моделью пучка ЛПМ с НР, если интересоваться распределением интенсивности в дальней зоне (точки, соответствующие максимальным Δz , на рис. 4 заметно выпадают).

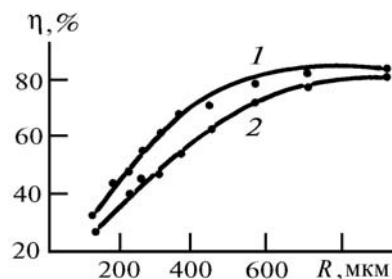


Рис. 3. Коэффициент пропускания диафрагмы, расположенной в фокальной плоскости зеркала, как функция радиуса диафрагмы. 1 – фокусное расстояние зеркала $f = 155$, 2 – $f = 207$ см

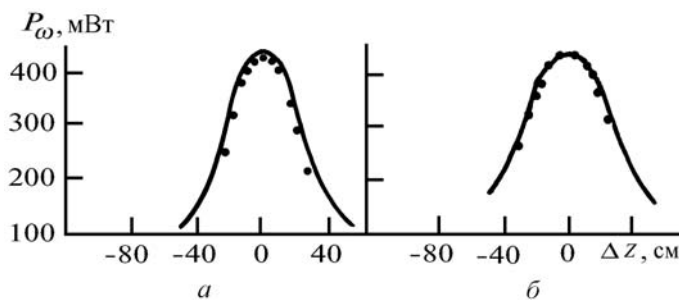


Рис. 4. Мощность излучения, прошедшего сквозь диафрагму с радиусом $\omega = 700$ мкм, как функция положения диафрагмы относительно фокальной плоскости зеркала с $f = 155$ см (а) и с $f = 207$ см (б)

В принципе предлагаемая методика является весьма простой и наглядной. Действительно, в задачу исследователя входит, по существу, лишь экспериментальное измерение зависимостей $\eta = \eta(\omega)$ и $\eta = \eta(\Delta z)$ и занесение этих значений в программу. Причем количество экспериментальных точек может быть уменьшено до 3÷4, и основная сложность – снять эти значения как можно точнее. В решении последней проблемы очень помогают два обстоятельства. Во-первых, зависимость $\eta = \eta(\omega)$ должна быть гладкой и монотонной. Во-вторых, измеренная величина η может быть только меньше, либо равной истинной. Эти обстоятельства позволяют корректировать результаты в процессе измерений.

Отметим основные, на наш взгляд, недостатки предлагаемой методики. Во-первых, все параметры фона (за исключением \bar{Q}_3) определяются весьма условно, т.е. поведение графиков на рис. 3 и 4 очень слабо от них зависит. Во-вторых, это необходимость подбора ряда параметров. Конечно, хотелось бы (б) дополнить еще тремя уравнениями и решать систему шести уравнений для шести неизвестных величин \bar{Q}_i и \bar{I}_i . Однако пока это представляется весьма проблематичным.

Заключение

Отметим, что использование трехкомпонентной модели связано исключительно с выбранным нами объектом исследования. При необходимости предлагаемая методика легко обобщается на случай произвольного числа компонент выходного излучения. Предполагается также, что без принципиальных изменений предлагаемая методика будет применима для исследования любого лазерного и нелазерного излучения с гауссовой статистикой при одном условии – степень монохроматичности излучения должна быть настолько высокой, чтобы влиянием хроматических aberrаций можно было пренебречь.

1. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. Новосибирск: Наука, 1985. 151 с.
2. Исаев А.А., Петраш Г.Г. // Труды физического института им. П.Н. Лебедева. 1991. Т. 206. С. 116–135.
3. Зубов В.В., Лябин Н.А., Чурсин А.Д. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. N 12. С. 2431–2436.
4. Ананьев Ю.А. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. N 6. С. 1138–1141.
5. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 468 с.

V.V. K o l o s o v, V.D. T r o i t s k i i . **Description of Coherent Properties of a Copper-Vapor Laser Emission.**

It is proposed in this paper to assume that in many practical cases an actual light beam can be presented as a combination of components that differ by power and divergence. Not very complicated series of theoretical and experimental investigations enabling one to determine radii of coherence and powers of these components is proposed. It is shown in this paper that a three-component theoretical model, constructed according to this technique quite well describes propagation of the radiation of the Cu-vapor laser under study in the far zone of propagation.