

**ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ
РАСSEИВАЮЩЕЙ СРЕДЫ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ АТОМОВ КАЛИЯ,
НА ВРЕМЯ ЗАТУХАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО СИГНАЛА
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО**

В.М. Ямщиков

oefimova@otd13.vniief.ru

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Российская Федерация

Филиал МГУ в г. Сарове, Саров, Нижегородская обл., Российская Федерация

Аннотация

Решена задача о распространении люминесцентных фотонов в резонансно-поглощающей среде, состоящей из атомов исследуемого вещества и буферного инертного газа. С использованием метода Монте-Карло проведены численные эксперименты, моделирующие реальные процессы, которые происходят в камере, предназначенной для определения времени жизни индивидуального атома в возбужденном состоянии с помощью метода измерения времени затухания интенсивности люминесценции. Показано, что когда люминесцентные фотоны многократно рассеиваются (под рассеянием подразумевается процесс поглощения и переизлучения фотона атомом) в среде, время затухания люминесценции заметно увеличивается, достигая значения большего, чем среднее время жизни индивидуального атома в возбужденном состоянии. Отражение фотонов от стенок, из которых состоит камера, может приводить к возникновению погрешностей измерения времени жизни. Теоретически исследован процесс затухания люминесценции при различных отстройках частоты лазера от частоты резонансного перехода. Используются трехуровневая модель атома и модель полного перераспределения по частотам. Описан алгоритм, основанный на методе Монте-Карло, с использованием которого моделируются трехуровневая кинетика населенностей, перенос лазерного излучения, пленение излучения и перераспределение по частотам

Ключевые слова

Метод Монте-Карло, рассеяние, люминесценция, время жизни, полное перераспределение по частотам

Поступила 02.11.2021

Принята 20.12.2021

© Автор(ы), 2022

Введение. Существуют многочисленные экспериментальные методы измерения времени жизни атома в возбужденном состоянии. Распространенный метод — измерение времени затухания интенсивности люминесценции, которая возникает за счет переходов атомов из возбужденного состояния в основное [1]. В эксперименте по измерению времени жизни атома в возбужденном состоянии используют следующее оборудование.

1. Камера, заполненная атомами исследуемого вещества. В камере выполнены окна, предназначенные для ввода/вывода излучения и регистрации люминесценции. В камеру можно дополнительно добавить буферный инертный газ.

2. Источник монохроматического излучения, ширина спектра которого много меньше ширины линии поглощения. Этим источником является, например, лазер. В настоящей работе предполагается использование непрерывного лазера. При этом важно, чтобы время, за которое лазер переставал излучать, было много меньше времени жизни в возбужденном состоянии индивидуального атома. Для этого можно использовать, например, ячейку Поккельса.

3. Прибор, регистрирующий интенсивность люминесценции.

Если измерения происходят в оптически плотной среде, то резонансные фотоны могут многократно поглощаться и переизлучаться атомами среды. В результате фотоны «блуждают» от атома к атому до тех пор, пока не достигнут границы среды — пленение излучения [1–6]. Это явление существенно, когда длина свободного пробега фотона много меньше характерных размеров среды.

При экспериментальной регистрации изменения интенсивности люминесцентного излучения во времени вследствие эффектов пленения могут фиксироваться значения, отличные от среднего времени жизни индивидуального атома [2, 3]. Это связано с тем, что люминесцентный фотон, прежде чем попасть на измерительный прибор, может поглотиться атомом и, спустя некоторое время, заново переизлучиться в произвольном направлении. Описанный процесс может повториться несколько раз и, следовательно, время жизни люминесцентного фотона внутри камеры возрастет. Таким образом, увеличится время затухания люминесцентного сигнала.

Для моделирования процессов, связанных с переносом изотропного излучения, используют интегродифференциальное уравнение Бибермана — Холстейна и диффузионное приближение [5–9]. Численное решение трехмерной задачи переноса излучения с учетом перераспределения по частотам с помощью уравнения Бибермана — Холстейна требует больших вычислительных мощностей. Модели и алгоритмы численного решения систем

интегродифференциальных уравнений для исследования задач лазерной резонансной люминесценции паров металла, ультрахолодной плазмы, пленения излучения и др. достаточно подробно построены в [10, 11].

В настоящей работе использован менее ресурсоемкий метод Монте-Карло — один из основных методов, предназначенных для исследования пленения излучения. Так, в [12] метод Монте-Карло применен для описания распространения излучения в среде, состоящей из атомов Rb, которые охлаждены лазером до температуры 80 мкК. Пленение излучения в парах Hg исследовано в [13]. В указанных работах продемонстрировано хорошее согласие экспериментальных данных и данных, полученных численно с использованием метода Монте-Карло. Авторами работы [3] отмечено, что информация о пространственном распределении концентрации поглощающих атомов, функции уширения линии, функции перераспределения по частотам и об индикатрисе излучения люминесцентного фотона атомом позволяет получить с помощью метода Монте-Карло точные результаты. Однако для объяснения экспериментальных результатов в [3] использована теория, созданная Биберманом и Холстейном, так как для некоторых частных случаев она имеет аналитические решения. Следует также отметить работу [14], в которой подробно описан алгоритм решения задач переноса излучения методом Монте-Карло и представлена блок-схема. Недостатком представленных работ является отсутствие учета процесса перераспределения фотонов по частотам и фотонов, длины волн которых соответствуют различным переходам в атоме К. В настоящей работе эти недостатки устранены.

Цель работы — исследование влияния многократного рассеяния люминесцентных фотонов в среде, состоящей из атомов К, на время затухания люминесцентного свечения. С помощью численного эксперимента, алгоритм которого описан и реализован, определены зависимости времени затухания люминесцентного излучения от концентрации паров атомов К; расстояния между лазерным пучком и окном, через которое ведется наблюдение затухания люминесцентного излучения; отстройки частоты диагностического лазера от частоты резонансного перехода атома К.

Используя экспериментальные значения из [2, 3], можно качественно сравнить экспериментальные и расчетные результаты.

