

УДК 535.373.2

## ИЗМЕРЕНИЕ КВАНТОВОГО ВЫХОДА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ РАСТВОРОВ КРАСИТЕЛЕЙ МЕТОДОМ ВАВИЛОВА И МЕТОДОМ ИНТЕГРИРУЮЩЕЙ СФЕРЫ

*М. Д. Галанин, А. А. Кутьёнок, В. Н. Сморгков,  
Ю. П. Тимофеев и З. А. Чижикова*

Рассмотрены два спектрофотометрических метода измерения квантового выхода люминесценции растворов: метод сравнения люминесценции при полном поглощении возбуждающего света с рассеянием на окиси магния (метод Вавилова) и метод интегрирующей сферы. Обсуждено влияние реабсорбции и вторичной люминесценции. Предложено два метода определения коэффициента рассеяния слоя окиси магния: по коэффициенту пропускания интегрирующей сферы и по затяжке короткого импульса света при многократном рассеянии в сфере. Полученные значения квантового выхода для родамина 6Ж в пределах точности измерений ( $\pm 2\%$ ) согласуются с калориметрическими измерениями, что позволяет рекомендовать его в качестве люминофора — стандарта с высоким выходом свечения (94—97%) в широкой спектральной области возбуждения.

### Введение

Методы измерения квантового выхода фотолюминесценции и выбор веществ — стандартов квантового выхода — продолжают обсуждаться [1, 2]. Наиболее прямым и надежным методом определения абсолютного выхода люминесценции, по-видимому, является калориметрический метод, предложенный впервые в [3]. Применение в качестве источника возбуждения перестраиваемого непрерывного лазера дало возможность значительно повысить точность этого метода [4]. Однако его осуществление требует специальной аппаратуры и этот метод предназначен в первую очередь для установления первичных стандартов, которые могли бы быть использованы для сравнения с другими веществами фотометрическими методами. Применяемые в разных работах фотометрические методы разнообразны и до сих пор нет единого мнения о способах вычисления выхода из экспериментальных данных и о необходимых предосторожностях и поправках. В связи с этим в настоящей работе мы рассматриваем два фотометрических метода определения абсолютных и относительных выходов фотолюминесценции — метод Вавилова и метод интегрирующей сферы. Первый метод, восходящий к классической работе [5], основан на прямом сравнении люминесценции и рассеянного на слое окиси магния возбуждающего света. Этот метод наиболее надежен при большой концентрации раствора, когда полное поглощение возбуждающего света происходит в тонком слое. Второй метод основан на применении разностного варианта метода интегрирующей сферы, предложенного для измерения квантового выхода люминесценции лазерных кристаллов и стекол [6, 7]. Преимуществом метода интегрирования является отсутствие поправок на различие диаграмм направленности люминесценции и рассеянного света. Во всех методах определения квантового выхода наиболее сложным является определение «внутреннего» (истинного или молекулярного) выхода по измеряемому «внешнему» (техническому) выходу, в особенности в случае сильной реабсорбции и вторичной люминесценции. Как показано ниже, соответствующие поправки могут быть приближенно введены и оба метода дают согласующиеся между собой результаты.

Мы воспроизвели метод Вавилова с современными измерительными средствами в следующем варианте. Люминесценция возбуждалась лампой накаливания с набором светофильтров, выделяющим сравнительно узкую область спектра вблизи максимума поглощения раствора [8]. Спектр люминесценции и спектр рассеянного на слое окиси магния возбуждающего света записывались на отградуированной по спектральной чувствительности спектрофотометрической установке при соблюдении одинаковых геометрических условий. Применялось «фронтальное» возбуждение неполяризованным излучением с возможно меньшим углом между направлениями возбуждения и наблюдения ( $\sim 20^\circ$ ). Поверхности кюветы и рассеивателя были перпендикулярны линии наблюдения. Люминесценция и рассеянный свет фокусировались на щель монохроматора линзой со сравнительно небольшой апертурой ( $\sim 1/10$ ). Если поглощение возбуждающего света происходит в тонком слое ( $\leq 1$  мм), то при такой конфигурации геометрические условия для люминесценции и рассеяния можно считать одинаковыми. Применение источника возбуждения с широким спектром, а не с узкой линией (например, ртутной лампы) имеет то преимущество, что не требует слишком большого изменения чувствительности измерительной схемы при переходе от люминесценции к рассеянию.

