

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ПАРОВ МЕТАЛЛА ПО ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В РЕЗОНАНСНО ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СРЕДЕ

В. М. Ямщиков, М. А. Ямщикова, А. С. Мокеев, А. Ю. Зимаков, П. А. Пугачев

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

Аннотация

Решена задача о распространении люминесцентных фотонов в резонансно поглощающей среде. С использованием метода Монте-Карло проведены численные эксперименты, имитирующие реальные процессы, происходящие в диагностическом узле, который предназначен для измерения концентрации паров металла. Показано, что в случае, когда люминесцентные фотоны многократно рассеиваются в среде, приносимая ими информация о пространственном распределении интенсивности диагностического лазерного пучка может быть сильно искажена. В расчетах, в которых учитывался процесс перераспределения фотонов по частотам и люминесценции сразу на двух линиях, показано, что используемая схема по измерению концентрации паров металла позволяет (для типичных в эксперименте значений давления и температуры) измерять значения концентрации ниже 10^{14} см³.

Ключевые слова: измерение концентрации паров металла, люминесценция, закон Бугера-Ламберта-Бэра, диагностический лазерный пучок, метод Монте-Карло

Введение

Важный параметр газовых лазеров, определяющий возникновение и величину инверсии в среде, является концентрация атомов рабочего газа. Один из методов измерения концентрации заключается в облучении среды диагностическим лазером, интенсивность которого при проникновении вглубь среды уменьшается по закону Бугера-Ламберта-Бэра. Такому же закону подчиняется интенсивность люминесценции, возникающая в том же объеме, через который проходит диагностический лазерный пучок. Если ось наблюдения регистрирующей аппаратуры перпендикулярна оси распространения диагностического лазерного пучка, то можно наблюдать, как уменьшается интенсивность свечения люминесцентных фотонов в пространстве. Таким образом можно определить показатель экспоненты, входящий в закон Бугера-Ламберта-Бэра. Используя значение показателя экспоненты и сечения поглощения излучения, можно определить концентрацию атомов рабочего газа.

Описанная выше схема измерения концентрации основывается на предположении, что возникший люминесцентный фотон, не взаимодействуя со средой, попадет на объектив регистрирующей аппаратуры и передаёт информацию о концентрации. В действительности, длина свободного пробега фотона может быть такой, что на расстоянии между диагностирующим лазерным пучком и регистрирующей аппаратурой люминесцентный фотон сможет несколько раз рассеяться. В таком случае, приносимая такими фотонами информация может быть существенно искажена.

Эффект, в котором фотону, прежде чем выйти из среды, необходимо несколько раз поглотиться и переизлучиться, носит название пленение излучения (захват излучения) [1–3]. Существует ряд работ, в которых данный эффект исследовался экспериментально [4, 5].

Целью данной работы является исследование влияния многократного рассеяния люминесцентных фотонов в среде на качество измерения концентрации в экспериментах. Рассматриваемая среда является резонансно поглощающей и переизлучение происходит изотропным способом. Моделиро-

вание люминесцентных фотонов проводится методом Монте-Карло. С помощью численного эксперимента можно определить границы применимости метода измерения концентрации по люминесценции диагностического лазерного пучка, распространяющегося в резонансно поглощающей среде.

Постановка задачи

Рассмотрим параллелепипед, объем которого заполнен парами щелочного металла и буферным газом. На рис. 1 представлена плоскость сечения диагностического узла, в которой происходит измерение концентрации. В стенках, лежащих в плоскости xu на расстоянии a друг от друга, сделаны отверстия 1 и 2 диаметра D_1 для ввода-вывода диагностического лазерного пучка 4, ось которого проходит через центры этих отверстий. В стенке, лежащей в плоскости xz при $y = c/2$, сделано отверстие 3 диаметра D_2 , предназначенное для выхода люминесцентных фотонов и дальнейшим их попаданием на объектив 5 с диаметром $D_{об}$ и ПЗС матрицу 6. В первом приближении предполагается, что стенки диагностического узла поглощают облучающее их излучение.

