

# Алгоритм определения форм-фактора газового лазера в режиме развитой генерации

В.С. Белый

**Аннотация**— Данная научная статья посвящена определению форм-фактора газового лазера расчётным методом. Результатом работы является типовой алгоритм определения уравнения спектральной линии лазерного излучения для режима развитой генерации с приведённым примером решения задачи по определению форм-фактора газового лазера на примере гелий-неонового лазера. Приведённый в статье алгоритм может быть положен в основу методик определения расчётным методом спектральной плотности лазерного излучения при проектировании газовых лазеров. В статье показано, что для газового лазера в режиме развитой генерации, когда число фотонов в моде резонатора достаточно велико, а амплитудные и фазовые флуктуации являются независимыми, при этом изменения фазы носят случайный характер и имеют нормальное распределение, уравнение огибающей спектра излучения представляет собой результат прямого преобразования Фурье двумерной корреляционной функции сигнальной составляющей излучения, амплитуда которого определяется суммарной амплитудой фотонов в моде резонатора. Цель – разработка результативного, дискретного, определённого и массового алгоритма определения явного вида функции, являющейся математической моделью спектра лазерного излучения на примере газового лазера. Метод проведения работы: в работе использовался расчётный метод определения форм-фактора газового лазера на примере обычного гелий-неонового лазера. Результаты: синтезирован результативный, дискретный, определённый и массовый алгоритм определения спектральной плотности излучения газового лазера и приведён пример, доказывающий работоспособность предложенного алгоритма. Область применения результатов: полученные результаты могут быть положены в основу перспективных методик определения расчётным методом спектральной плотности лазерного излучения при проектировании газовых лазеров.

**Ключевые слова**—газовый лазер, мода резонатора, двухуровневая система, частота Раби, режим развитой генерации, инверсия населённости, амплитудные и фазовые флуктуации, диффузия фазы, форм-фактор, спектр излучения.

## I. ВВЕДЕНИЕ

Актуальными и практически важными в настоящее время проблемами в процессе проектирования и производства лазеров являются научные проблемы,

Статья получена 12 октября 2021.  
Белый Вячеслав Сергеевич  
кандидат технических наук  
доцент кафедры физики имени В.А. Фабриканта  
Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт»

связанные с определением спектров излучения последних. С одной стороны, на сегодняшний день, существует много подходов к решению таких проблем, использующих в том числе и расчётные методы. С другой стороны, по мнению автора, во избежание путаницы, связанной с описанием лазерного излучения с точек зрения классической, полуклассической и квантовой теориями требуется некоторый единый упорядоченный подход, позволяющий определить форм-фактор.

Изложенное противоречие, в некотором смысле, порождает научную проблему поиска единого подхода к определению форм-фактора – выводу уравнения спектральной плотности излучения лазера, непротиворечащего классической и полуклассической теориям электромагнитной волны, а также квантовой теории света. Поэтому целью научной статьи является разработка результативного, дискретного, определённого и массового алгоритма определения явного вида функции, являющейся математической моделью спектра лазерного излучения на примере газового лазера. В данном научном труде предлагается алгоритм, удовлетворяющий вышеперечисленным свойствам, в основе которого лежат полуклассические уравнения Максвелла-Блоха. Алгоритм может быть положен в основу перспективных методик определения расчётным методом спектральной плотности лазерного излучения при проектировании газовых лазеров.

## II. АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ ВОПРОСА

В отечественной и зарубежной литературе очень много внимания уделяется проблеме определения спектров излучения лазеров [2-4, 10, 15]. При решении данной проблемы, в силу ряда особенностей протекания физических процессов при работе лазера, удобнее всего использовать функцию форм-фактора [5, 7, 13]. В целом, решение задачи определения форм-фактора любого лазера сводится к нахождению уравнения для спектральной плотности его излучения.

Известно [1], что комплексная амплитуда фотона в моде резонатора газового лазера определяется с помощью выражения

$$\dot{a} = \left( i \cdot \Delta - \frac{1}{\tau_a} \right) \cdot a - i \cdot \omega_R \cdot \sigma + F_a(t), \quad (1)$$

а уравнение для комплексной инверсии населённости имеет следующий вид:

$$\dot{D} = 2 \cdot i \cdot \omega_R \cdot (a^+ \cdot \sigma - \sigma^+ \cdot a) - \frac{(D-D_0)}{\tau_D} + F_D(t). \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2):

$\Delta$  – разница циклических частот фотона моды резонатора и излучения;

$a, a^+$  – оператор уничтожения и рождения фотонов соответственно в моде резонатора в картине Шредингера;

$\sigma, \sigma^+$  – понижающий и повышающий операторы матрицы Паули соответственно;

$\tau_a, \tau_D$  – времена затуханий амплитуды моды резонатора и инверсии населённостей двухуровневой системы перехода соответственно;

$D$  – инверсия населённостей двухуровневой системы перехода;

$D_0$  – ненасыщенная инверсия населённостей двухуровневой системы перехода, возникающая в результате внешней накачки;

$\omega_R$  – циклическая частота Раби;

$F_a(t), F_D(t)$  – комплексные составляющие шумов квантования.