Если  $S_L$  — площадь энергетического спектра люминесценции,  $S_E$  — площадь спектра рассеянного возбуждающего света, то квантовый выход люминесценции может быть вычислен по формуле

$$\eta = 4n^2 \frac{S_L \lambda_L'}{S_E \lambda_E} \alpha R, \quad (1)$$

где  $n$  — показатель преломления раствора;  $\alpha = 1/(1-R_E)(1-R_L^-)$  — множитель, учитывающий отражение возбуждающего света (коэффициент отражения  $R_E$ ) и света люминесценции ( $R_L$ ) на входном окне кюветы и на границе раствор — входное окно;  $R$  — коэффициент рассеяния окиси магния;  $\lambda_L$  и  $\lambda_E$  — средние длины волн люминесценции и возбуждения. Поскольку падение возбуждающего света и света люминесценции на окно кюветы (кварц) почти нормальное, мы принимали  $\alpha = 1.09$ . Коэффициент диффузного рассеяния слоя окиси магния был определен экспериментально и принимался равным  $R = 0.96$ . Множитель  $4n^2$  учитывает, как известно, различие диаграмм направленности люминесценции, выходящей из кюветы, и рассеяния в предположении, что последнее подчиняется закону Ламберта. В применявшейся геометрии и для неполяризованной люминесценции правильность введения этого множителя не вызывает сомнений [9].

Измерения описанным методом были проведены для растворов родамина 6Ж в этаноле и флуоресцеина в воде  $+0.1$  *n* NaOH. Другие растворы сравнивались с родамином 6Ж при возбуждении отдельными линиями ртутной лампы (типа ДРТ—230) и в той же геометрии.

#### Влияние реабсорбции и вторичной люминесценции

Вопрос о влиянии реабсорбции и вторичной люминесценции на измерения выхода люминесценции неоднократно обсуждался [10]. Учет этого влияния необходим, так как у большинства люминесцирующих растворов спектры люминесценции и поглощения перекрываются. Перепоглощением можно пренебречь только при очень малых оптических толщинах, причем не только для возбуждающего света, но и для света люминесценции в области перекрытия спектров. В другом крайнем случае — полного поглощения в слое, тонком по сравнению с размерами возбуждаемой области, влияние реабсорбции можно учесть расчетным путем. Нужно отметить, что при квантовом выходе, близком к единице, реабсорбция слабо влияет на квантовый выход, так как излучение, поглощенное в коротковолновой части спектра, почти полностью (по числу квантов) переизлучается в длинноволновой части. Это естественно сопровождается изменением спектра излучения, а также увеличением длительности послесвечения, которое

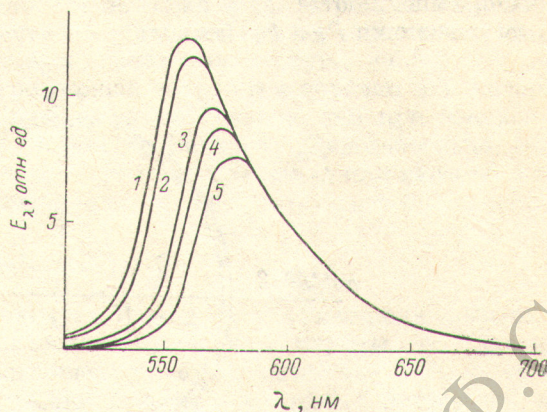
наблюдается даже для коротковолновой части спектра [11]. Простейшая модель для учета вторичной люминесценции основана на предположении, что квантовый выход в области реабсорбции постоянен. В этом случае при нормальном возбуждении и наблюдении из общей теории для полубесконечного слоя [10], а также из простейших соображений о многократном перепоглощении при условии  $k_0 \gg k$  ( $k_0$  — показатель поглощения в области реабсорбции,  $k$  — показатель поглощения возбуждающего света) следует, что

$$\eta = \frac{(1-Q)\eta_0}{1-\eta_0 Q}, \quad (2)$$

где  $\eta$  — измеренный,  $\eta_0$  — истинный квантовый выход,  $Q$  — относительная величина реабсорбированной части спектра.