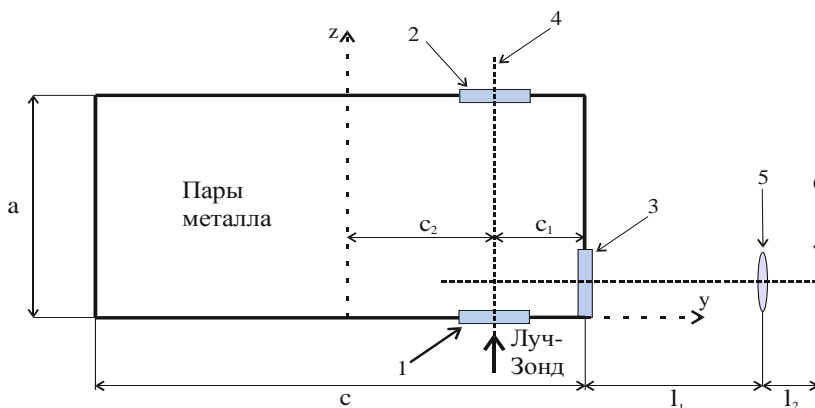


Рис. 1. Плоскость сечения диагностического узла, в которой происходит измерение концентрации паров металла

В отверстиях 1, 2 и 3 установлены стекла прозрачные для излучения. Внутренняя поверхность стекла не покрыта металлической пленкой. Пары металла внутри узла распределены однородно. Диагностический лазерный пучок вводится через центр входного окна 1 и его длина волны λ_{02} . Интенсивность диагностического лазерного пучка на входе в среду распределена однородно по сечению, которое имеет форму круга диаметра $D_{лаз}$.

Распространение пучка описывают скоростные уравнения кинетики и уравнение переноса излучения [6–7]. Так как диагностический лазерный пучок воздействует на среду на протяжении времени значительно превышающим время жизни атома в возбужденном состоянии, то можно принять независимость уравнений кинетики и переноса излучения от времени. Тогда зависимость между интенсивностью лазерного излучения и координатой z будет следующей:

$$\ln\left(\frac{I_{po}}{I}\right) + \frac{(I_{po} - I)}{I_s} = \sigma_{02} \cdot N_0 \cdot z = \frac{z}{l_{02}} \quad (1)$$

$$I_s = \frac{E_{02}}{\sigma_{02}} \cdot \frac{[A_{10}(A_{20} + R_{21}) + R_{12}A_{20}]}{[2R_{12} + A_{10}\left(1 + \frac{g_0}{g_2}\right) + R_{21}]} = \frac{E_{02}}{\sigma_{02}} \cdot \frac{1}{\tau_{эфф}}$$

Здесь индексом 0,1 и 2 будем обозначать состояния атома паров металла $5S_{1/2}$, $5P_{1/2}$ и $5P_{3/2}$, соответственно; I_{po} – интенсивность лазерного пучка на входе в среду; I – интенсивность излучения накачки на глубине z ; I_s – интенсивность насыщения, которая как следует из (1) является функцией параметров среды и фундаментальных констант (коэффициентов Эйнштейна, сечения поглощения, энергии фотонов, давления и температуры среды); σ_{02} – сечение поглощения фотона на переходе

$0 \rightarrow 2$ ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$); N_0 – общая концентрация атомов во всех состояниях; l_{02} – длина свободного пробега фотона в среде; E_{02} – энергия фотона соответствующее переходу $0 \rightarrow 2$; A_{10} – коэффициент Эйнштейна для уровня 1; A_{20} – коэффициент Эйнштейна для уровня 2; $R_{21} = n_{bg} \cdot V \cdot \sigma_{mix}$ – скорость переходов атомов из состояния 2 в состояние 1; $R_{12} = (g_2/g_1) \cdot n_{bg} \cdot V \cdot \sigma_{mix} \cdot e^{-\Delta E/(k \cdot T)}$ – скорость переходов атомов из состояния 1 в состояние 2; n_{bg} – концентрация атомов Буферного газа; $V = [8 \cdot k \cdot T \cdot (1/M_m + 1/M_{bg})/\pi]^{1/2}$; σ_{mix} – сечение перемешивания; M_m – масса атома щелочного металла; M_{bg} – масса атома буферного газа; k – постоянная Больцмана; T – температура паров и буферного газа в диагностическом узле; $\Delta E = E_{02} - E_{01}$ – разность энергий между уровнями $5P_{3/2}$ и $5P_{1/2}$; E_{01} – энергия фотона соответствующее переходу $0 \rightarrow 1$ ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$); g_0, g_1, g_2 – кратность вырождения состояний 0, 1, 2 соответственно.