Комплексная амплитуда электрической компоненты лазерного излучения [2] с учётом выражений (1) и (2) записывается следующим образом:

$$\dot{a} = \left( \tau_\sigma \cdot \Omega_R^2 \cdot D_0 - \frac{1}{\tau_a} \right) \cdot a - 4 \cdot \tau_D \cdot \tau_\sigma^2 \cdot \Omega_R^4 \cdot D_0 \cdot |a|^2 \cdot a + F(t) \quad (3)$$

С учётом основных положений теории возмущений, амплитуда фотона  $a$  может быть представлена в виде выражения (4)

$$a = (a_0 + \delta a(t)) \cdot e^{i\delta\varphi(t)}. \quad (4)$$

В выражении (4):

$\delta a$  и  $\delta\varphi$  – случайные функции детерминированного аргумента  $t$ , описывающие соответственно амплитудные и фазовые флуктуации, а для амплитуды справедливо соотношение  $\frac{\delta a}{a} \ll 1$ ;

$a_0$  – стационарное решение уравнений Максвелла-Блоха для условия отсутствия шумов.

Выражение для стационарного значения  $a_0$  имеет следующий вид:

$$a_0 = \sqrt{\frac{\tau_\sigma \cdot \Omega_R^2 \cdot D_0 - \frac{1}{\tau_a}}{4 \cdot \tau_D \cdot \tau_\sigma^2 \cdot \Omega_R^4 \cdot D_0}}. \quad (5)$$

Сформулируем более строго задачу определения явного вида функции форм-фактора для газового лазера, относящегося к лазерам класса А, в режиме развитой генерации, когда:

число фотонов в моде резонатора составляет  $N \gg 1$ ;

выполняются соотношения вида  $\tau_a \gg \tau_\sigma, \tau_a \gg \tau_D$ ,

амплитудные и фазовые флуктуации являются независимыми.

### III. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Известно, что система уравнений для амплитудных и фазовых флуктуаций в первом порядке по  $\frac{\delta a}{a}$  имеет следующий вид [16, 17, 18]:

$$\begin{cases} \dot{\delta\varphi} = \frac{1}{a_0} \cdot \text{Im}[F(t) \cdot e^{-i\delta\varphi}] \\ \dot{\delta a} = -2 \cdot \gamma \cdot \delta a + \text{Re}[F(t) \cdot e^{i\delta\varphi}] \end{cases} \quad (6)$$

В системе уравнений (6) величина  $\gamma$  является коэффициентом затухания релаксационных колебаний и определяется с помощью выражения

$$\gamma = \tau_\sigma \cdot \Omega_R^2 \cdot D_0 - \frac{1}{\tau_a}.$$

Усреднение приращений фаз  $\delta\varphi(t)$  и  $\delta\varphi(t')$  осуществляется с помощью мнимых частей шумовых функций  $F(t)$  и  $F(t')$  с помощью выражения

$$\langle \delta\varphi(t), \delta\varphi(t') \rangle = \frac{\langle \text{Im}[F(t)] \text{Im}[F(t')] \rangle}{a_0^2} = \frac{2 \cdot \bar{n} + 1}{2 \cdot \tau_a \cdot N} \cdot \delta(t - t'), \quad (7)$$

откуда находится дисперсия фазы

$$\overline{\delta\varphi^2} = \int_0^t dt' \int_0^{t'} \langle \delta\varphi(t') \delta\varphi(t'') \rangle dt'' = \frac{2 \cdot \bar{n} + 1}{2 \cdot \tau_a \cdot N} \cdot t = 2 \cdot D_\varphi \cdot t. \quad (8)$$

Множитель  $D_\varphi$  в выражении (6) является коэффициентом диффузии фазы [19], определяемый с помощью выражения вида

$$D_\varphi = \frac{2 \cdot \bar{n} + 1}{4 \cdot n \cdot \tau_a}, \quad (9)$$

который описывает временную динамику её изменения, где количество фотонов в моде резонатора определяется как  $N = |a_0|^2$ .