Рис. 1. Спектры люминесценции растворов родамина 6Ж в этаноле.

Спектры приведены к одному масштабу в длинноволновой части; 1 —  $10^{-5}$  М/л,  $\lambda_E = 546$  нм; 2 —  $5 \cdot 10^{-3}$  М/л; 3 — 546, 4 — 313, 5 — 365, 5 — 436 нм.



Хотя условие  $k_0 \gg k$  обычно выполняется для большей части области реабсорбции, на длинноволновом крае этой области  $k_0 \sim k$  и даже  $k_0 \ll k$ . Поэтому формула (2) является, конечно, приближенной.

Для иллюстрации влияния реабсорбции на рис. 1 приведены спектры люминесценции раствора родамина 6Ж в этаноле при возбуждении разными линиями ртутной лампы. Спектры приведены к одному масштабу в длинноволновой части. Практически неабсорбированный спектр получен при концентрации раствора  $10^{-5}$  М/л и возбуждении линией 546 нм. В случае концентрации  $2 \cdot 10^{-3}$  М/л величина  $Q$  увеличивается от 0.1 при возбуждении 546 нм до 0.42 при возбуждении 436 нм. Однако из-за высокого квантового выхода родамина 6Ж даже при  $Q=0.3 \div 0.4$   $\eta \approx \eta_0$ . Это было подтверждено измерениями квантового выхода при возбуждении 546 нм ( $Q=0.1$ ) и при возбуждении 365 нм ( $Q=0.35$ ), которые оказались одинаковыми с точностью 5%.

### Метод интегрирующей сферы

Этот метод основан на непосредственном сравнении суммируемых сферой полных потоков света люминесценции ( $i_L$ ) от исследуемого образца и возбуждающего света ( $i_0$ ), рассеянного эталонным экраном с высоким коэффициентом диффузного отражения  $R$ . Оба измерения (кювета в пучке и вне его) проводятся с экраном, препятствующим проходу прямого пучка света на фотоприемник; наоборот, при убранном экране в той же геометрии определяют пропускание образца  $T_E$  (рис. 2). Обычно при измерениях с экраном используют светофильтры, отделяющие люминесценцию от возбуждающего излучения, которое отразилось (коэффициент  $R_E$ ) от образца  $K$  и прошло через него. Однако при высоком выходе свечения  $\eta$ , не слишком слабом поглощении ( $T_E + R_E \leq 0.5$ ) и соизмеримости чувствительности установки к обоим излучениям предпочтительнее разностный метод измерения [6, 7], использованный в данной работе. В этом варианте метода непосредственно измеряют отношение  $\sigma$  для суммы потоков  $i_L$  света люминесценции  $i_L = \eta(1 - T_E - R_E)i_0$  и возбуждающего света, не поглощенного образцом  $i_0(1 - T_E - R_E)$ , к потоку возбуждающего света  $i_0$ , который рассеивается экраном в отсутствие образца. Величина выхода свечения определяется по формуле

$$\eta = \frac{P_E}{P_L} R \frac{\sigma - T_E - R_E \beta}{1 - T_E - R_E}, \quad (3)$$

где  $P_E$  и  $P_L$  — спектральная чувствительность установки к свету люминесценции ( $L$ ) возбуждения ( $E$ ),  $\beta$  — доля зеркально отраженного от образца света,

остающаяся в сфере (наша юстировочная система крепления образца позволяла плавно изменять его положение и соответственно получать предельные значения  $\beta=0$  и  $\beta=1$ ).

Из формулы (3) следует, что в оптимальных условиях ( $P_E R/P_L \sim 1$ ;  $T_E + R_E \ll 1$ ;  $1 - \eta \ll 1$ ) такой метод является балансным, т. е. может обеспечить наиболее высокую точность измерения ( $\leq 1\%$ ). Соответствующие условия достаточно хорошо выполняются для ряда растворов красителей. Труднее обеспечить близость величин  $P_E$  и  $P_L$ , поскольку спектральная чувствительность установки