Значения сечений в центре линии поглощения определяются следующим образом [8–9]:

$$\begin{aligned} \sigma_{01} &= \frac{g_1}{g_0} \frac{\lambda_{01}^2}{8\pi} A_{10} \frac{2}{\pi \Delta v_{01}} & \sigma_{02} &= \frac{g_2}{g_0} \frac{\lambda_{02}^2}{8\pi} A_{20} \frac{2}{\pi \Delta v_{02}} \\ \Delta v_{01} &= \frac{1}{2} \gamma_{01}(T_o) \cdot P_{bg} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_o}} & \Delta v_{02} &= \frac{1}{2} \gamma_{02}(T_o) \cdot P_{bg} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_o}} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\Delta v_{02}, \Delta v_{01}$ – ширина Лоренцевского контура по полувысоте на переходе $0 \rightarrow 2$ и $0 \rightarrow 1$ соответственно; $\lambda_{02} = E_{02}/(h \cdot c)$, $\lambda_{01} = E_{01}/(h \cdot c)$ – длина волны фотонов, переходов $0 \rightarrow 2$ и $0 \rightarrow 1$ соответственно; h – постоянная Планка; c – скорость света; γ_{02}, γ_{01} – константы, определяемые экспериментально; T_o – температура, при которой экспериментально определялись значения констант γ_{02} и γ_{01} ; $P_{bg} = n_{bg} \cdot k \cdot T$ – давление буферного газа.

Значения физических величин, входящих в уравнения (1) и (2), указаны в литературных источниках [8, 10, 11].

Из [6] следует что отношение населённостей на уровнях $5P_{3/2}$ и $5P_{1/2}$ определяется следующей формулой:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{A_{10} + R_{12}}{R_{21}} \quad (3)$$

Здесь n_2, n_1 – концентрации паров металла находящиеся в состоянии $5P_{3/2}$ и $5P_{1/2}$, соответственно. В условиях реального эксперимента $n_2 \approx n_1$. Таким образом, в среде будет генерироваться два люминесцентных излучения на длинах волн λ_{01} и λ_{02} .

Оценим вероятность, с которой фотон с длиной волны λ_{01} может преобразоваться в фотон с длиной волны λ_{02} и наоборот.

$$\begin{cases} C_{2 \rightarrow 1} \sim n_{bg} V \sigma_{mix} n_2 \\ C_{1 \rightarrow 2} \sim n_{bg} V \sigma_{mix} n_1 \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\Delta E_{12}}{kT}} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C_{2 \rightarrow 1} = \frac{n_2}{n_1} \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{\Delta E_{23}}{kT}} \\ C_{1 \rightarrow 2} = \frac{n_1}{n_2} \frac{g_2}{g_1} \\ C_{1 \rightarrow 2} + C_{2 \rightarrow 1} = 1 \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $C_{2 \rightarrow 1}$ и $C_{1 \rightarrow 2}$ – вероятности преобразования фотона с длиной волны λ_{02} в фотон с длиной волны λ_{01} и наоборот, соответственно.

Подставляя типичные для эксперимента значения давления буферного газа и температуры в диагностическом узле формулы (4), получим, что $C_{1 \rightarrow 2} \approx 46\%$, $C_{2 \rightarrow 1} \approx 54\%$.

Известно, что при переизлучении фотонов атомами щелочного металла происходит их перераспределение по частоте. В случае, когда значительную роль играют столкновения излучающего атома с окружающими частицами (то есть уширение спектральной линии связано с ударным механизмом), то используется модель полного перераспределения по частотам (ППЧ) [12, 13]. При этом линии поглощения и переизлучения имеют одинаковые профили, то есть Лоренцевский профиль:

$$a_{v02} = \frac{\Delta v_{02}}{\pi \left[(v - v_{02})^2 + (\Delta v_{02})^2 \right]} \quad a_{v01} = \frac{\Delta v_{01}}{\pi \left[(v - v_{01})^2 + (\Delta v_{01})^2 \right]} \quad (5)$$

Здесь $a_{\nu_{02}}$, $a_{\nu_{01}}$ – функция распределения фотонов по частотам для перехода $0 \rightarrow 2$ и $0 \rightarrow 1$ соответственно; $\nu_{02} = E_{02}/h$, $\nu_{01} = E_{01}/h$ – частота фотона, соответствующая переходу $0 \rightarrow 2$ и $0 \rightarrow 1$ соответственно.

Если проинтегрировать $a_{\nu_{02}}$, либо $a_{\nu_{01}}$ по частоте от 0 до ∞ , то получим значение определеного интеграла равное 1 (при условии, что $\nu_{02}/\Delta\nu_{02}$ и $\nu_{01}/\Delta\nu_{01} \gg 1$). Тогда $a_{\nu_{02}} dv$ и $a_{\nu_{01}} dv$ есть вероятности того, что частота поглощаемого или излучаемого фотона лежит в интервале $[\nu, \nu + d\nu]$. Изменение частоты при переизлучении фотона приводит к изменению его длины свободного пробега. Длины свободных пробегов переизлученных фотонов можно вычислить по следующим формулам:

$$\begin{aligned} l_{02}(\nu) &= l_{02}(\nu_{02}) \frac{\sigma_{02}(\nu_{02})}{\sigma_{02}(\nu)} & l_{01}(\nu) &= l_{01}(\nu_{01}) \frac{\sigma_{01}(\nu_{01})}{\sigma_{01}(\nu)} \\ \sigma_{02}(\nu) &= \frac{g_2}{g_o} \frac{c^2}{4\nu^2} A_{02} \cdot a_{\nu_{02}} & \sigma_{01}(\nu) &= \frac{g_1}{g_o} \frac{c^2}{4\nu^2} A_{01} \cdot a_{\nu_{01}} \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь l_{20} – длина свободного пробега фотона с длиной волны λ_{02} ; l_{10} – длина свободного пробега фотона с длиной волны λ_{01} .