Таким образом, по известным выражениям для амплитуды фотона  $a$ , на основании информации о виде распределений случайных составляющих приращений амплитуды и фазы  $\delta a$  и  $\delta\varphi$ , а также усреднённого значения экспоненты  $e^{i\delta\varphi}$ , **требуется определить** явный вид функции спектральной плотности излучения  $S(\nu)$ , включающую в себя сигнальную и шумовую составляющие.

**Алгоритм** определения форм-фактора газового лазера представляет собой последовательность действий, направленных на определение вида функции спектральной плотности лазерного излучения. Процесс определения спектральной плотности осуществляется с учётом наличия ряда **допущений**:

1. Значение величины приращения фазы  $\delta\varphi$  является случайным во времени и имеет нормальное распределение

$$W(\delta\varphi, \tau) = \frac{1}{\sqrt{4 \cdot \pi \cdot D_\varphi \cdot \tau}} \cdot e^{-\frac{\delta\varphi^2}{4 \cdot D_\varphi \cdot \tau}} \quad (10)$$

с нулевым математическим ожиданием  $\overline{\delta\varphi} = 0$  и корреляционной функцией, представляющей собой дельта-функцию.

2. Среднее значение экспоненты  $e^{i\delta\varphi}$  определяется выражением:

$$\langle e^{i\delta\varphi} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\delta\varphi} \cdot W(\delta\varphi, \tau) d\delta\varphi = e^{-D_\varphi \cdot \tau}. \quad (11)$$

С учётом принятых допущений при нулевых начальных условиях вида  $t = 0, \delta a(0) = 0$ , решение второго дифференциального уравнения системы уравнений (4) имеет вид

$$\delta a(t) = \int_0^t \text{Re} \left[ F(t') \cdot e^{-2 \cdot (t-t')} dt' \right]. \quad (12)$$

Корреляционная функция определяется с помощью выражений вида:

а) для нестационарного состояния:

$$\langle \delta a(t), \delta a(t + \tau) \rangle = \frac{2 \cdot \bar{n} + 1}{8 \cdot n \cdot \gamma \cdot \tau_a} \cdot (e^{-2 \cdot \gamma \cdot \tau} - e^{-2 \cdot \gamma \cdot (2 \cdot t + \tau)}), \quad (13)$$

б) для стационарного состояния:

$$\langle \delta a(t), \delta a(t + \tau) \rangle \Big|_{t=0} = (2 \cdot \bar{n} + 1) \cdot e^{-\frac{\gamma \cdot \tau}{8 \cdot a_0^2 \cdot \gamma \cdot \tau_a}}. \quad (14)$$

Исходными данными для определения уравнения спектральной плотности излучения газового лазера являются следующие величины:

$N$  – количество фотонов в моде резонатора;

$\bar{n}$  – средняя инверсия населённости двухуровневой системы перехода;

$\tau_a$  – время затухания амплитуды моды резонатора;

$\tau_\sigma$  – время затухания амплитуды вектора поляризации атомов активной среды лазера;

$\tau_D$  – время затухания процессов инверсии населённости двухуровневой системы перехода;

$\nu^*$  – частота фотона моды резонатора;

$\Omega_R$  – частота Раби в поле вакуумных флуктуаций резонатора.

Требуется определить уравнение огибающей спектральной плотности лазерного излучения  $S(\nu)$  в явном виде.

Алгоритм определения вида функции  $S(\nu)$  сводится к выполнению следующей последовательности действий:

1. Сначала, с помощью выражения (9), на основании известных величин средней инверсии  $\bar{n}$ , времени затухания  $\tau_a$  и количества фотонов в моде резонатора  $N$  определяется величина диффузии фазы

$$D_\varphi = \frac{2 \cdot \bar{n} + 1}{2 \cdot \tau_a \cdot N}. \quad (15)$$

2. На втором шаге, по вычисленному значению диффузии фазы  $D_\varphi$ , известных значений времён затухания  $\tau_\sigma$ ,  $\tau_D$  и частоты Раби  $\Omega_R$ , определяется значение

$$D_a = \frac{8 \cdot N \cdot \tau_D \cdot \tau_\sigma \cdot \Omega_R^2}{\tau_a} + D_\varphi. \quad (16)$$

Из выражений (15) и (16) видно, что в режиме развитой генерации величина  $D_a$  прямо пропорциональна, а величина  $D_\varphi$  – обратно пропорциональна числу фотонов  $N$  в моде резонатора, поэтому выполняется условие  $D_a \gg D_\varphi$ .