Постановка задачи. Как было отмечено выше, для регистрации времени затухания интенсивности люминесценции используют камеру с отверстиями для ввода/вывода лазерного излучения и регистрации люминесценции. Пусть камера имеет форму куба (можно использовать и любую другую), объем которого заполнен парами К и буферным газом He. Плоскость

сечения камеры показана на рис. 1. В стенках, лежащих в плоскости xu (декартова система координат) на расстоянии a друг от друга, выполнены отверстия 1 и 2 диаметром D_1 для ввода/вывода лазерного излучения, ось которого проходит через центры этих отверстий. В стенке, лежащей в плоскости xz при $y = a/2$, имеется отверстие 3 диаметром D_2 , предназначенное для измерения интенсивности люминесцентного свечения в зависимости от времени. В отверстиях установлены прозрачные стекла для излучения на длинах волн 767 и 770 нм. Пары металла внутри узла распределены однородно. Лазерное излучение длиной волны 767 нм вводится через центр входного отверстия 1. Интенсивность диагностического лазерного излучения на входе в среду имеет по сечению гауссов профиль.

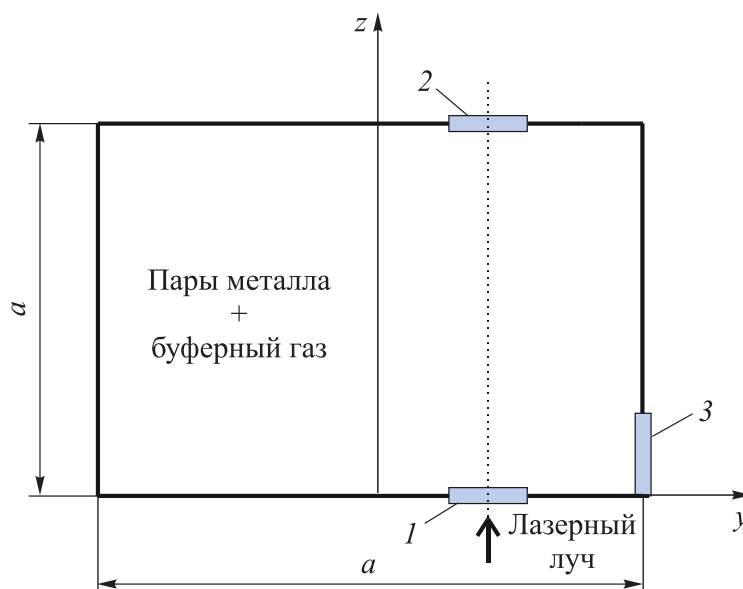


Рис. 1. Плоскость сечения камеры, предназначенной для измерения времени затухания интенсивности люминесценции

Для того чтобы определить, как интенсивность лазерного излучения изменяется по мере распространения в среде, используем приближение скоростных уравнений, описывающих кинетику населенностей уровней, и уравнение переноса излучения [7–9]. Время воздействия лазерного излучения на среду значительно превышает время жизни атома в возбужденном состоянии. Следовательно, можно принять независимость уравнений кинетики и переноса излучения от времени. Мощность лазерного излучения должна быть много меньше интенсивности насыщения поглощающей среды.

Для простоты дальнейшего изложения энергетические уровни атома щелочного металла $4^2P_{3/2}$, $4^2P_{1/2}$ и $4^2S_{1/2}$ обозначим 3, 2 и 1 соответственно. В таком случае уравнения кинетики населенностей уровней совместно с уравнением переноса излучения будут иметь вид (обозначения взяты из [15–18]):

$$\begin{aligned} n_1 \frac{I\sigma_{13}}{h\nu_{13}} - \gamma_{32}n_3 + \gamma_{23}n_2 - \frac{n_3}{\tau_3} &= 0; \\ \gamma_{32}n_3 - \gamma_{23}n_2 - \frac{n_2}{\tau_2} &= 0; \\ n_1 + n_2 + n_3 &\approx n_1 \approx N_0; \\ I_s &= I_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{D_{las}^2}\right) \exp(-N_0\sigma_{13}z). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь n_1, n_2, n_3 — концентрация атомов в состояниях 1, 2 и 3; σ_{13} — сечение поглощения для перехода $1 \rightarrow 3$; ν_{13} — частота фотона, соответствующая переходу $1 \rightarrow 3$; I_s — интенсивность излучения лазерного пучка на глубине z ; $\gamma_{32} = (g_3 / g_2)n_{bg}V\sigma_{mix}$; $\gamma_{23} = \gamma_{32}e^{-\Delta E/(kT)}$, g_2, g_3 — кратность вырождения уровней 2 и 3, n_{bg} — концентрация атомов буферного газа, $V = [8kT(1/M_K + 1/M_{He})/\pi]^{1/2}$ (k — постоянная Больцмана; T — температура атомов исследуемого вещества и буферного газа в диагностическом узле; M_K, M_{He} — массы атомов К и He), σ_{mix} — сечение перемешивания тонкой структуры; N_0 — общая концентрация атомов во всех состояниях; τ_2, τ_3 — характерное время жизни уровней 2 и 3; ΔE — разность энергий уровней 2 и 3; I_0 — интенсивность лазерного излучения на входе в среду; D_{las} — характерный диаметр лазерного излучения.

Выражения для сечений σ_{12} и σ_{13} приведены в [16, 17], значения физических величин, входящих в (1), — в [18, 19].

Оценим вероятность преобразования фотона на длине волны 767 нм в фотон на длине волны 770 нм ($C_{3 \rightarrow 2}$), и наоборот ($C_{2 \rightarrow 3}$). Для этого рассмотрим упрощенную модель люминесценции. Атом К, находясь в возбужденном состоянии 3, может перейти в состояние 1, излучив фотон на длине волны 767 нм, или безызлучательно перейти в состояние 2 с последующим переходом в состояние 1 и излучением фотона на длине волны 770 нм. Если атом К находится в состоянии 2, то он перейдет в состояние 1, излучив фотон на длине волны 767 нм, или в состояние 3 с последующим переходом в состояние 1 и излучением фотона на длине волны 767 нм. В такой модели достаточно определить вероятность перехода атома из состояния 3 в 2, и наоборот. Переход $3 \rightarrow 2$ происходит

безызлучательно, переход $2 \rightarrow 3$ — без поглощения фотона. Эти переходы возможны за счет столкновения атома К с атомами буферного газа Не:

$$C_{3 \rightarrow 2} \sim n_{bg} V \sigma_{mix} n_3; \quad C_{2 \rightarrow 3} \sim n_{bg} V \sigma_{mix} n_2 \frac{g_3}{g_2} e^{-\Delta E_{23}/(kT)} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \begin{cases} C_{3 \rightarrow 2} = \frac{n_3}{n_2} \frac{g_2}{g_3} e^{\Delta E_{23}/(kT)}; \\ C_{2 \rightarrow 3} + C_{3 \rightarrow 2} = 1. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь g_1, g_2, g_3 — кратность вырождения состояний 1–3. Давление буферного газа (Не) составляет 2 атм, температура среды 190 °С. Подставляя в (1), (2) численные значения, получаем $C_{2 \rightarrow 3} = 50\%$, $C_{3 \rightarrow 2} = 50\%$.