В эксперименте используется диагностический лазер с длиной волны λ_{02} . Используя экспериментальные значения давления буферного газа и температуры среды, получим, что интенсивность насыщения равна $I_s = 29 \text{ Вт/см}^2$ (из формулы (1)). Интенсивность диагностического лазерного пучка на входе в среду равна $I_{po} = 30 \text{ мВт/см}^2$, на три порядка меньше, чем интенсивность насыщения. Следовательно, вторым слагаемым слева в формуле (1) можно пренебречь, а значит, распределение интенсивности диагностического лазерного пучка в пространстве подчиняется закону Бугера-Ламберта-Бэра. В случае, если интенсивность лазерного пучка сравнима или больше интенсивности насыщения, то закон Бугера-Ламберта-Бэра неприменим и необходимо пользоваться уравнением (1).

Численный алгоритм решения уравнения переноса люминесцентных фотонов методом Монте-Карло

Промоделируем распространение лазерного пучка методом Монте-Карло. Для этого пусть в среду поочередно влетают люминесцентные фотоны, которых в пучке N_ϕ штук. Координата точки, в которой поглотился фотон, задается следующим образом, что соответствует однородному распределению лазерной энергии по сечению пучка:

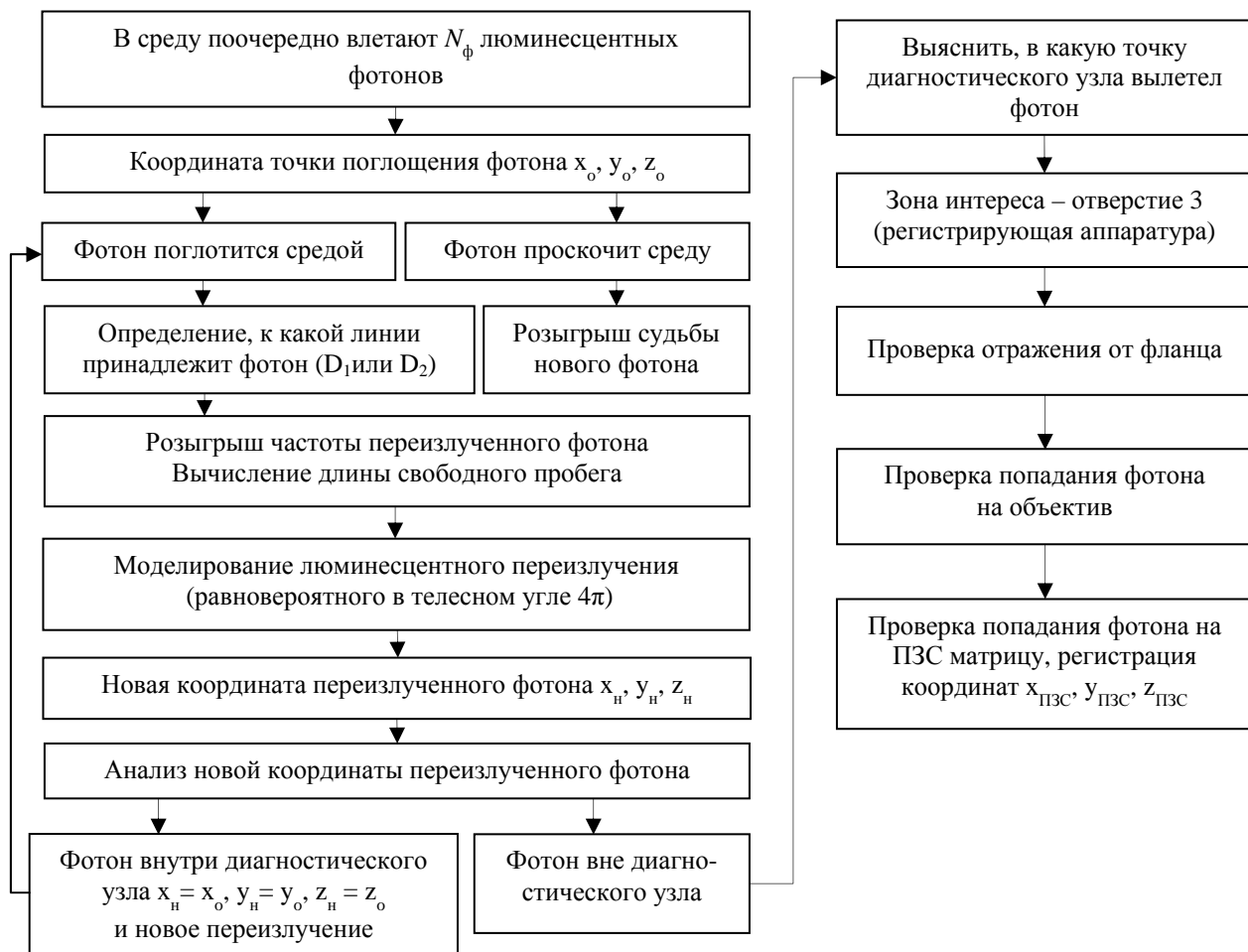
$$\begin{aligned} x_o &= x_{\text{вх}} + \frac{D_{\text{лаз}}}{2} \sqrt{\text{rand}_1} \cdot \cos(2\pi \cdot \text{rand}_2) \\ y_o &= y_{\text{вх}} + \frac{D_{\text{лаз}}}{2} \sqrt{\text{rand}_1} \cdot \sin(2\pi \cdot \text{rand}_2) \\ z_o &= z_{\text{вх}} - l_{02}(\nu_{02}) \cdot \left[\ln(\text{rand}_3) - \frac{I_{po}}{I_s} (1 - \text{rand}_3) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь rand_1 , rand_2 и rand_3 – случайные величины, равномерно распределенные в диапазоне от 0 до 1.