3. Поскольку огибающая спектра сигнала является результатом прямого преобразования Фурье его двумерной корреляционной функции, то используя соотношения (8) и (11), получаем:

$$\begin{aligned} S(\nu) &= \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \text{Re} \left[ \int_0^\infty \langle a(0), a(\tau) \rangle \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot \nu \cdot \tau} d\tau \right] = \\ &= \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \text{Re} \left[ \int_0^\infty \langle (a_0 + \delta a(0)), (a_0 + \delta a(\tau)) \right. \\ &\quad \left. \cdot e^{i \cdot \delta \varphi(\tau)} \rangle \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot (\nu - \nu^*) \cdot \tau} d\tau \right] = \\ &= \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \text{Re} \left[ \int_0^\infty (a_0^2 + \langle \delta a(t), \delta a(t + \tau) \rangle) \cdot \langle e^{i \cdot \delta \varphi} \rangle \right. \\ &\quad \left. \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot (\nu - \nu^*) \cdot \tau} d\tau \right] = \\ &= \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \text{Re} \left[ \int_0^\infty a_0^2 \cdot \langle e^{i \cdot \delta \varphi} \rangle \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot (\nu - \nu^*) \cdot \tau} d\tau \right] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \text{Re} \left[ \int_0^\infty \langle \delta a(t), \delta a(t + \tau) \rangle \cdot \langle e^{i \cdot \delta \varphi} \rangle \right. \\ &\quad \left. \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot (\nu - \nu^*) \cdot \tau} d\tau \right] = \\ &= S_\varphi(\nu) + S_a(\nu). \quad (17) \end{aligned}$$

Первое слагаемое  $S_\varphi(\nu)$  уравнения (17) представляет собой шумовую составляющую спектральной плотности лазерного излучения, а второе слагаемое  $S_a(\nu)$  – сигнальную. Конечные выражения шумовой и сигнальной составляющих имеют вид:

$$S_\varphi(\nu) = S_{\varphi 0} \cdot \frac{D_\varphi}{\pi \cdot [4 \cdot \pi^2 \cdot (\nu - \nu^*)^2 + D_\varphi^2]}, \quad (18)$$

$$S_a(\nu) = S_{a 0} \cdot \frac{D_a}{\pi \cdot [4 \cdot \pi^2 \cdot (\nu - \nu^*)^2 + D_a^2]}, \quad (19)$$

В выражениях (18) и (19) величины являются  $S_{\varphi 0}$ ,  $S_{a 0}$  – нормировочными константами.

Таким образом, выражение для форм-фактора газового лазера в окончательном виде записывается следующим образом:

$$S(\nu) = \frac{1}{\pi} \cdot \left( S_{\varphi 0} \cdot \frac{D_\varphi}{[4 \cdot \pi^2 \cdot (\nu - \nu^*)^2 + D_\varphi^2]} + S_{a 0} \cdot \frac{D_a}{[4 \cdot \pi^2 \cdot (\nu - \nu^*)^2 + D_a^2]} \right). \quad (20)$$

Иногда спектральную плотность  $S(\nu)$  удобно представить в виде функциональной зависимости энергетики излучения  $S(\lambda)$  от длины волны  $\lambda$ . В этом случае выражение (20) приводится к виду:

$$S(\lambda) = \frac{1}{\pi} \cdot \left( S_{\varphi 0} \cdot \frac{D_\varphi}{[4 \cdot \pi^2 \cdot \left(\frac{c}{\lambda} - \nu^*\right)^2 + D_\varphi^2]} + S_{a 0} \cdot \frac{D_a}{[4 \cdot \pi^2 \cdot \left(\frac{c}{\lambda} - \nu^*\right)^2 + D_a^2]} \right). \quad (21)$$

**Пример.** Покажем, как работает предложенный в статье алгоритм на конкретном примере. Типовым примером газового лазера является гелий-неоновый лазер [20]. Исходными данными для определения спектральной плотности излучения гелий-неонового лазера, работающего в режиме развитой генерации, являются следующие величины:

– количество фотонов в моде резонатора  $N = 2 \cdot 10^6$  [см<sup>-3</sup>];

– средняя инверсия населённости двухуровневой системы перехода  $\bar{n} = 10^9$  [см<sup>-3</sup>];

– время затухания амплитуды моды резонатора  $\tau_a = 10^{-7}$  [с];

– время затухания амплитуды вектора поляризации атомов активной среды лазера  $\tau_\sigma = 0,5 \cdot 10^{-9}$  [с];

– время затухания процессов инверсии населённости двухуровневой системы перехода  $\tau_D = 10^{-9}$  [с];

– частота фотона моды резонатора  $\nu^* = 4,741 \cdot 10^{14}$  [Гц];

– частота Раби в поле вакуумных флуктуаций резонатора  $\Omega_R = 10^{-9}$  [Гц].