При переизлучении фотонов атомами щелочного металла происходит их перераспределение по частоте [11, 20]. Поскольку давление буферного газа составляет 2 атм, используется модель полного перераспределения по частотам (ППЧ). Линии поглощения и переизлучения имеют одинаковые профили (лоренцевы).

Изменение частоты при переизлучении фотона приводит к изменению его длины свободного пробега. Длину свободного пробега переизлученных фотонов переходов $1 \rightarrow 3$ и $1 \rightarrow 2$ (l_{13}, l_{12}) и сечение поглощения (σ_{13}, σ_{12}) можно вычислить по формулам:

$$l_{13}(v) = \frac{1}{\left(n_1 - \frac{g_1}{g_3} n_3\right) \sigma_{13}(v)}, \quad \sigma_{13}(v) = \frac{g_3}{g_1} \frac{c^2}{4v^2} \frac{1}{\tau_3} a_{v13}(v);$$

$$l_{12}(v) = \frac{1}{\left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2\right) \sigma_{12}(v)}, \quad \sigma_{12}(v) = \frac{g_2}{g_1} \frac{c^2}{4v^2} \frac{1}{\tau_2} a_{v12}(v), \quad (3)$$

где a_{v13}, a_{v12} — функции распределения фотонов по частотам, имеющие лоренцев профиль [16], для переходов $1 \rightarrow 3$ и $1 \rightarrow 2$; c — скорость света.

Перейдем к описанию численного алгоритма, позволяющего описывать перенос люминесцентного излучения в измерительной камере.

Моделирование переноса люминесцентных фотонов методом Монте-Карло. Рассмотрим пошагово алгоритм, позволяющий моделировать перенос люминесцентного излучения в рассеивающей среде, состоящий из паров К.

Шаг 1. $t = 0$. Определение местоположения фотона лазерного излучения внутри измерительной камеры, где он поглотится атомом К. Для этого используем формулы

$$\begin{aligned}x_0 &= x_{\text{вх}} + \frac{D_{\text{las}}}{2} \sqrt{-\ln(p_1)} \cos(2\pi p_2); \\y_0 &= y_{\text{вх}} + \frac{D_{\text{las}}}{2} \sqrt{-\ln(p_1)} \sin(2\pi p_2); \\z_0 &= z_{\text{вх}} - l_{13}(v_{13}) \ln(p_3),\end{aligned}\quad (4)$$

где $x_{\text{вх}}, y_{\text{вх}}, z_{\text{вх}}$ — координаты отверстия l (см. рис. 1), через которое лазерное излучение вводится в камеру; p_i — случайная величина, равномерно распределенная в диапазоне 0–1. В (4) учитывается, что на входе в среду лазерное излучение распределено по закону Гаусса, а в глубь среды его интенсивность уменьшается по закону Бугера — Ламберта — Бэра.

Шаг 2. Определение энергетического состояния (2 или 3), в котором находится атом К перед излучением люминесцентного фотона. Для этого используем вычисленные ранее коэффициенты $C_{2 \rightarrow 3}$ и $C_{3 \rightarrow 2}$.

Шаг 3. Расчет времени, через которое атом К излучит люминесцентный фотон:

$$t = t - \tau' \ln(p_4), \quad (5)$$

где $\tau' = \tau_3$ (переход $3 \rightarrow 1$) или $\tau' = \tau_2$ (переход $2 \rightarrow 1$).

Шаг 4. Определение длины свободного пробега люминесцентного фотона. Используя модель полного перераспределения по частотам, вычисляем частоту переизлучаемого фотона:

для перехода $1 \rightarrow 3$

$$\int_{v_{13}}^v a_{v_{13}} dv = \frac{p_5}{2} = \frac{1}{\pi} \arctg\left(\frac{v - v_{13}}{\Delta v_{13}}\right), \quad v = v_{13} + \Delta v_{13} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} p_5\right); \quad (6)$$

для перехода $1 \rightarrow 2$

$$\int_{v_{12}}^v a_{v_{12}} dv = \frac{p_5}{2} = \frac{1}{\pi} \arctg\left(\frac{v - v_{12}}{\Delta v_{12}}\right), \quad v = v_{12} + \Delta v_{12} \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2} p_5\right). \quad (7)$$

Здесь $\Delta v_{13}, \Delta v_{12}$ — ширина лоренцева контура по полувысоте для переходов $1 \rightarrow 3$ и $1 \rightarrow 2$; v_{12} — резонансная частота перехода $1 \rightarrow 2$. Вычисленную по (6), (7) частоту подставляем в (3).

Шаг 5. Моделирование изотропного испускания люминесцентного фотона, находящегося в точке с координатами (x_0, y_0, z_0) (4). Новую координату фотона определяем как:

$$\begin{aligned}x_{\text{н}} &= x_0 - l \ln(p_6) \tau_x, \quad \tau_x = \cos(2\pi p_7) \sin(\arccos(2p_8 - 1)); \\y_{\text{н}} &= y_0 - l \ln(p_6) \tau_y, \quad \tau_y = \sin(2\pi p_7) \sin(\arccos(2p_8 - 1)); \\z_{\text{н}} &= z_0 - l \ln(p_6) \tau_z, \quad \tau_z = \cos(\arccos(2p_8 - 1)) = 2p_8 - 1.\end{aligned}\quad (8)$$

Здесь l при каждом новом розыгрыше с вероятностью $C_{2 \rightarrow 3}$ или $C_{3 \rightarrow 2}$ может принимать значение l_{13} или l_{12} (3). Время t необходимо увеличить на l/c . В зависимости от нового местоположения фотона выполняют следующие действия.