В случае, если распределение лазерной энергии по поперечному сечению пучка имеет Гауссовый профиль, то координата, в которой поглотится фотон, задается следующим образом:

$$\begin{aligned} x_o &= x_{\text{вх}} + \frac{D_{\text{лаз}}}{2} \sqrt{-\ln(\text{rand}_1)} \cdot \cos(2\pi \cdot \text{rand}_2) \\ y_o &= y_{\text{вх}} + \frac{D_{\text{лаз}}}{2} \sqrt{-\ln(\text{rand}_1)} \cdot \sin(2\pi \cdot \text{rand}_2) \\ z_o &= z_{\text{вх}} - l_{02}(\nu_{02}) \cdot \left[\ln(\text{rand}_3) - \frac{I_{po}}{I_s} (1 - \text{rand}_3) \right] \end{aligned} \quad (8)$$

Нижепредставлен алгоритм, который позволит получать изображение на ПЗС матрице, получаемое за счет люминесценции фотонов от диагностического лазерного пучка, распространяющегося в резонансно поглощающей среде. По существу, происходит численный эксперимент, имитирующий реальные процессы в измерительной камере.



Следует отметить, что на процесс случайного блуждания фотона в среде не оказывают влияния другие разыгрываемые фотоны. То есть в данной задаче имеется возможность распараллелить процесс по всем имеющимся ядрам компьютера и получить заметный выигрыш в скорости счета. Например, на компьютере, имеющем 24 ядра и 48 логических процессоров, параллельный счет дает выигрыш по сравнению с прямым счетом в 30 раз. При такой скорости 10^9 розыгрышей фотонов (такое число для большинства расчетов является достаточным) вычисляется за среднее время примерно равное 5–7 минутам.

В дальнейшем будем пользоваться понятием длины «столбика» – $H_{ст}$. Эта длина, на которой интенсивность излучения диагностического пучка уменьшается в 10 раз. Используя закон Бугера-Ламберта-Бэра, легко получить связь между длиной «столбика» и длиной свободного пробега $H_{ст} = \ln(10) \cdot l_{02} = 2,3 \cdot l_{02}$.

Результаты численного моделирования переноса люминесцентных фотонов в диагностическом узле с учетом перераспределения по частотам

Дополнительной целью исследования являлось объяснение возникновения на ПЗС матрице светящегося пятна и увеличения, а затем уменьшения по мере проникновения в глубину среды поперечного размера столбика.

Для объяснения возникновения светящегося пятна предположено, что люминесцентное свечение отражается от фланца, являющимся продолжением выходного окна, на которое нацелена регистрирующая аппаратура. Фланец изготовлен из нержавеющей стали, а значит, может хорошо (коэффициент отражения задавался равным 75 %) отражать излучение. Для проверки этого предположения в численный алгоритм добавлен учет отражения излучения от фланца.