Требуется:

– определить уравнения огибающей спектральной плотности лазерного излучения как по частоте  $S(\nu)$ , так и по длине волны  $S(\lambda)$ ;

– построить графики функций вида  $S(\nu)$  и  $S(\lambda)$  для наглядного отображения форм-фактора гелий-неонового лазера.

С учётом принятых допущений (10) – (11), уравнение огибающей спектра излучения гелий-неонового лазера определяется следующим образом:

1. С помощью выражения (15) определяется величина диффузии фазы:

$$D_\varphi = \frac{2\cdot\bar{n}+1}{2\cdot\tau_a\cdot N} = \frac{2\cdot 10^9 [\text{см}^{-3}] + 1}{2\cdot 10^{-7} [\text{с}] \cdot 2\cdot 10^6 [\text{см}^{-3}]} \approx 5 \cdot 10^9 [\text{Гц}].$$

2. Величина диффузии  $D_a$  рассчитывается с помощью выражения (16):

$$D_a = \frac{8\cdot N \cdot \tau_D \cdot \tau_\sigma \cdot \Omega_R^2}{\tau_a} + D_\varphi = \frac{8\cdot 2\cdot 10^6 \cdot 10^{-9} [\text{с}] \cdot 0,5\cdot 10^{-9} [\text{с}] \cdot (10^{-9})^2 [\text{Гц}]^2}{\tau_a = 10^{-7} [\text{с}]} + 5 \cdot 10^9 [\text{Гц}] \approx 8 \cdot 10^{13} [\text{Гц}].$$

3. Расчитанные в пунктах 1 и 2 величины  $D_\varphi$  и  $D_a$  подставляются в выражения (20) и (21), преобразуя их с учётом остальных исходных данных к окончательным видам:

$$S(\nu) \approx \frac{5\cdot 10^{17}}{\pi \cdot [(6,283\cdot 10^{14} \cdot \nu - 2,979\cdot 10^{15})^2 + 2,5\cdot 10^{19}]} + \frac{8\cdot 10^{17}}{\pi \cdot [(6,283\cdot 10^{14} \cdot \nu - 2,979\cdot 10^{15})^2 + 2,011\cdot 10^{28}]} + \frac{5\cdot 10^{17}}{\pi \cdot \left[ \left( \frac{1,885\cdot 10^{15}}{\lambda} - 2,979\cdot 10^{15} \right)^2 + 2,5\cdot 10^{19} \right]} + \frac{8\cdot 10^{17}}{\pi \cdot \left[ \left( \frac{1,885\cdot 10^{15}}{\lambda} - 2,979\cdot 10^{15} \right)^2 + 2,011\cdot 10^{28} \right]}.$$

Результаты графического решения уравнений (20) и (21) представлены на рисунках 1 и 2 соответственно.

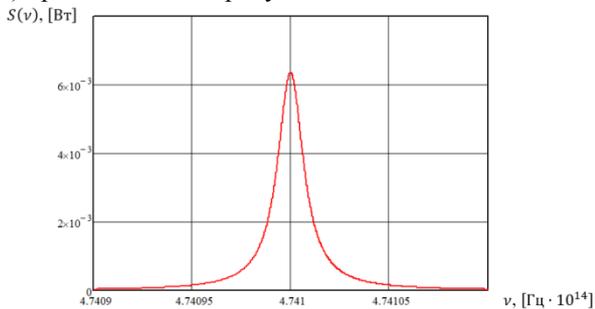


Рис. 1 График зависимости  $S(\nu)$ .

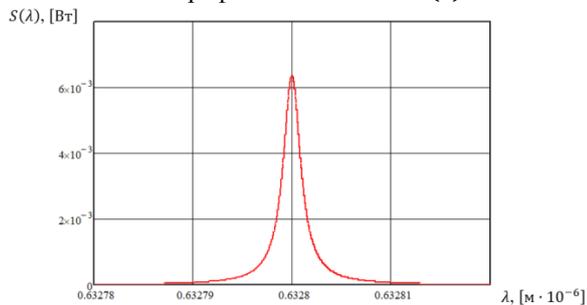


Рис. 2 График зависимости  $S(\lambda)$ .

Анализ графиков, приведённых на рисунках 1 и 2, показывает, что максимальная амплитуда излучения, соответствующая резонансной частоте  $\nu^*$ , составляет приблизительно 0,64 [мВт], а ширина спектра не превышает 2 [ГГц] по частоте (2,67 [пм] по длине

волны), что практически не выходит за рамки техническим характеристик типового гелий-неонового лазера [6, 8, 9, 12, 14].

#### IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведённый в данной научной статье алгоритм определения спектральной плотности  $S(\nu)$  излучения газового лазера, работающего в режиме развитой генерации, когда число фотонов в моде резонатора  $N$  очень велико, а амплитудные и фазовые флуктуации являются независимыми, является определённым, результативным, массовым и дискретным. Об определённости предложенного алгоритма свидетельствует факт получения однозначных результатов вычислительного процесса получения явного вида функций  $S(\nu)$  и  $S(\lambda)$  при конкретных заданных исходных данных. Подтверждением дискретности служит наличие в алгоритме не вызывающих сомнений определённых этапов его выполнения. Факт определения явного вида искомым функций  $S(\nu)$  и  $S(\lambda)$  через конечное количество шагов доказывает результативность алгоритма. Данный алгоритм может быть положен в основу методик определения расчётным методом спектральной плотности  $S(\nu)$  лазерного излучения, например, при проектировании газовых лазеров, что говорит о массовости алгоритма.

#### БИБЛИОГРАФИЯ

- [1] Асрян Л.В. Лазеры на квантовых точках с асимметричными барьерными слоями: близкие к идеальным пороговые и мощностные характеристики // Квантовая электроника. – 2019. – Т. 49. – № 6. – С. 522-528.
- [2] Золотоверх И.И., Ларионцев Е.Г. Частотные характеристики газового кольцевого лазера со связанными резонаторами // Квантовая электроника. – 2019. – Т. 49. – № 8. – С. 740-744.
- [3] Астапович М.С., Гладышев А.В., Худяков М.М., Косолапов А.Ф., Лихачев М.Е., Буфетов И.А. Полностью волоконный газовый рамановский лазер с длиной волны генерации 4,4 мкм // Фотон-экспресс. – 2019. – № 6(158). – С. 239-240. – DOI 10.24411/2308-6920-2019-16120.
- [4] Авдеев А.В., Борейшо А.С., Киселев И.А., Морозов А.В., Орлов А.Е. Сверхзвуковые газовые и химические лазеры: развитие технологий // Фотоника. – 2020. – Т. 14. – № 8. – С. 648-661. – DOI 10.22184/1993-7296.FRos.2020.14.8.648.661.
- [5] Ионин А.А., Киняевский И.О., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А. Широкодиапазонный ИК лазерный источник (2,5–17 мкм) для диагностики плазмы (Обзор) // Ядерная физика и инжиниринг. – 2016. – Т. 7. – № 5. – С. 383-390. – DOI 10.1134/S2079562916050080.
- [6] Crump P., Decker J., Winterfeld M., Fricke J., Maaßdorf A., Erbert G., Tränkle G. Development of high-power diode lasers with beam parameter product below 2 mm×mrad within the BRIDLE project // Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering. - 2015. - vol. 9348. 10.1117/12.2077617.
- [7] Kameyama N., Yoshida H., Fukagawa H., Yamada K., Fukuda M. Thin-Film Processing of Polypropylene and Polystyrene Sheets by a Continuous Wave CO2 Laser with the Cu Cooling Base // Polymers. 2021. -vol.13. 10.3390/polym13091448.
- [8] Khan N., Goldwasser S., Abas N., Kalair A., Haider A. Experimental investigation of unidentified helium-neon lasers. Applied Optics. 2017. vol. 56. pp. 10030-10039. 10.1364/AO.56.010030.
- [9] Khan N., Abas N., Kalair A. Multiline distributed feedback dye laser endorses Wien's displacement law // Applied Physics B. 2016. vol. 122. 10.1007/s00340-016-6367-2.
- [10] Li M., Kan R., He Y., Liu J., Chen B., Yao L., Ruan J., Xia H., Deng H., Fan X., Tao B., Cheng X. Development of a laser gas analyzer for fast CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O flux measurements utilizing derivative absorption

spectroscopy at a 100 Hz data rate // *Sensors*. 2021. Vol. 21. P.3392. 10.3390/s21103392.

[11] Lim K-D, Choi H-K, Sohn, I-B, Lee B-H., Kim J-T. Fabrication of Lensed Optical Fibers for Biosensing Probes Using CO<sub>2</sub> and Femtosecond Lasers // *Applied Sciences*. 2021. Vol. 11. P.3738. 10.3390/app11093738.

[12] Luk'yanchuk B., Zheludev N.I., Maier S.A., Halas N.J., Nordlander P., Giessen H., Chong C.T. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials // *Nature materials*. – 2010. – vol. 9. – pp. 707–715.