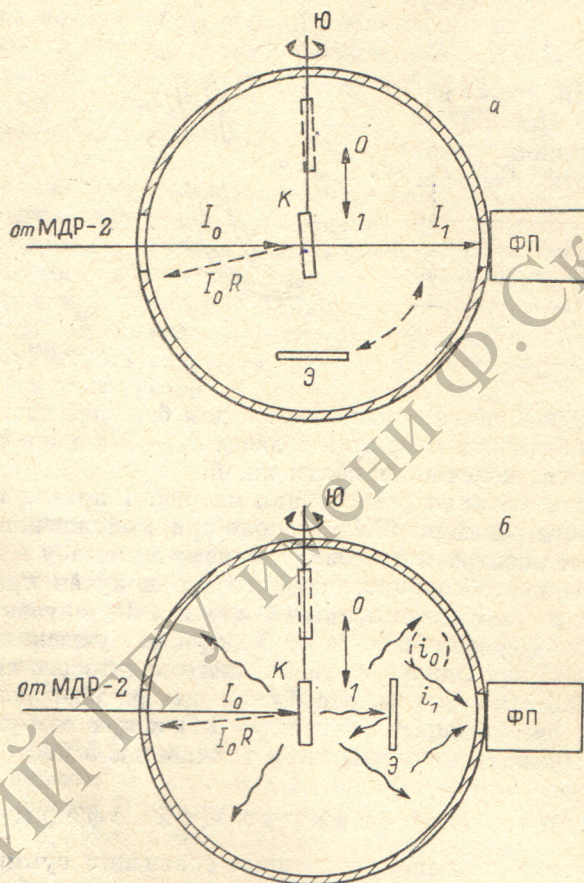


Рис. 2. Схема измерений в интегрирующей сфере.

МДР-2 — монохроматор, Э — экран, ФП — фотоприемник, Ю — юстировочная система, 0 и 1 — два положения кюветы. а — измерение пропускания образца  $T=I_1/I_0$ , б — измерение суммарного потока с образцом  $\sigma=i_1/i_0$  ( $I_0, I_1, i_0, i_1$  — соответствующие отсчеты фотоприемника).

определяется не только спектром чувствительности фотоприемника, но и спектром пропускания сферы  $K_\lambda$ . Последняя в результате многократных отражений работает как светофильтр, пропускание которого

$$K_\lambda = R_\lambda^2 / (1 - R_\lambda + 2\delta), \quad (4)$$

где  $R_\lambda$  — коэффициент отражения покрытия сферы и  $2\delta$  — отношение суммы площадей входного и выходного окна сферы к площади ее полной поверхности.  $K_\lambda$  сильно зависит от небольших изменений  $R_\lambda$ , особенно при высоких значениях  $R_\lambda$  и малых  $\delta$ .

В связи с этим обычно применялись слои  $MgO$  и светотехнических эмалей не с оптимальной (по  $R_\lambda$ ), а с несколько меньшей толщиной покрытия, обеспечивающей наилучшее постоянство  $P_E/P_L$  и более медленное старение  $K_\lambda$ . Квантовая чувствительность использованного нами в качестве фотоприемника германиевого фотодиода типа ФД5Г относительно слабо изменяется в достаточно широкой области спектра (0.4—1.5 мкм), причем коротковолновый рост его эффективности (за счет уменьшения отражения, а также фотонного умножения

при  $\lambda < 0.4$  мкм) компенсируется падением  $K_\lambda$ . Таким образом, исправления на  $P_E/P_L$  не превышали 10%, причем точность спектральной градуировки  $\pm 1.5\%$  в основном лимитировала общую точность измерений.

В качестве источника возбуждения использовалась светоизмерительная лампа накаливания СИРШ-200 или ртутная лампа ДРТ-230 в сочетании с монохроматором МДР-2 и светофильтрами, отсекающими рассеянный свет. Потоки излучения модулировались с частотой 80 Гц и измерялись с применением резонансного усилителя и цифрового вольтметра, так что точность определения величин  $\sigma$ ,  $T_E$ ,  $R_E$  при многократных опытах была не хуже  $\pm 0.5\%$ .