1. Фотон находится внутри камеры, тогда шаги 2–5 повторяют до тех пор, пока фотон не выйдет за ее пределы.

2. Фотон находится за пределами камеры. Вычисляют координаты точки пересечения (x_n, y_n, z_n) стенки камеры и траектории фотона, проходящей через точки с координатами (x_n, y_n, z_n) и (x_0, y_0, z_0) . Возможны три случая:

1) точка принадлежит непрозрачной стенке (тогда с вероятностью R (коэффициент отражения) фотон отражается обратно в камеру и шаги 2–5 повторяют или с вероятностью $1-R$ он поглощается и алгоритм начинается с шага 1);

2) точка принадлежит отверстию 1 или 2 (эти отверстия полагают просветленными, поэтому фотон покидает камеру, не попав на прибор для измерения интенсивности люминесцентного свечения в зависимости от времени, алгоритм начинается с шага 1);

3) точка принадлежит отверстию 3 (см. рис. 1) (выполняется переход к шагу 6).

Шаг 6. Задание нулевого массива, имеющего число ячеек $(T-0)/\Delta t$. Фотон, который находился внутри камеры на протяжении времени t , пополняет ячейку массива с номером $t/\Delta t$ на 1. После этого цикл от шага 1 до 6 выполняется 10^9 раз.

Блок-схема алгоритма приведена на рис. 2.

Следует отметить, что на случайное блуждание фотона в среде не влияют другие разыгрываемые фотоны, т. е. в задаче можно распараллелить процесс по всем имеющимся ядрам компьютера и получить заметный выигрыш скорости расчета. Так, на компьютере, имеющем 24 ядра и 48 логических процессоров, параллельный счет дает выигрыш по сравнению с прямым счетом в 30 раз.

В соответствии с описанным алгоритмом не каждый фотон попадает в отверстие 3 (см. рис. 1). Одна часть фотонов вылетает через отверстия 1 и 2, другая поглощается стенками камеры. Оставшаяся часть (здесь 2...17 % общего числа) попадает в отверстие 3. Попавшие в это отверстие фотоны пополняют на 1 каждый элемент массива, состоящий из $T/\Delta t = 300$ ячеек ($T = 200$ нс). Поскольку алгоритм статистический, получаемая зависимость интенсивности люминесцентного сигнала от времени будет похожа

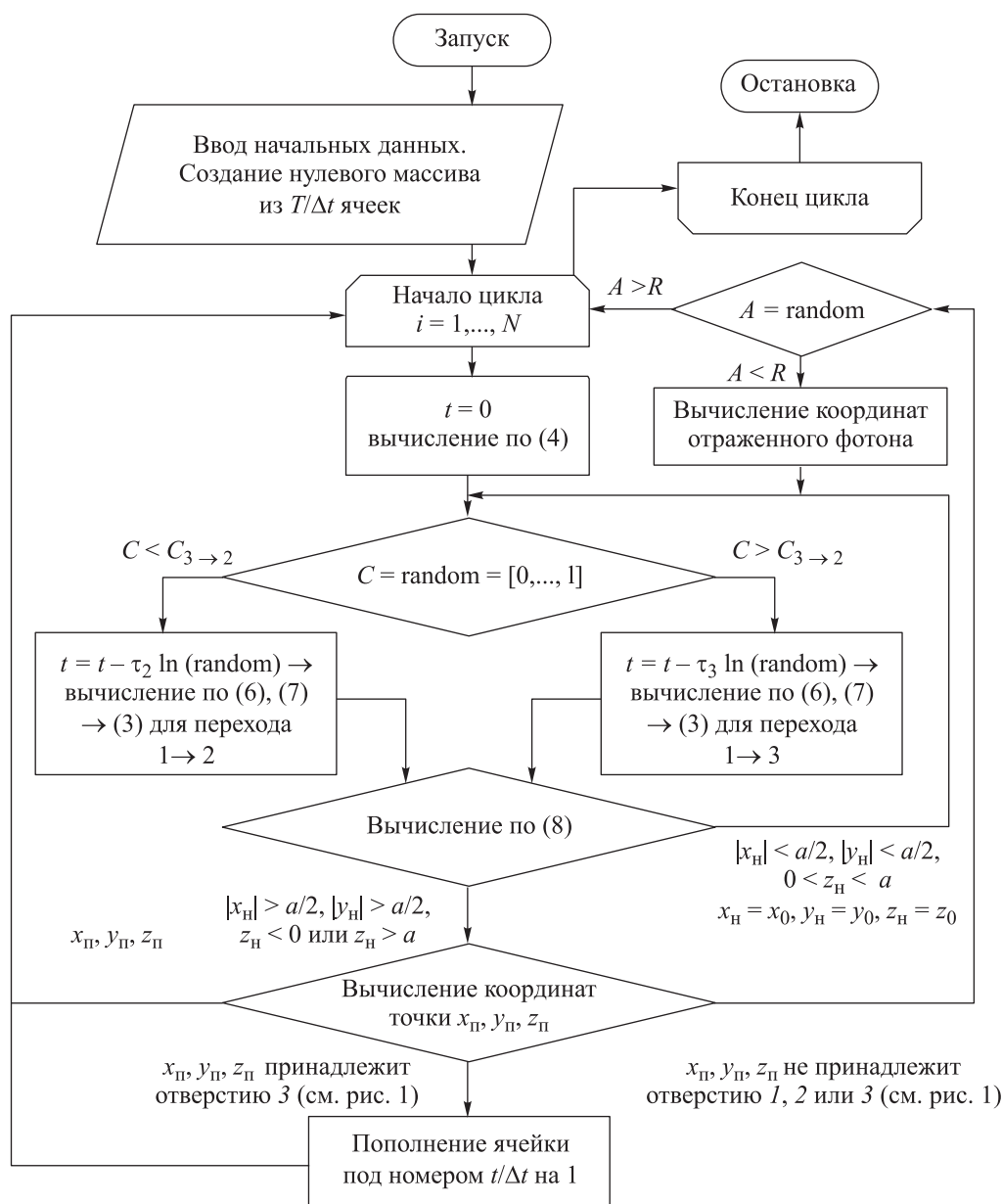


Рис. 2. Блок-схема алгоритма

на сумму гладкой кривой и шума. Амплитуда шума $\sim 1/(N)^{1/2}$, т. е. для получения более гладкой кривой необходимо увеличивать число розыгрышей N , тем самым увеличивая время расчета. Пусть число розыгрышей будет таким, что относительное значение шума не будет превосходить 3 %, а расчетное время будет находиться в диапазоне 5...10 мин. Определим значе-

