

## РАСЧЕТ МОЩНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРОВ НА КРАСИТЕЛЯХ В УСЛОВИЯХ РАДИАЛЬНО-НЕОДНОРОДНОЙ ЛАМПОВОЙ НАКАЧКИ

А. В. Аристов, М. Б. Левин и А. С. Черкасов

Приведен расчет распределения плотности возбуждения в условиях неравномерной радиальной ламповой накачки активных растворов родамина 6Ж через жидкостный светофильтр. Показано, что применение этого расчета для вычисления квантовой мощности генерации приводит к хорошему совпадению экспериментальных и вычисленных значений этой величины при концентрациях родамина 6Ж  $10^{-5} \div (3 \div 4) \cdot 10^{-5}$  М. Дальнейшее увеличение концентрации требует учета специфических факторов, проявляющихся в условиях неравномерной прокачки активной среды.

В работе [1] показано, что в определенных условиях наблюдается хорошее соответствие измеренных и вычисленных величин мощности генерации вынужденного излучения на растворах красителей при ламповой накачке. Вычисления были выполнены в предположении о квазистационарном режиме накачки в условиях равномерного по объему оптического возбуждения этих растворов. Практический и теоретический интерес, однако, представляет также случай радиально неоднородного возбуждения растворов. Достаточно напомнить, что концентрационная зависимость энергии и мощности генерации [2, 3] имеет максимум при сравнительно больших концентрациях, соответствующих в обычно применяемых кюветах неравномерной прокачке. Теоретическое рассмотрение этого случая представляет весьма сложную задачу, так как возникает необходимость учета влияния на генерационные характеристики помимо неоднородности возбуждения также наведенной оптической неоднородности среды. Кроме того, при достаточно высокой концентрации красителя становится заметным влияние на мощность генерации излучательного переноса энергии возбуждения, димеризации, концентрационного тушения возбужденных молекул и т. п.

В этой статье мы сделали попытку вычисления мощности генерации в условиях радиально неоднородной ламповой накачки в рамках некоторых облегчающих вычисления допущений. Для этого мы воспользовались нашей прежней формулой [1], но примененной не ко всему объему кюветы, а к каждому из элементарных объемов, заключенных между коаксиальными близко расположенными друг к другу цилиндрами. При этом предполагается, что каждый из элементарных объемов возбужден равномерно. Интегральная квантовая мощность генерации, выходящей через зеркала резонатора со всей кюветы радиуса  $R_0$ , в этом случае может быть представлена в виде [1]

$$W_{\Gamma}^{\text{KB}} = \pi A \ln \frac{1}{r_1 r_2} \int_0^{R_0} R [X(R) - 1] dR, \quad (1)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — коэффициенты отражения зеркал резонатора,  $X(R)$  — отношение поглощенной мощности внешней оптической накачки к ее пороговому значению в цилиндрической трубе с радиусами  $R$  и  $R+dR$ , в пределах которой возбуждение однородное. Интегрирование проводится

в диапазоне изменения величины  $R$ , соответствующем условию  $X(R) - 1 \geq 0$ . Параметр  $A$  вычисляется по формуле (2) [1]

$$A = \frac{8\pi v_B^2 \Delta v_B n^2 c}{\eta}, \quad (2)$$

где  $v_B$  — частота генерируемого излучения,  $\Delta v_B$  — приведенная ширина квантового спектра флуоресценции, индекс « $\theta$ » — означает волновые

числа. Величина  $\Delta v_B$  определяется из соотношения  $\Delta v_B = \int_0^\infty I_v^{KB} \cdot dv / I_{v_{ген.}}$ ,

где  $I_v^{KB}$  — квантовая интенсивность флуоресценции в узком спектральном участке  $dv$ ; индекс «ген.» относится к средней частоте генерируемого излучения;  $c$  — скорость света в пустоте,  $n$  — показатель преломления активного раствора,  $\eta$  — квантовый выход флуоресценции.

Экспериментальное определение  $X(R)$  в отличие от случая равномерного возбуждения [1] весьма затруднительно, а иногда и просто невозможно; поэтому мы предположили, что зависимость  $X(R)$  следует распределению возбуждения по поперечному сечению активной среды. Функция  $X(R)$  в рамках этого предположения вычисляется с привлечением расчетного распределения плотности возбуждения по поперечному сечению активной среды, помещенной в кювету радиуса  $R_a$ . В этих условиях экспериментальное определение  $X(R)$  производится только для периферийной зоны, т. е. для  $R \approx R_a$ .