Для объяснения увеличения, а затем уменьшения по мере проникновения в глубину среды поперечного размера столбика предположено, что плоскость, в которой расположен объектив, не параллельна плоскости, в которой расположено выходное окно с нацеленной на него регистрирующей аппаратурой. Возможно и другое объяснение, а именно, в диагностический узел вводится лазерный пучок не перпендикулярно поверхности входного окна. Оба этих предположения эквивалентны. В расчетах учитывалась связь координаты лазерного пучка, распространяющегося под некоторым углом к поверхности входного окна, с координатами лазерного пучка, облучающего поверхность стекла под прямым углом.

Экспериментально полученное изображение столбика и светящегося пятна представлено на рис. 2,а. Расчеты проводились для таких же условий, какие были в эксперименте. Давление буферного газа $P_{\text{бг}}$, температура среды T . Результат численного расчета представлен на рис. 2,б. На этом рисунке представлен расчет, выполненный для лазерного пучка, имеющего Гауссовый профиль распределения интенсивности в сечении ($I = I_0 \cdot \exp(-r^2/d^2)$, где d равнялась 0,66 мм).

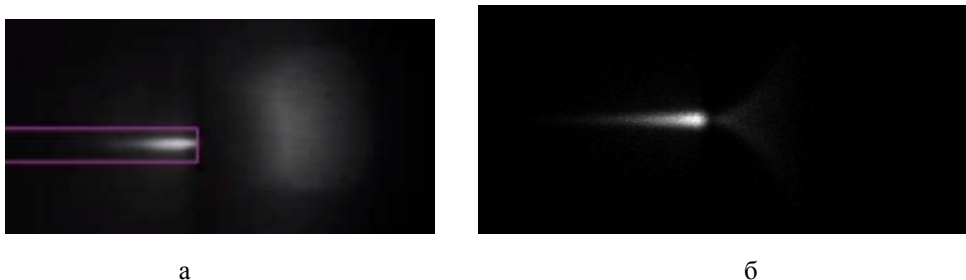


Рис. 2. Изображения люминесцентного свечения на ПЗС (длина «столбика» 7,7 мм): а – экспериментальное изображение; б – расчетное изображение

На рис. 2 оба изображения представлены для случаев, когда длина «столбиков» оставляет 7,7 мм. Из рис. 2,а видно, что справа от «столбика» существует светящееся пятно. Данное пятно связано с люминесценцией «столбика», так как при изменении свечения «столбика» синхронно вместе с ним изменяется свечение пятна. Если предположить, что возникновение пятна связано с отражением люминесцентного излучения от фланца, изготовленного из нержавеющей стали и являющимся продолжением выходного окна, на которое нацелена регистрирующая аппаратура, то получится расчетное изображение люминесцентного свечения на ПЗС представленное на рис. 2,б. Из рис. 2,б видно, что справа от «столбика» возникает светящееся пятно, полученное расчетным путем. Его форма не полностью соответствует форме, полученной в эксперименте. Это связано вероятнее всего с тем, что в расчете при отражении люминесцентного излучения от поверхности фланца использовалась зеркальная индикатриса. В действительности индикатриса имеет более сложный вид. Из результата расчета, представленного на рис. 2,б следует, что светящееся пятно является бликом от поверхности металла.

Также из рис. 2,б следует, что в случае, когда объектив наклонен, либо лазерный пучок вводится в диагностический узел под некоторым углом к входному окну, то по мере проникновения лазерного пучка в среду его поперечный размер сначала увеличивается, а затем уменьшается. Точного совпадения расчетного изображения и экспериментального нет, так как целью исследования не являлось изучение влияния неточностей в расположении диагностирующего оборудования (диагностический лазерный луч, регистрирующее оборудование).

На рис. 3 представлены экспериментальное и расчетное изображения на ПЗС матрице для длины столбика 10,5 мм в случае, когда все экспериментальные неточности были устранены. Измерение концентрации паров металла проводилось в диагностическом узле похожем на диагностический узел рассматриваемый в данной работе. На рис. 3,б представлен расчет эксперимента из рис. 3,а.



Рис. 3. Изображение люминесцентного свечения на ПЗС (длина «столбика» 10,5 мм): а – экспериментальное изображение; б – расчетное изображение

Как видно из рис. 3,а в эксперименте получено изображение, в котором нет бликов и нет увеличения, а затем уменьшения по мере проникновения в глубину среды поперечного размера столбика.

На рис. 4 представлена зависимость распределения интенсивности на ПЗС матрице от глубины проникновения диагностического пучка в среду, для случая, когда ось распространения диагностического пучка находится на расстоянии 31 мм от внутренней стенки выходного окна, а диаметр диагностического лазерного пучка составляет 1 мм.