ние шума следующим образом. Интенсивность люминесцентного сигнала I должна убывать со временем по закону $I(0)\exp(-t/\tau)$. С использованием полученного в результате расчета массива I и метода наименьших квадратов [21] определим τ . Зная τ , найдем максимальную относительную погрешность между массивами $\exp(-t/\tau)$ и $I/I(0)$. Эту относительную погрешность будем сопоставлять со значением шума. При числе розыгрышей 10^9 , когда до отверстия 3 доходит только 2 % всех разыгрываемых фотонов, относительное значение шума будет ~ 3 %, а расчетное время примерно равно 5 мин.

Результаты моделирования переноса люминесцентных фотонов. Выполним расчеты для случая, когда измерительная камера имеет форму куба со стороной $a = 100$ мм, ее стенки полностью поглощают попадающие на них фотоны в рассматриваемом диапазоне длин волн. Диаметр отверстий, через который лазерное излучение входит и выходит, 20 мм. Диаметр отверстия 3, через которое ведется наблюдение, 30 мм. Полагаем, что ширина спектра лазерного излучения много меньше ширины линии поглощения. Диаметр лазерного излучения $D_{las} = 1$ мм, интенсивность лазерного излучения ~ 1 Вт/см² (много меньше интенсивности насыщения, которая в рассматриваемой задаче равна $h\nu_{13}/\sigma_{13}(\nu_{13})/\tau_3 \approx 20$ Вт/см²).

Расчет выполним для двух случаев:

1) концентрация атомов К такая, что минимальная длина свободного пробега фотона $l = 100$ мм сравнима с характерным размером камеры;

2) концентрация паров К такая, что минимальная длина свободного пробега фотона $l = 1$ мм много меньше характерного размера камеры, а значит, будут сказываться эффекты пленения излучения.

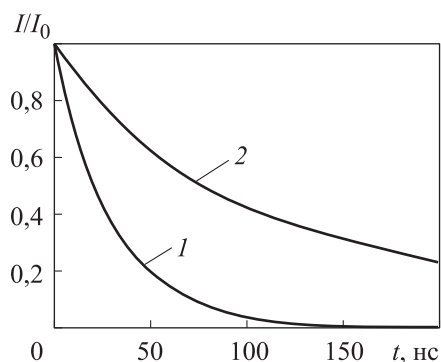


Рис. 3. Зависимость интенсивности люминесценции от времени для $l = 100$ мм, $\tau = 31$ нс (1) и $l = 1$ мм, $\tau = 120$ нс (2)

Координата точки, через которую лазерное излучение входит в камеру, равна $x_0 = 0$, $y_0 = 20$ мм, $z_0 = 0$, т. е. расстояние между осями лазерного излучения и отверстия, через которое ведется наблюдение, составляет 20 мм. Длина волны лазерного излучения соответствует максимуму поглощения линии перехода $1 \rightarrow 3$. Зависимость интенсивности излучения от времени приведена на рис. 3. Время затухания люминесценции зависит от оптической плотности

среды [2, 3]. Уменьшение длины свободного пробега фотона приводит к тому, что прежде чем выйти из камеры, фотон поглотится на ее стенках или несколько раз поглотится и переизлучится атомами К. Каждое переизлучение занимает время, по порядку равное времени жизни (для атома К ~ 26 нс). Характерное время затухания люминесцентного сигнала τ будет больше или равно (в случае $N_0 \rightarrow 0, l \rightarrow \infty$) среднему времени жизни индивидуального атома К в возбужденном состоянии.

Представляет интерес исследовать влияние расстояния от измерительного отверстия до оси излучения на характерное время затухания интенсивности люминесценции. Минимальную длину свободного пробега фотона примем равной 1 мм. Длина волны лазерного излучения соответствует максимуму поглощения линии перехода $1 \rightarrow 3$. Зависимость времени затухания люминесценции от расстояния между осью лазерного излучения и отверстием, через которое ведется наблюдение, приведена на рис. 4. С увеличением расстояния между осью лазерного излучения и отверстием, через которое ведется наблюдение, возрастает время затухания люминесценции. Этот результат понятен, так как рост оптической толщины между осью лазерного излучения и отверстием приводит к увеличению числа рассеяний фотонов, что, в свою очередь, приводит к возрастанию времени жизни фотона внутри камеры.

Исследуем зависимость времени затухания люминесценции от отстройки частоты диагностического лазера от частоты резонансного перехода. Координата точки, через которую лазерное излучение входит в камеру, $x_0 = 0, y_0 = 0, z_0 = 0$. Минимальная длина свободного пробега фотона 1 мм. Зависимость времени затухания интенсивности люминесценции от отстройки частоты лазерного излучения от частоты перехода $1 \rightarrow 3$ приведена на рис. 5. С увеличением отстройки частоты лазерного излучения от частоты перехода сначала линейно увеличивается время затухания интенсивности люминесценции, затем, начиная примерно со значения $|v_{las} - v_{13}| = 3\Delta v_{13}$, линейный рост прекращается. Численно полученный результат качественно согласуется с экспериментальным [2]. Это свя-

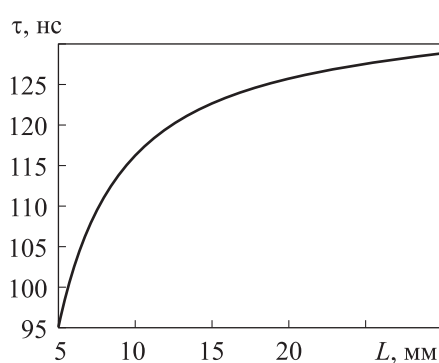


Рис. 4. Зависимость времени затухания люминесценции от расстояния между осью лазерного излучения и отверстием, через которое ведется наблюдение

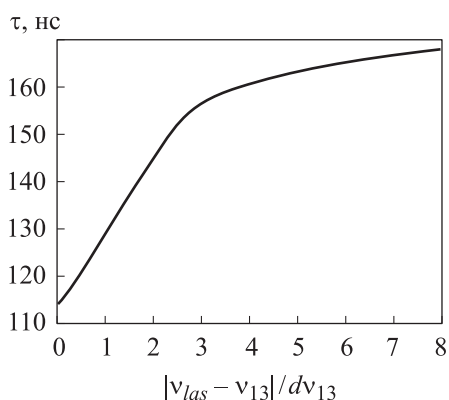


Рис. 5. Зависимость времени затухания люминесценции от отстройки частоты лазерного излучения от частоты перехода $1 \rightarrow 3$

зано с тем, что лазерное излучение с другой длиной волны меньше поглощается средой, т. е. глубже в нее проникает. В этом случае фотоны находятся дальше от отверстия 3, а следовательно, прежде чем в него попасть, они испытают большее число рассеяний, что приводит к увеличению их времени жизни внутри камеры и времени затухания люминесценции.

Для полного сравнения расчетных и экспериментальных данных необходимо иметь информацию о размерах измерительной камеры.

Расчет выполнен для случая, когда материал стенок камеры полностью поглощает излучение рассматриваемого диапазона. Дополнительно проведен расчет для случая, когда коэффициент отражения стенок 75 %. Координата точки, через которую лазерное излучение входит в камеру, $x_0 = 0$, $y_0 = 20$ мм, $z_0 = 0$. Длина свободного пробега фотона 1 мм (эти параметры соответствуют результатам на рис. 3). В этом случае время затухания люминесценции 171 нс. Следовательно, наличие отличного от нуля коэффициента отражения от стенок камеры может вносить искажения в измерение. Отражаясь от стенки, фотон возвращается обратно в камеру и увеличивает время жизни в ней, следовательно, время затухания люминесцентного сигнала возрастает.

Заключение. Исследован перенос люминесцентного излучения, возникающего за счет его поглощения внутри резонансно поглощающей среды, с использованием метода Монте-Карло. Описан и реализован численный метод, позволяющий адекватно имитировать процесс многократного поглощения и переизлучения фотонов внутри камеры, предназначенной для измерения времени затухания интенсивности люминесцентного излучения. В результате получено следующее.

1. При минимальной длине свободного пробега люминесцентного фотона $l = 100$ мм, которая сравнима с характерным размером камеры, время затухания интенсивности люминесценции 30 нс, хотя время жизни атома К в возбужденном состоянии 26 нс. При тех же условиях, но при минимальной длине свободного пробега 1 мм, что заметно меньше характерных размеров камеры, время затухания интенсивности люминесценции 126 нс. При этом расстояние между местом возникновения лю-

минесценции и отверстием, через которое проводится наблюдение, равно 20 мм и это пространство заполнено поглощающей средой.

2. При увеличении отстройки частоты лазера от частоты резонансного перехода измеряемое время затухания люминесцентного сигнала увеличивается. Сначала эта зависимость линейна, затем, начиная со значения отстройки $|v_{las} - v_{13}| = 3\Delta v_{13}$, не линейна. Минимальная длина свободного пробега люминесцентных фотонов 1 мм. Расстояние между местом возникновения люминесценции и отверстием, через которое проводится наблюдение, 10 мм.

3. Время затухания интенсивности люминесценции зависит от местоположения регистрирующего прибора.

Показано, что наличие у стенок коэффициента отражения приводит к тому, что время затухания люминесценции увеличивается.

Результаты, приведенные в п. 1 и 2, качественно согласуются с экспериментальными данными [2, 3]. Полное согласование экспериментальных и расчетных данных (см. п. 3) возможно тогда, когда известна форма и материал камеры, параметры среды и местоположение регистрирующего прибора.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М., ФИЗМАТГИЗ, 1963.
- [2] Саутенков В.А., Аршинова И.Д., Бобров А.А. и др. Перенос излучения в атомных парах высокой плотности при различной отстройке пробного лазера от резонансного перехода. *Международный научно-исследовательский журнал*, 2020, № 4-1, с. 6–10. DOI: <https://doi.org/10.23670/irj.2020.94.4.pre-print>
- [3] Huennekens J., Park H.J., Colbert T., et al. Radiation trapping in sodium-noble-gas mixtures. *Phys. Rev. A*, 1987, vol. 35, iss. 7, pp. 2829–2901. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.35.2892>
- [4] Huennekens J., Gallagher A. Radiation diffusion and saturation in optical thick Na vapor. *Phys. Rev. A*, 1983, vol. 28, iss. 1, pp. 238–247. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.28.238>
- [5] Косарев Н.И. Распад возбужденного состояния $3^2P_{3/2}$ атомов натрия с учетом пленения излучения. *Оптика и спектроскопия*, 2008, т. 104, № 1, с. 5–8.
- [6] Ямщиков В.М., Рогачев В.Г., Кудряшов Е.А. и др. Перенос и пленение резонансного излучения в двухуровневой системе. *Оптика и спектроскопия*, 2020, т. 128, № 8, с. 1160–1164. DOI: <https://doi.org/10.21883/OS.2020.08.49714.318-19>
- [7] Булышев А.Е., Преображенский Н.Г., Суворов А.Е. Перенос излучения в спектральных линиях. *УФН*, 1988, т. 156, № 1, с. 153–176. DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0156.198809g.0153>