[13] Nampoothiri V., Beygi F., Debord B., Gerome F., Benabid F., Rudolph W. High photon conversion efficiency continuous wave lasing in an optically pumped L<sub>2</sub> hollow fiber gas laser in the visible region // *Applied Optics*. 2017. vol. 56. pp. 9592. 10.1364/AO.56.009592.

[14] Overton G., Belforte D., Noguee A., Holton C. Lasers surround us in the year of light // *Laser Focus World*. 2015. vol. 51. p. 32.

[15] Rejani A., Hashemzadeh M. CO<sub>2</sub> laser-air cutting of glass-fibre-reinforced unsaturated polyester (GFRUP): an experimental investigation // *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*. 2021. 10.1007/s00170-021-07180-6.

[16] Sierra-Hernandez J., Martin V.J., Delgado G., Martinez-Rios A., Porraz-Culebro T., Silva E., Ledesma-Carrillo L., Jauregui-Vazquez D. Switchable ytterbium fiber laser based on a symmetrical long-period fiber grating // *IEEE photonics journal*. 2021. PP. 1-1. 10.1109/jphot.2021.3076416.

[17] Singh P., Das S. Generation of microstructures and extreme sub-wavelength laser-induced periodic structures on the Si surface using  $N_2$  nanosecond pulsed laser for the reduction of reflectance // *Pramana*. 2021. Vol 95. 10.1007/s12043-020-02051-3.

[18] Sun S., Zhang G., Shi W., Tian Z., Sheng Q., Zhang Y., Zhang H., Yao J. Optically pumped gas terahertz fiber laser based on gold-coated quartz hollow-core fiber, Optically pumped gas terahertz fiber laser based on gold-coated quartz hollow-core fiber // *Applied Optics*. 2019. vol 58. no 11, pp. 2828 – 2831. doi:10.1364/AO.58.002828

[19] Yao Y., Fan, Y. CO<sub>2</sub> laser fabrication of hydrogel-based open-channel microfluidic devices // *Biomedical Microdevices*. 2021. vol. 23. 10.1007/s10544-021-00584-x.

[20] Zamily R. The influence of Helium-Neon laser irradiation on wound healing // *International Journal of pharma and Bio Sciences*. 2018. vol. 9. 10.22376/ijpbs.2018.9.2.p63-68.

# Algorithm for determining the form factor of a gas laser in the advanced generation mode

Vyacheslav Belyi

**Abstract**— This scientific article is devoted to the determination of the form factor of a gas laser by the calculation method. The result of the work is a typical algorithm for determining the equation of the spectral line of laser radiation for the developed generation mode with the given example of solving the problem of determining the form factor of a gas laser on the example of a helium-neon laser. The algorithm given in the article can be used as the basis for methods for determining the spectral density of laser radiation by the calculation method when designing gas lasers. The article shows that for a gas laser in the advanced generation mode, when the number of photons in the resonator mode is sufficiently large, and the amplitude and phase fluctuations are independent, while the phase changes are random and have a normal distribution, the equation of the envelope of the radiation spectrum is the result of a direct Fourier transform of the two-dimensional correlation function of the signal component of radiation, the amplitude of which is determined by the total amplitude of photons in the resonator mode. Development of an effective, discrete, definite and mass algorithm for determining the explicit form of a function that is a mathematical model of the laser radiation spectrum on the example of a gas laser. Methodology: the paper used a computational method for determining the form factor of a gas laser on the example of a conventional helium-neon laser. Results: a productive, discrete, definite and mass algorithm for determining the spectral density of gas laser radiation is synthesized and an example is given that proves the efficiency of the proposed algorithm. Practical implication can be used as the basis for promising methods for determining the spectral density of laser radiation by the calculated method when designing gas lasers.

**Key words**— gas laser, resonator mode, two-level system, Rabi frequency, advanced generation mode, population inversion, amplitude and phase fluctuations, phase diffusion, form factor, radiation spectrum.

[1] Asryan L.V. Lasers on quantum dots with asymmetric barrier layers: threshold and power characteristics close to ideal. *Quantum Electronics*. vol. 49, no. 6, 2019.

[2] Zolotoverkh I.I., Lariontsev E.G. Frequency characteristics of a gas ring laser with coupled resonators. *Quantum Electronics*. vol. 49, no. 8, 2019.

[3] Astapovich M.S., Gladyshev A.V., Khudyakov M.M., Kosolapov A.F., Likhachev M.E., Buffetov I.A. A fully fiber gas Raman laser with a generation wavelength of 4.4 microns. *Photon Express*. no 6(158), 2019.