Вычисление распределения плотности возбуждения производилось для изотропно освещенного оптически прозрачного цилиндрического тела радиуса  $R_n$  с коаксиально расположенным в нем поглощающим свет накачки цилиндрическим телом радиуса  $R_a$ . Такая модель соответствует распространенному варианту лазерной кюветы с коаксиальной рубашкой, заполненной жидкостным фильтром, отсекающим коротковолновое излучение накачки. При расчетах мы пренебрегали влиянием отражений света на наружной поверхности системы. Цилиндрическое тело, ограниченное наружной поверхностью, предполагалось однородным по показателю преломления.

По [4], плотность излучения  $df$  внутри активной среды в точке  $M$  с цилиндрическими координатами  $\rho, \psi=0, z=0$  (рис. 1), образованная потоком монохроматического излучения, проходящим через площадку  $dS$  наружной поверхности с освещенностью  $E$  и координатами  $R_n, \psi$  и  $z$ , выражается в виде

$$\frac{c}{n} df = \frac{E}{\pi} n^2 \cos \varphi \frac{dS}{R_0^2} e^{-kR_n}, \quad (3)$$

где  $k$  — коэффициент поглощения активной среды для падающего излучения,  $R_0$  — расстояние от точки  $M$  до  $dS$ ,  $R_0 = \sqrt{R_a^2 + \rho^2 + z^2} - 2\rho R_a \cos \psi$ ,  $R_n$  — путь света в поглощающей среде (поскольку в рассматриваемом случае в отличие от [4] свет на пути от  $dS$  к точке  $M$  лишь частично проходит по поглощающей среде — отрезок  $MA < MB$  на рис. 1, то в выражении (3)  $R_n = MA$  в показателе степени отличен от  $R_0 = MB$  в знаменателе)

$$R_n = (R_n^2 + \rho^2 - 2\rho R_n \cos \psi)^{-1/2} \times \\ \times \left\{ \sqrt{R_a^2 (R_n^2 + \rho^2 + z^2 - 2\rho R_n \cos \psi) - \rho^2 [\sin \psi (R_n - \rho \cos \psi) + \cos \psi \sqrt{z^2 + \rho^2 \sin^2 \psi}]^2} - \right. \\ \left. - \rho \cos \psi (R_n - \rho \cos \psi) + \rho \sin \psi \sqrt{z^2 + \rho^2 \sin^2 \psi} \right\}, \quad (4)$$

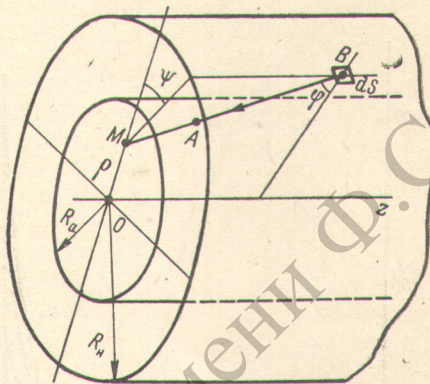


Рис. 1. Пояснительная схема к расчету распределения плотности возбуждения по поперечному сечению кюветы.

$\varphi = \arccos [(R_a - \rho \cos \psi) / R_0]$  — угол между лучом света и нормалью к  $dS$ ;  
 $dS = R_n dz d\psi$ .

Полная плотность излучения в точке  $M$  может быть найдена по следующей формуле:

$$\frac{c}{n} f(\rho) = \frac{E}{\pi} n^2 \int_0^\pi d\psi \int_0^{z_0} \frac{e^{-kR_n} (R_n - \rho \cos \psi)}{(R_n^2 + \rho^2 + z^2 - 2\rho R_n \cos \psi)^{3/2}} dz. \quad (5)$$

Предел интегрирования по  $z$  аналогичен [4]

$$z_0 = \sqrt{\frac{(R_n - \rho \cos \psi)^2}{n^2 - 1} - \rho^2 \sin^2 \psi}. \quad (6)$$

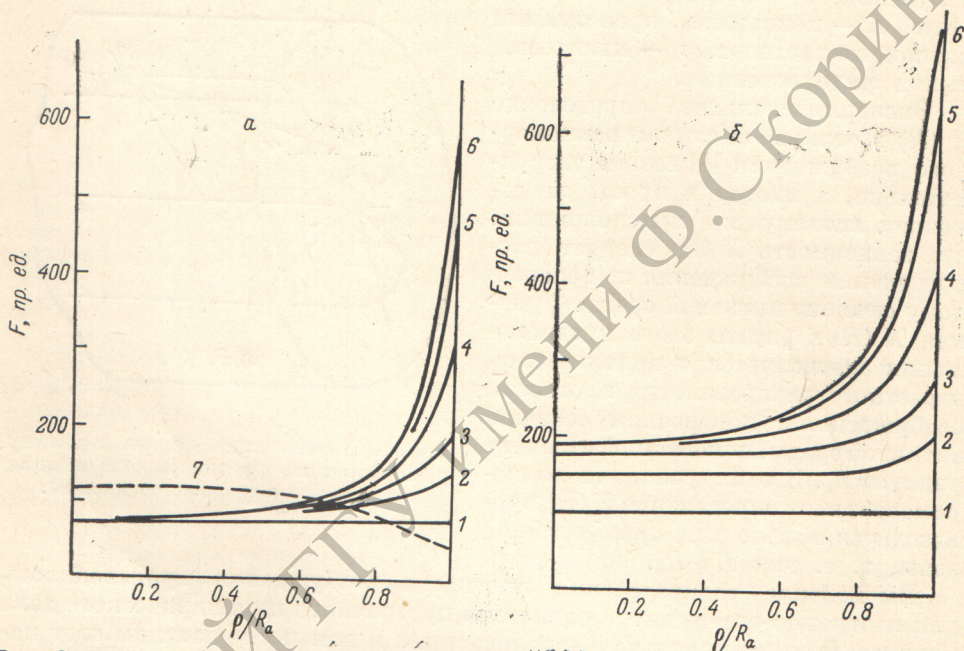


Рис. 2. Распределение плотности возбуждения по поперечному сечению кювет, вычисленное для разных концентраций родамина 6Ж.  
 1 и 7 —  $10^{-5}$ , 2 —  $2 \cdot 10^{-5}$ , 3 —  $3 \cdot 10^{-5}$ , 4 —  $5 \cdot 10^{-5}$ , 5 —  $8 \cdot 10^{-5}$ , 6 —  $10^{-4}$  М, 7 — вычислено для случая  $R_n/R_n = 1.0$ , а —  $R_n = 0.84$  см,  $R_a = 0.47$  см; б —  $R_n = 0.84$  см,  $R_a = 0.18$  см.

Плотность поглощенного излучения в спектральном диапазоне  $\lambda_1 - \lambda_2$  определяется выражением

$$F(\rho) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_n(\lambda) f(\lambda, \rho) k(\lambda) d\lambda, \quad (7)$$

где  $I_n(\lambda)$  — нормированное спектральное распределение накачки,  $k(\lambda)$  — коэффициент поглощения активной среды на длине волны  $\lambda$ .

Результаты численного интегрирования формул (5) и (7), выполненного для этанольных растворов ( $n = 1.36$ ) родамина 6Ж (Р6Ж) различных концентраций, помещенных в кюветы с  $R_n = 0.84$  см и  $R_a = 0.47$  и  $0.18$  см, приведены на рис. 2. При вычислениях мы полагали величину  $I_n(\lambda)$  постоянной, не зависящей от  $\lambda$ ; интегрирование (7) проводили в пределах главной полосы поглощения Р6Ж ( $580 \div 430$  нм).

Из рис. 2, а следует, что в кювете с  $R_n = 0.47$  см наиболее однородное возбуждение имеет место при [Р6Ж] =  $10^{-5}$  М. Неоднородность распределения возбуждения в периферийных зонах кюветы растет с увеличением концентрации. Однако в центральных областях кюветы ( $\rho/R_a \leq 0.5$ ) она практически не зависит от концентрации. Уменьшение  $R_a$  до  $0.18$  см, рис. 2, б приводит к несколько иному распределению величины  $F$ . Так,

например, возбуждение центральных областей кюветы ( $\rho/R_a \leq 0.5$ ) зависит от концентрации в диапазоне от  $10^{-5}$  до  $8 \cdot 10^{-5}$  М. Необходимо отметить при этом и большую радиальную однородность возбуждения по сравнению с кюветой  $R_a=0.47$  см при одинаковых концентрациях. Как и следовало ожидать, вычисленные нами распределения оказались заметно отличающимися от результатов, полученных для случая  $R_n/R_a=1$ . На рис. 2, а (кривая 7) приведено для сравнения распределение плотности возбуждения по поперечному сечению кюветы для  $[Р6Ж]=10^{-5}$  М, вычисленное нами для этого случая. Отметим его близость к результатам вычислений для сходных условий, выполненных другими авторами [5, 6].

Поглощенная в кювете квантовая светосумма пропорциональна величине

$$Q = \int_0^{R_a} F(R) R dR. \quad (8)$$

Зависимость  $Q$  от концентрации Р6Ж, полученная для кюветы с  $R_a=$

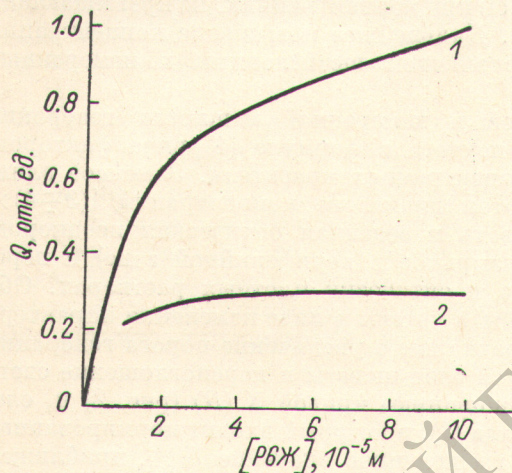


Рис. 3. Относительная концентрационная зависимость квантовой светосуммы, поглощенной в кювете с  $R_a=0.47$  см (1) и концентрационная зависимость отношения поглощенной квантовой светосуммы, вычисленной для кюветы с  $R_a=0.18$  см к одноименной величине, вычисленной для кюветы с  $R_a=0.47$  см (2).

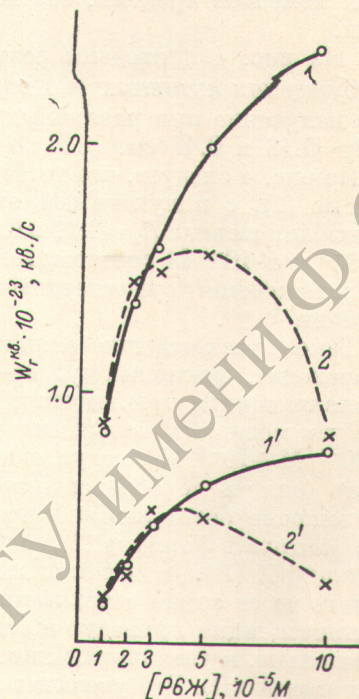


Рис. 4. Зависимость пиковой квантовой мощности генерации от концентрации родамина 6Ж, для кювет: 1, 2 —  $R_a=0.47$  см; 1', 2' —  $R_a=0.18$  см.

1, 1' — экспериментальные значения, 2, 2' — вычисленные по формуле (1).

$=0.47$  см графическим интегрированием, приведена на рис. 3 (кривая 1). На этом же рисунке (кривая 2) приведена зависимость отношения значений  $Q_2$  и  $Q_1$ , вычисленных по (8) соответственно для кюветы с  $R_a=0.18$  и  $0.47$  см.

Представляет интерес сравнение результатов вычислений отношения  $Q_2/Q_1$  с отношением этих же величин, полученных при помощи измерений абсолютного количества поглощенных квантов накачки, выполненных по методике [7]. Измерения, выполненные для концентрации Р6Ж  $10^{-4}$  М, показали, что для кюветы с  $R_a=0.47$  см значение  $N_1=9.2 \cdot 10^{18}$  кв./имп. [8], а для кюветы с  $R_a=0.18$  см —  $N_2=3 \cdot 10^{18}$  кв./имп. Отношение  $N_2/N_1=0.325$  практически совпадает с величиной  $Q_2/Q_1=0.3$  для этой же концентрации Р6Ж на кривой 2 (рис. 3). Это можно рассматривать в качестве дополнительной экспериментальной проверки правильности наших вычислений концентрационной зависимости поглощенной квантовой светосуммы накачки в кюветах с растворами Р6Ж.

Необходимая для вычислений по формуле (1) зависимость  $X(R)$  для раствора Р6Ж некоторой концентрации определялась с помощью соответствующей расчетной кривой распределения плотности возбуждения (рис. 2) и известному измеренному значению  $X^{\max}(R_a)$  для периферийной, наиболее сильно накачиваемой зоны активной среды. Значение  $X^{\max}(R_a)$  находилось по методике, описанной в работе [1]. Эксперименты проводились на установке с ламповым возбуждением, описанной в [9]; длина базы резонатора, образованного зеркалами с коэффициентами отражения 99 и 84%, составляла 140 мм. Энергия накачки была равна 380 Дж. Сравнения вычисленной по формуле (1) и измеренной квантовой мощности проводились только для моментов времени, соответствующих максимумам импульсов генерации.

На рис. 4 приведены результаты такого сравнения, полученные при возбуждении активных растворов через жидкостный фильтр, отсекающий УФ излучение при различных концентрациях растворов Р6Ж в кюветах с  $R_a = 0.18$  и  $0.47$  см.

Из рис. 4 следует, что достаточно хорошее совпадение  $W_r^{\text{KB}}$ , вычисленной по (1), с полученными экспериментально значениями  $W_r^{\text{KB}}$  наблюдается для кювет с  $R_a = 0.18$  и  $0.47$  см при концентрациях, не превышающих  $3 \cdot 10^{-5}$  и  $4 \cdot 10^{-5}$  М соответственно. Дальнейшее повышение концентрации сопровождается существенным различием вычисленных и измеренных величин  $W_r^{\text{KB}}$ .

Такое расхождение ожидаемой и измеренной мощности генерации происходит, по-видимому, из-за неучета в формуле (1) ряда факторов, проявляющихся при высоких концентрациях красителя. Заметное влияние на мощность генерации в этом диапазоне концентраций [ $(3 \div 4) \times 10^{-5}$  М  $\div$   $10^{-4}$  М] могут оказывать наведенная оптическая неоднородность (вплоть до образования пузырьков в периферийной зоне) и перепоглощение света люминесценции в оптически плотных растворах. Оба эти фактора в формуле (1) могут быть учтены в виде изменения характера функций  $X(R)$ . Действительно, радиальное увеличение порога генерации вплоть до ее срыва в периферийной зоне кюветы и перепоглощение света люминесценции приведут к «сглаживанию» кривой  $X(R)$  (рис. 2) и, следовательно, к увеличению интеграла (1), в который входит нормированная функция  $X(R)$ . Это увеличивает вычисленное значение  $W_r^{\text{KB}}$ , приближая ее к экспериментальному.

Если предположить, что расхождение между расчетными и измеренными значениями  $W_r^{\text{KB}}$  обусловлено срывом генерации в периферийной области кюветы шириной  $\Delta R$ , то величину  $X^{\max}(R)$  необходимо сопоставить с зоной, отстоящей от оси на  $(R_a - \Delta R)$ . Действительно, при увеличении концентрации Р6Ж нами наблюдалось уменьшение диаметра зоны генерации на торце кюветы. Оценки показывают, что при  $\Delta R \sim 0.1 R_a$  и концентрации Р6Ж  $10^{-4}$  М расчетные значения  $W_r^{\text{KB}}$  близки к экспериментальным. Приведенный пример иллюстрирует возможность корректировки расчетов мощности генерации путем учета специфических факторов при сравнительно высоких концентрациях красителя.

#### Литература

- [1] А. В. Аристов, Д. А. Козловский, М. Б. Левин, А. С. Черкасов. Опт. и спектр., 43, 118, 1977.
- [2] А. В. Аристов, Д. А. Козловский, А. С. Черкасов. Опт. и спектр., 29, 416, 1970.
- [3] М. Басс, Т. Дейч, М. Вебер. Усп. физ. наук, 105, 521, 1971.
- [4] Ю. А. Ананьев, Е. А. Королев. Опт. и спектр., 16, 702, 1964.
- [5] S. Blit, U. Ganiel. Optic and Q. E., 7, 87, 1975.
- [6] А. Н. Рубинов, Т. И. Смольская. Ж. прикл. спектр., 16, 618, 1972.
- [7] А. В. Аристов, Т. М. Вембер, Д. А. Козловский, А. С. Черкасов. Опт. и спектр., 33, 961, 1972.
- [8] М. Б. Левин, А. С. Черкасов. Опт. и спектр., 41, 446, 1976.
- [9] М. Б. Левин, А. С. Черкасов, В. И. Широков. Опт. и спектр., 38, 595, 1975.

Поступило в Редакцию 19 ноября 1976 г.  
В окончательной редакции 3 февраля 1978 г.