- [8] Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases. *Phys. Rev.*, 1947, vol. 72, iss. 12, pp. 1212–1232. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.72.1212>
- [9] Биберман Л.М. К теории диффузии резонансного излучения. *ЖЭТФ*, 1947, т. 17, № 4, с. 416–426.
- [10] Косарев Н.И. Радиационные резонансные процессы в оптически плотных средах. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Красноярск, ИФ СО РАН, 2010.
- [11] 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, т. 125, № 5, с. 579–586. DOI: <https://doi.org/10.21883/OS.2018.11.46813.68-18>
- [12] Labeyrie G., Kaiser R., Delande D. Radiation trapping in a cold atomic gas. *Appl. Phys. B*, 2005, vol. 81, no. 7, pp. 1001–1008. DOI: <https://doi.org/10.1007/s00340-005-2015-y>
- [13] Baeva M., Reiter D. Monte Carlo simulation of radiation trapping in Hg–Ar fluorescent discharge lamps. *Plasma Chem. Plasma Process.*, 2003, vol. 23, no. 2, pp. 371–387. DOI: <https://doi.org/10.1023/A:1022928320970>
- [14] Jacques S.L., Wang L. Monte Carlo modeling of light transport in tissues. In: Welch A.J., van Gemert M.J.C. (eds). *Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue. Lasers, Photonics, and Electro-Optics*. Springer, Boston, MA, Springer, 1995, pp. 73–100. DOI: https://doi.org/10.1007/978-1-4757-6092-7_4
- [15] Bogachev A.V., Garanin S.G., Dudov A.M., et al. Diode-pumped cesium vapor laser with closed-cycle laser-active medium circulation. *Quantum Electron.*, 2012, vol. 42, no. 2, pp. 95–98. DOI: <https://doi.org/10.1070/QE2012v042n02ABEH014734>
- [16] Wallerstein A.J. Kinetics of higher lying potassium states after excitation of the D2 transition in the presence of helium. PhD Thesis. AFIT, 2018.
- [17] Крайнов В.П., Смирнов Б.М. Квантовая теория излучения атомных частиц. Долгопрудный, Интеллект, 2015.
- [18] Gao F., Chen F., Xie J., et al. Comparative study of diode-pumped hydrocarbon free Rb and K vapor lasers. *Opt. Laser Technol.*, 2014, vol. 58, pp. 166–171. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2013.11.016>
- [19] Daniel A. Steck Potassium D Line Data. URL: <https://steck.us/alkalidata> (дата обращения: 01.05.2022).
- [20] Нагирнер Д.И. Лекции по теории переноса излучения. СПб., Изд-во СПбУ, 2001.
- [21] Зельдович Я.Б., Мышкис А.Д. Элементы прикладной математики. М., Ленанд, 2018.

Ямщиков Виталий Михайлович — младший научный сотрудник Института лазерно-физических исследований РФЯЦ-ВНИИЭФ (Российская Федерация, 607188, Саров, Нижегородская обл., пр-т Мира, д. 37); ассистент кафедры физики Филиала МГУ в г. Сарове (Российская Федерация, 607328, п. Сатис, Нижегородская обл., ул. Парковая, д. 8).

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Ямщиков В.М. Теоретическое исследование влияния рассеивающей среды, состоящей из атомов калия, на время затухания люминесцентного сигнала с использованием метода Монте-Карло. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2022, № 3 (102), с. 69–85.

DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2022-3-69-85>

INFLUENCE OF A SCATTERING MEDIUM CONSISTING OF POTASSIUM ATOMS ON THE LUMINESCENT SIGNAL DECAY TIME: THEORETICAL INVESTIGATION BY MONTE CARLO METHOD

V.M. Yamshchikov

oefimova@otd13.vniief.ru

All-Russian Research Institute of Experimental Physics,
Sarov, Nizhny Novgorod Region, Russian Federation
Sarov branch of Lomonosov Moscow State University,
Satis, Nizhny Novgorod Region, Russian Federation

Abstract

The study solves the problem of the luminescent photons propagation in a resonantly absorbing medium consisting of atoms of the studied substance and a buffer inert gas. The Monte Carlo method was used in numerical experiments carried out to simulate real processes that occur in a chamber designed to determine the lifetime of an individual atom in an excited state by the method of measuring the luminescence intensity decay time. Findings of the research show that when luminescent photons are repeatedly scattered (scattering means the process of absorption and re-emission of a photon by an atom) in a medium, the luminescence decay time noticeably increases, reaching a value greater than the average lifetime of an individual atom in an excited state. The reflection of photons from the walls that make up the chamber can lead to errors in measuring the lifetime. The process of luminescence decay is studied theoretically for various detunings of the laser frequency from the resonant transition frequency. A three-level model of the atom and a model of complete frequency redistribution were applied. The study describes an algorithm based on the Monte Carlo method, which is used to model the three-level population kinetics, laser radiation transfer, radiation trapping, and frequency redistribution

Keywords

Monte Carlo method, scattering, luminescence, lifetime, complete frequency redistribution

Received 02.11.2021

Accepted 20.12.2021

© Author(s), 2022

REFERENCES

- [1] Frish S.E. Opticheskie spektry atomov [Optical spectrum of atoms]. Moscow, FIZMATGIZ Publ., 1963.
- [2] Sautenkov V.A., Arshinova I.D., Bobrov A.A., et al. Radiation transfer in high density atomic vapours with various detunings of probe laser from resonance transition. *Mezhdunarodnyy nauchno-issledovatel'skiy zhurnal* [International Research Journal], 2020, no. 4-1, pp. 6–10 (in Russ.). DOI: <https://doi.org/10.23670/irj.2020.94.4.pre-print>
- [3] Huennekens J., Park H.J., Colbert T., et al. Radiation trapping in sodium-noble-gas mixtures. *Phys. Rev. A*, 1987, vol. 35, iss. 7, pp. 2829–2901. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.35.2892>
- [4] Huennekens J., Gallagher A. Radiation diffusion and saturation in optical thick Na vapor. *Phys. Rev. A*, 1983, vol. 28, iss. 1, pp. 238–247. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.28.238>
- [5] Kosarev N.I. Decay of the excited state $3^2P_{3/2}$ of sodium atoms taking into account radiation trapping. *Opt. Spectrosc.*, 2008, vol. 104, no. 1, pp. 1–3. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0030400X08010013>
- [6] Yamshchikov V.M., Rogachev V.G., Kudryashov E.A., et al. Transfer and trapping of resonance radiation in a two-level system. *Opt. Spectrosc.*, 2020, vol. 128, no. 8, pp. 1182–1186. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0030400X20080391>
- [7] Bulyshev A.E., Preobrazhenskiy N.G., Suvovrov A.E. Radiation transport in spectral lines. *Sov. Phys. Usp.*, 1988, vol. 31, no. 9, pp. 865–878. DOI: <https://doi.org/10.1070/PU1988v031n09ABEH005625>
- [8] Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases. *Phys. Rev.*, 1947, vol. 72, iss. 12, pp. 1212–1232. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.72.1212>
- [9] Biberman L.M. To the theory of resonance emission diffusion. *ZhETF*, 1947, vol. 17, no. 4, pp. 416–426 (in Russ.).
- [10] Kosarev N.I. Radiatsionnye rezonansnye protsessy v opticheski plotnykh sredakh. Dis. d-ra fiz.-mat. nauk [Radiation resonance processes in optically-dense medium. Dr. Phys.-Math. Sc. Diss.]. Krasnoyarsk, IP SB RAS Publ., 2010 (in Russ.).
- [11] Araslanova M.N., Kosarev N.I., El'berg M.S. Doppler frequency redistribution upon coherent photon emission by atoms in an optically dense medium. *Opt. Spectrosc.*, 2018, vol. 125, no. 5, pp. 601–608. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0030400X18110036>
- [12] Labeyrie G., Kaiser R., Delande D. Radiation trapping in a cold atomic gas. *Appl. Phys. B*, 2005, vol. 81, no. 7, pp. 1001–1008. DOI: <https://doi.org/10.1007/s00340-005-2015-y>
- [13] Baeva M., Reiter D. Monte Carlo simulation of radiation trapping in Hg–Ar fluorescent discharge lamps. *Plasma Chem. Plasma Process.*, 2003, vol. 23, no. 2, pp. 371–387. DOI: <https://doi.org/10.1023/A:1022928320970>