При измерениях выхода в интегрирующей сфере (как впрочем и в калориметрическом методе) роль реабсорбции очевидно сильнее, чем при измерениях свечения по нормали к кювете, т. е. по методу Вавилова. Действительно, доля полного светового потока  $W_0$ , выходящая сразу из кристалла или кюветы, с показателем преломления  $n$  из-за полного внутреннего отражения определяется известной формулой [12]

$$W_0 = 1 - (1 - 1/n^2)^{1/2} \quad (5)$$

При  $n=1.45$  (плавленый кварц) величина  $W_0=0.28$ , т. е. внешний квантовый выход  $\eta$  для «идеальной» в геометрическом отношении кюветы, обладающей хотя бы небольшим неактивным поглощением, будет почти в 4 раза ниже  $\eta_0$ . Отсутствие плоскопараллельности стенок кюветы и ее особая (например, коническая) конфигурация в действительности несколько сокращают такое различие. Наряду с этим в веществах с высоким внутренним выходом реабсорбция свечения сопровождается вторичным излучением, которое обладает равновероятной направленностью, что также повышает  $\eta$ . Из простых соображений (суммирование членов геометрической прогрессии реабсорбированных и повторно излученных световых потоков) можно предложить приближенную формулу для оценки  $\eta$  в этом случае

$$\eta = \frac{W_0 \eta_0}{1 - (1 - W_0) \eta_0} \quad (6)$$

В отличие от формулы (2) доля реабсорбированного света  $Q$  явно не входит в это выражение, поскольку величина  $Q$  считается достаточно большой по отношению к другим видам потерь, а выход излучения, испытавшего полное внутреннее отражение, считается возможным лишь после его переизлучения. В действительности, отклонение стенок кюветы от плоскопараллельности дополнительно улучшает условия выхода излучения, т. е. данная формула дает нижнюю границу  $\eta$  или, наоборот, максимально возможное значение ( $\eta_0$ )<sub>макс</sub>

Вещество	Растворитель	Концентрация, М/л	Метод Вавилова			Интегрирующая сфера		
			$\lambda_E$	$\eta$	$\eta_0$	$\lambda_E$	$\eta$	
							$d = 2$ мм	$d = 0.2$ мм
Родамин 6Ж	Этанол	$2 \cdot 10^{-5}$	—	—	—	530	0.95	—
		$2 \cdot 10^{-4}$	546	0.97	0.97	500—550	0.93	0.94
		$2 \cdot 10^{-3}$	540—560	0.97	0.97	450—580	0.82	0.90
Флуоресцеин	Вода + NaOH	$2 \cdot 10^{-3}$	—	—	—	365—546	0.83	—
		$2 \cdot 10^{-5}$	—	—	—	490	0.86	—
		$2 \cdot 10^{-4}$	450—465	0.84	0.90	470—490	0.85	0.86
Родамин 110	Этанол	$2 \cdot 10^{-3}$	445—465	0.71	0.74	440—490	0.75	0.79
		$1 \cdot 10^{-3}$	436	0.95	—	470—530	0.91	—
		$2 \cdot 10^{-5}$	—	—	—	520—540	0.73	—
Родамин В	»	$2 \cdot 10^{-4}$	546	0.77	—	470—570	0.67	0.71
		$2 \cdot 10^{-3}$	546	0.49	—	450—590	0.40	0.43
		$2 \cdot 10^{-5}$	—	—	—	—	—	—
3-Аминофталиimid	Этанол	$2 \cdot 10^{-3}$	365	0.60	—	365; 405	0.62	—
		$2 \cdot 10^{-3}$	365	0.70	—	—	—	—
9,10-Дифенилантрацен	Толуол (необезгаженный раствор)	$2 \cdot 10^{-3}$	365	0.70	—	—	—	—

Примечание. Измерения в интегрирующей сфере при толщине кюветы  $d=0.2$  мм проводились при возбуждении в максимуме поглощения.

для экспериментально определенной величины  $\eta$ . Так, для родамина 6Ж в условиях сильной реабсорбции ( $C=2 \cdot 10^{-3}$  М/л;  $d \geq 2$  мм) величина внешнего выхода свечения заметно зависит от качества кюветы, причем для наилучших кювет получено  $\eta=0.82$ . Последнее значение по формуле (5) соответствует ( $\eta_0$ )<sub>макс</sub> = 0.94, которое довольно близко к предельной величине  $\eta_0$ , измеренной для разбавленных растворов. Поэтому можно считать, что уменьшение выхода свечения, наблюдаемое для родамина 6Ж в интегрирующей сфере для диапазона концентраций  $10^{-5}$ — $10^{-3}$  М/л обусловлено в основном увеличением роли реабсорбции. Эту роль можно уменьшить, проводя измерения в кюветах с одинаковой оптической толщиной (см. таблицу). К такому же выводу приводит постоянство  $\eta$  при использовании метода Вавилова, причем различие обеих методик тем меньше, чем больше величина  $\eta_0$ , что, в частности, заставляет стремиться к подбору наиболее эффективных первичных эталонов.