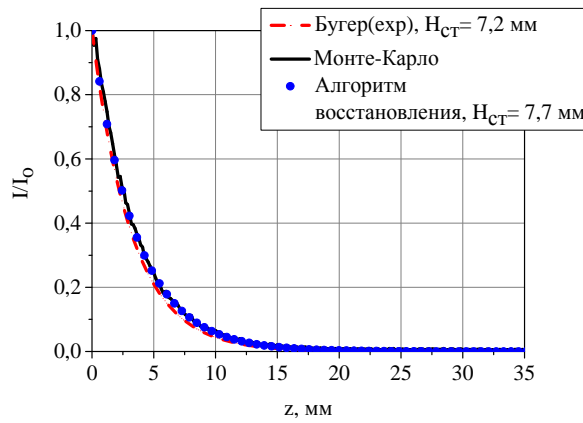


Рис. 4. Зависимость нормированной интенсивности люминесценции вдоль центра пучка от глубины проникновения в среду для длины «столбика» $H_{ст} = 7,2$ мм

На рис. 5 представлена зависимость измеренной длины столбика $H_{и}$ от реальной длины столбика $H_{р}$ для случая, когда $c_1 = 31$ мм и $D_{лаз} = 1$ мм. На рисунке 6 представлена зависимость измеренной концентрации $n_{и}$ от реальной концентрации $n_{р}$ для случая, когда $c_1 = 31$ мм и $D_{лаз} = 1$ мм.

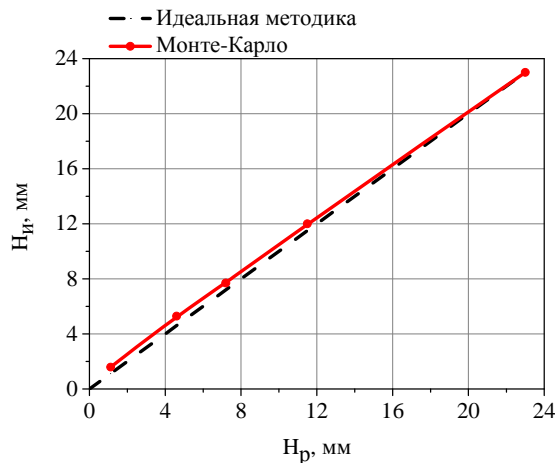


Рис. 5. Зависимость измеренной длины столбика $H_{и}$ от реальной длины столбика $H_{р}$ ($c_1 = 31$ мм и $D_{лаз} = 1$ мм)

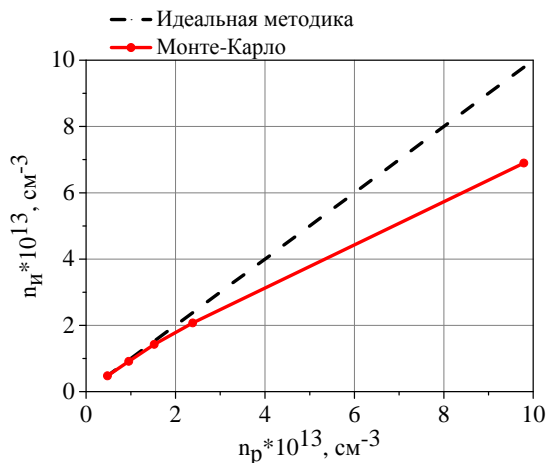


Рис. 6. Зависимость измеренной концентрации n_i от реальной концентрации n_r для случая, когда $c_1 = 31$ мм и $D_{\text{лаз}} = 1$ мм

Из рис. 5 следует, что, начиная с длины «столбика» 12 мм и заканчивая ее значением 1,6 мм (ниже этой величины расчеты не проводились), измеренная длина «столбика» будет отличаться от реальной ее длины примерно на $\Delta H_{\text{ст}} = 0,4 - 0,5$ мм.

График на рисунке 6 получен с помощью значений, представленных на рис. 5, с использованием следующей формулы:

$$n = \frac{\ln(10)}{\sigma_{02} H_{\text{ст}}} \quad (10)$$

Здесь n – концентрация атомов щелочного металла; $H_{\text{ст}}$ – длина столбика.

Используя формулу (10) можно объяснить увеличение отклонения измеренной концентрации от ее реального значения на рисунке 6. Для этого найдем приращение n , считая, что в формуле (10) постоянно только σ_{02} :

$$\Delta n = -\sigma_{02} \cdot n^2 \cdot \ln(10) \cdot \Delta H_{\text{ст}} \quad (11)$$

В формуле (11) σ_{02} и $\Delta H_{\text{ст}}$ постоянны, а значит отклонение измеренной концентрации от ее реального значения квадратично увеличивается с ростом концентрации.