[4] Avdeev A.V., Boreysho A.S., Kiselev I.A., Morozov A.V., Orlov A.E. Supersonic gas and chemical lasers: the development of technologies. *Photonics*. Vol. 14. no. 8, 2020.

[5] Ionin A.A., Kinyaevsky I.O., Klimachev Yu.M., Kozlov A.Yu., Kotkov A.A. A wide-range IR laser source (2.5-17 microns) for plasma diagnostics (rEview). *Nuclear Physics and Engineering*. vol. 7, no. 5. 2016.

[6] Crump P., Decker J., Winterfeld M., Fricke J., Maaßdorf A., Erbert G., Tränkle G. Development of high-power diode lasers with beam

parameter product below 2 mm×mrad within the BRIDLE project. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*. vol. 9348, 2015.

[7] Kameyama N., Yoshida H., Fukagawa H., Yamada K., Fukuda M. Thin-film processing of polypropylene and polystyrene sheets by a continuous wave CO<sub>2</sub> laser with the cu cooling base polymers. *Polymers*. vol. 13. 2021.

[8] Khan N., Goldwasser S., Abas N., Kalair A., Haider A. Experimental investigation of unidentified helium–neon lasers. *Applied Optics*. vol. 56, 2017.

[9] Khan N., Abas N., Kalair A. Multiline distributed feedback dye laser endorses Wien's displacement law. *Applied Physics B*. vol. 122, 2016.

[10] Li M., Kan R., He Y., Liu J., Chen B., Yao L., Ruan J., Xia H., Deng H., Fan X., Tao B., Cheng X. Development of a laser gas analyzer for fast CO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub>O flux measurements utilizing derivative absorption spectroscopy at a 100 Hz data rate. *Sensors*. vol. 21. 2021. 10.3390/s21103392.

[11] Lim K-D, Choi H-K, Sohn, I-B, Lee B-H., Kim J-T. Fabrication of lensed optical fibers for biosensing probes using CO<sub>2</sub> and femtosecond lasers applied sciences. *Applied Sciences*. vol. 11. 2021. 10.3390/app11093738.

[12] Luk'yanchuk B., Zheludev N.I., Maier S.A., Halas N.J., Nordlander P., Giessen H., Chong C.T. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nature materials*. vol. 9, 2010.

[13] Nampoothiri V., Beygi F., Debord B., Jerome F., Benabid F., Rudolph W. High photon conversion efficiency continuous wave lasing in an optically pumped L<sub>2</sub> hollow fiber gas laser in the visible region. *Applied Optics*. vol. 56, 2017. 10.1364/AO.56.009592.

[14] Overton G., Belforte D., Noguee A., Holton C. Lasers surround us in the year of light. *Laser Focus World*. vol. 51. 2015.

[15] Rejani A., Hashemzadeh M. CO<sub>2</sub> laser-air cutting of glass-fibre-reinforced unsaturated polyester (GFRUP): an experimental investigation. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*. 2021. 10.1007/s00170-021-07180-6.

[16] Sierra-Hernandez J., Martin V.J., Delgado G., Martinez-Rios A., Porraz-Culebro T., Silva E., Ledesma-Carrillo L., Jauregui-Vazquez D. Switchable ytterbium fiber laser based on a symmetrical long-period fiber grating. *IEEE photonics journal*. 2021. 10.1109/jphot.2021.3076416.

[17] Singh P., Das S. Generation of microstructures and extreme sub-wavelength laser-induced periodic structures on the Si surface using  $\text{N}_2$  nanosecond pulsed laser for the reduction of reflectance. *Pramana*. vol 95. 2021. 10.1007/s12043-020-02051-3.

[18] Sun S., Zhang G., Shi W., Tian Z., Sheng Q., Zhang Y., Zhang H., Yao J. Optically pumped gas terahertz fiber laser based on gold-coated quartz hollow-core fiber, optically pumped gas terahertz fiber laser based on gold-coated quartz hollow-core fiber. *Applied Optics*. vol 58. no 11, 2019. doi:10.1364/AO.58.002828

[19] Yao Y., Fan, Y. CO<sub>2</sub> laser fabrication of hydrogel-based open-channel microfluidic devices. *Biomedical Microdevices*. vol. 23. 2021. 10.1007/s10544-021-00584-x.

[20] Zamily R. The influence of Helium-Neon laser irradiation on wound healing International Journal of pharma and Bio Sciences. vol. 9. 2018. 10.22376/ijpbs.2018.9.2.p63-68.