### Измерение коэффициента отражения MgO

Во многих работах в качестве рассеивающего эталона используют слой MgO, безоговорочно считая, что  $R=0.98$  (или даже  $R \sim 1$ ), т. е. соответствует его максимальному значению [13]. Вместе с тем известно, что величина  $R$  заметно зависит от способа нанесения, толщины слоя и старения экрана, воздействия ультрафиолетового излучения и, наконец, длины волны излучения.

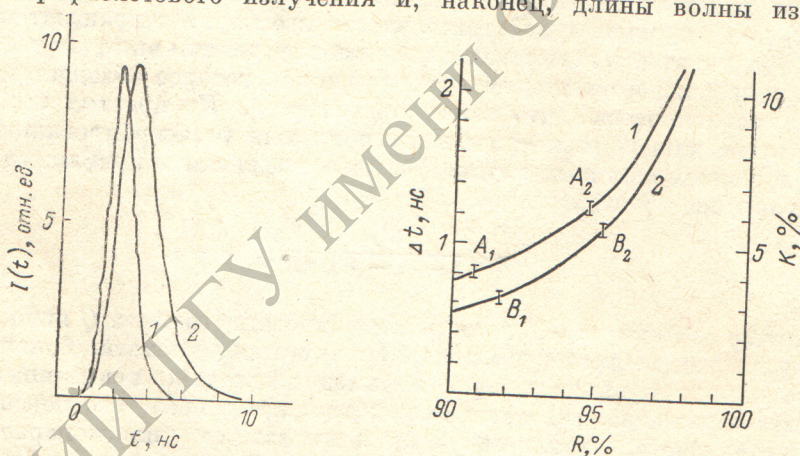


Рис. 3. Импульс света исходный (1) и после его прохождения через сферу (2) при закрытом экране.

Рис. 4. Расчетные кривые зависимости удлинения импульса  $\Delta t$  (1) и коэффициента пропускания сферы  $K$  (2) от коэффициента отражения покрытия сферы (при  $2\delta=0.01$ ).

$A_1$  и  $A_2$  — значения  $\Delta t$ ,  $B_1$  и  $B_2$  — значения  $K$  соответственно для свеженанесенной и «старой» (1 месяц) сферы.

Поскольку это может привести к заметной ошибке (до 10%), в обоих используемых методах нами проводились специальные измерения величины  $R$  для слоев, изготовленных по нашей методике. Во-первых, она определялась по абсолютному значению коэффициента пропускания сферы  $K$  исходя из формулы

$$K = \frac{R^2}{1-R+2\delta} \delta \frac{1-\bar{R}_n}{1-R_n}, \quad (7)$$

где  $\bar{R}_n$  и  $R_n$  — соответственно коэффициенты отражения фотоприемника при изотропном и нормальном падении света (последнее отношение равно 0.89 для  $n=3.5$ ).

Для нашей методики стабильно получаемое максимальное значение  $R=0.960 \pm 0.005$  для области 500—600 нм; оно заметно уменьшается до 0.90—0.92 в ультрафиолетовой и инфракрасной области спектра. В связи с приближенностью этой формулы, обеспечивающей, однако, достаточно резкую зависимость  $K$  от  $R$ , нами был предложен и реализован другой независимый метод определения  $R$ . Он основан на измерении удлинения короткого светового импульса

при его многократном отражении от стенок сферы, которые покрывались MgO по той же технологии, что и отражающие экраны.

Эффективная длина светового пути, проходимая светом в интегрирующей сфере, может в несколько раз превышать ее диаметр  $D$ , что в нашем случае ( $D=4.4$  см) должно соответствовать задержке импульса порядка наносекунды. Такая задержка нами наблюдалась экспериментально (рис. 3) на установке [14] однофотонного счета. Расчет  $R$  производился по формуле

$$\Delta t = \frac{l}{c \ln(R - 2\delta)},$$

где  $c$  — скорость света, а  $l$  — среднее значение оптического пути между двумя отражениями, равное  $(2/3)D$  при отражении по закону Ламберта. Для измерения с  $\lambda=430$  нм значения  $R$ , полученные для свеженапыленной и старой (1 месяц) сферы, заметно различались между собой, вместе с тем, как показано на рис. 4, они с точностью не хуже 1% совпадали для обеих методик.