Из рисунка 6 следует, что схема измерения концентрации по люминесценции диагностического лазерного пучка работает при концентрациях паров металла $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и ниже. При концентрации $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ погрешность измерения составляет 30 %. Для типичной в эксперименте концентрации относительная погрешность измерения составляет ≈ 7 %.

Заключение

В работе описан и реализован численный метод, позволяющий имитировать распространение люминесцентных фотонов, создаваемых диагностическим лазерным пучком, внутри диагностического узла, предназначенного для измерения концентрации паров металла.

В расчетной модели задавалась люминесценция сразу на двух линиях. При этом учитывалось явление перераспределения по частотам для каждой линии. Также учитывалось отражение фотонов от стенок диагностического узла и от фланца, в котором закреплено стекло с нацеленным на него регистрирующим оборудованием. Учет отражения фотонов позволил объяснить возникающее во время эксперимента светящееся пятно, которое является бликом от фланца. Расчетным путем показано, что рассмотренную в данном отчете схему измерения концентрации паров металла по люминесценции диагностического лазерного пучка, можно использовать для измерения концентрации ниже 10^{14} см^{-3} . Для типичной в эксперименте концентрации относительная погрешность измерения составляет ≈ 7 %.

Целесообразно при измерении концентрации паров металла:

- 1) Исключить места в диагностическом узле, на которых могут возникать блики;
- 2) Расположение диагностирующей аппаратуры должно максимально соответствовать геометрической схеме эксперимента.
- 3) Следить за тем, чтобы интенсивность диагностического лазерного пучка была много меньше интенсивности насыщения. Если это будет не соблюдено, то зависимость интенсивности свечения люминесценции от глубины проникновения лазерного пучка будет сильно отличаться от закона Бугера-Ламберта-Бэра.

Список литературы

1. Ямщиков В. М., Рогачев В. Г., Кудряшов Е. А., Качалин Г. Н. Перенос и пленение резонансного излучения в двухуровневой системе // Оптика и спектроскопия. 2020. Том 128. № 8. С. 1160.
2. Косарев Н. И. Распад возбужденного состояния $3P_{3/2}$ атомов натрия с учетом пленения излучения // оптика и спектроскопия. 2008. Том 104. № 1. С. 5–8.
3. Булышев А. Е., Преображенский Н. Г., Суворов А. Е. Перенос излучения в спектральных линиях // УФН. 1988. Том 156. № 1. С. 153–176.
4. Саутенков В. А., Аршинова И. Д., Бобров А. А., Вильшанская Е. В., Кудринский Д. А., Зеленер Б. Б. Перенос излучения в атомных парах высокой плотности при различной отстройке пробного лазера от резонансного перехода // Международный научно-исследовательский журнал. 2020. № 4. Ч. 1. с. 6.
5. Курильчик С. В., Кисель В. Э., Кулешов Н. В., Павлюк А. А. Измерение времени затухания люминесценции ионов Yb^{3+} в кристалле $Li_2Zn_2(MoO_4)_3$ с использованием метода, устраняющего влияние перепоглощения излучения // Приборы и методы измерений. 2011. № 1 (2). С. 60.
6. Звелто О. Принципы лазеров / Пер. под науч. Ред. Т. А. Шмаонова. 4-е издание. – СПб.: Издательство «Лань», 2008. – 720 с.
7. Андрианов Е. С., Пухов А. А. Квантовая теория лазера: учебное пособие / Е. С. Андрианов, А. А. Пухов. – М.: МФТИ, 2014. – 90 с.
8. Wallerstein, Austin J., «Kinetics of Higher Lying Potassium States after Excitation of the D2 Transition in the Presence of Helium» // Theses and Dissertations. (2018).
9. Крайнов В. П., Смирнов Б. М. Квантовая теория излучения атомных частиц: Учебное пособие / В. П. Крайнов, Б. М. Смирнов – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2015. – 296 с.
10. Fei Gao, Fei Chen, Jijiang Xie, Dianjun Li, Jungjiang Xie, Guilong Yang, Changbin Zheng, Yan Xu, Jin Guo, Comparative study of diode-pumped hydrocarbon free Rb and K vapor lasers // Optics & Laser Technology 58 (2014) 166 – 177.
11. Daniel A. Steck Sodium D Line Data. [Электронный ресурс] Режим доступа: <http://steck.us/alkalidata>.
12. Нагирнер Д. И. Лекции по теории переноса излучения: Учеб. Пособие. – СПб.: Изд-во С. – Петерб. Ун-та, 2001. – 147 с.
13. Арасланова М. Н., Косарев Н. И., Эльберг М. С. Допплеровское перераспределение по частотам при когерентном излучении фотонов атомами в оптически плотной среде // Оптика и спектроскопия. 2018. Том 125. № 5. С. 579.