- [14] Jacques S.L., Wang L. Monte Carlo modeling of light transport in tissues. In: Welch A.J., van Gemert M.J.C. (eds). *Optical-Thermal Response of Laser-Irradiated Tissue. Lasers, Photonics, and Electro-Optics*. Springer, Boston, MA, Springer, 1995, pp. 73–100. DOI: https://doi.org/10.1007/978-1-4757-6092-7_4
- [15] Bogachev A.V., Garanin S.G., Dudov A.M., et al. Diode-pumped cesium vapor laser with closed-cycle laser-active medium circulation. *Quantum Electron.*, 2012, vol. 42, no. 2, pp. 95–98. DOI: <https://doi.org/10.1070/QE2012v042n02ABEH014734>
- [16] Wallerstein A.J. Kinetics of higher lying potassium states after excitation of the D2 transition in the presence of helium. PhD Thesis. AFIT, 2018.
- [17] Kraynov V.P., Smirnov B.M. *Kvantovaya teoriya izlucheniya atomnykh chastits* [Quantum theory of atomic particles emission]. Dolgoprudnyy, Intellect Publ., 2015.
- [18] Gao F., Chen F., Xie J., et al. Comparative study of diode-pumped hydrocarbon free Rb and K vapor lasers. *Opt. Laser Technol.*, 2014, vol. 58, pp. 166–171. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2013.11.016>
- [19] Daniel A. Steck Potassium D Line Data. Available at: <https://steck.us/alkalidata> (accessed: 01.05.2022).
- [20] Nagirner D.I. *Lektsii po teorii perenosa izlucheniya* [Lectures on theory of radiative transfer]. St. Petersburg, SPbU Publ., 2001.
- [21] Zel'dovich Ya.B., Myshkis A.D. *Elementy prikladnoy matematiki* [Elements of applied mathematics]. Moscow, Lenand Publ., 2018.

Yamshchikov V.M. — Junior Research Fellow, All-Russian Research Institute of Experimental Physics (Mira prospekt 37, Sarov, Nizhny Novgorod Region, 607188 Russian Federation); Assistant, Department of Physics, Sarov branch of Lomonosov Moscow State University (Parkovaya ul. 8, Satis, Nizhny Novgorod Region, 607328 Russian Federation).

Please cite this article in English as:

Yamshchikov V.M. Influence of a scattering medium consisting of potassium atoms on the luminescent signal decay time: theoretical investigation by Monte Carlo method. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences*, 2022, no. 3 (102), pp. 69–85 (in Russ.). DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2022-3-69-85>

NUMERICAL INVESTIGATION OF A SUPERSONIC FLOW IN THE NEAR WAKE REGION OF A CYLINDRICAL AFTERBODY

A.M. Molchanov

alexmol_2000@mail.ru

D.S. Yanyshchev

dyanishev@gmail.com

L.V. Bykov

bykovlv@mai.ru

Moscow Aviation Institute (National Research University),
Moscow, Russian Federation

Abstract

A computational study of a supersonic flow in the base region and the nearest wake of a cylindrical body moving at a supersonic speed have been carried out. A mathematical model of high-enthalpy flows is presented. In this case, the “prehistory” of the flow was taken into account, i.e., the configuration of the computational domain was as close as possible to the real one. The use of various turbulence models for calculating flow in the base region and the nearest wake was analyzed. The following turbulence models were considered: 1) the Spalart — Allmaras model; 2) SST model; 3) standard k - ε model; 4) k - ε model with compressibility correction; 5) k - ε RNG (renormalized group) model; 6) k - ε Realizable model; 7) standard Reynolds Stress (RS) model; 8) RS BSL (Reynolds stress baseline) model. Based on a comparison of the calculation results with experimental data, it is shown that: 1) when calculating the flow in the base region and in the wake of the vehicle, it is very important to take into account the “prehistory” of the flow, i.e., to calculate the flow around the entire vehicle; 2) the best match was obtained using Reynolds Stress models and the k - ε RNG model

Keywords

*Computational fluid dynamics,
turbulence, external flow,
supersonic flow*

Received 26.01.2022

Accepted 14.02.2022

© Author(s), 2022

Introduction. The theoretical study of a flow in the base area and in the wake of a high-speed vehicle is important in many aerospace applications. The separated flow arising in the base area of such aerodynamic bodies can have a significant effect on various flight characteristics. Low bottom pressure causes drag that affects stability, trajectory and range. The reverse flow can significantly increase the heat flow to the structural elements of the vehicle.

It is generally accepted (see, e.g. [1–3]) that the theoretical approach based on the use of Reynolds-averaged Navier — Stokes equations is not very successful