## Результаты

Результаты измерений приведены в таблице. Большинство исследованных веществ являлись специально очищенными препаратами, используемыми в лазерах на красителях. В качестве растворителя использовался этанол марки «осч». Измерения проводились при температуре  $20 \pm 2$  °С.

Значения квантового выхода, измеренные двумя описанными методами, нужно считать удовлетворительно согласующимися, если принять во внимание возможные ошибки измерений в обоих методах, которые мы оцениваем  $\pm 2\%$ . Значения, полученные методом интегрирующей сферы, как правило, несколько ниже, особенно при высоких концентрациях, чем значения, полученные по методу Вавилова. Это вполне объяснимо, поскольку роль реабсорбции очевидно должна сильнее сказаться в первом случае.

Наиболее важно отметить, что результаты фотометрических измерений, в частности, для родамина 6Ж хорошо согласуются с калориметрическими измерениями [4]. Значения, полученные для других веществ, также соответствуют в пределах ошибок указываемым в литературе [1]. Высокое значение квантового выхода, сводящее к минимуму поправки на реабсорбцию, и слабое концентрационное тушение делают этанольный раствор родамина 6Ж подходящим в качестве одного из стандартов квантового выхода. Вместе с тем вопрос о том, какие вещества должны быть включены в набор таких стандартов, еще нельзя считать решенным.

Авторы благодарны Б. М. Красовицкому за обсуждение вопроса о стандартах квантового выхода и за предоставление чистого препарата 9,10-дифенилантрацена.

## Литература

- [1] J. N. Demas, G. A. Crosby. *J. Phys. Chem.*, **76**, 991, 1971.
- [2] J. V. Birks. *J. Res. Nat. Bur. Standar.*, **80A**, 389, 1976.
- [3] М. Н. Алейцев. *ЖЭТФ*, **21**, 133, 1951.
- [4] А. В. Бутенин, Б. Я. Коган, Н. В. Гундобин. *Опт. и спектр.*, **47**, 1022, 1979.
- [5] С. И. Вавилов. *Zs. Phys.*, **22**, 266, 1924; *Собр. соч.*, т. 1, с. 150. М., 1954.
- [6] Э. Л. Моргенштерн, В. Б. Неуструев. *Опт. и спектр.*, **32**, 953, 1972.
- [7] А. Г. Аванесов, Ю. К. Воронько, Б. И. Денкер и др. *Квант. электрон.*, **6**, 2253, 1979.
- [8] М. Д. Галанин, Э. А. Чижикова. *ЖЭТФ*, **26**, 624, 1954.
- [9] F. J. Busselle, N. D. Haig, C. Lewis. *Chem. Phys. Lett.*, **72**, 533, 1980.
- [10] В. М. Агранович, М. Д. Галанин. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. Гл. VI, § 6, с. 232—292. «Наука», М., 1978.
- [11] М. Д. Галанин, Э. А. Чижикова. *Кр. сообщения по физике ФИАН*, № 6, § 17, 1979.

<sup>1</sup> В частности, нужно иметь в виду, что в растворах родамина Б наблюдается сильное температурное тушение [15].

- [12] Т. Мосе, Г. Баррас, Б. Эллис. Полупроводниковая оптоэлектроника. Гл. VIII, § 9, с. 247—249. «Мир», М., 1976.
- [13] W. E. K. Middleton, C. L. Sanders. J. Opt. Soc. Am., 46, 419, 1951.
- [14] М. Д. Галанин, М. И. Демчук, Ш. Д. Хан-Магомедова, З. А. Чижикова, А. Ф. Чернявский. Письма ЖЭТФ, 20, 260, 1974.
- [15] В. Л. Левшин. Фотолюминесценция жидких и твердых веществ. Гл. VI, § 27, с. 159—161. ГИТТЛ, М.—Л., 1951.

Поступило в Редакцию 27 февраля 1981 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРИНЫ