

Б.Д. Борисов

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ В ЗАДАЧАХ ТЕОРИИ ВИДЕНИЯ

Оценивается возможность учета влияния стеклянных стенок кювет, ограничивающих дисперсную среду, на результаты измерения характеристик оптического изображения в лабораторных экспериментах по теории видения. Обсуждается применимость принципа подобия к интерпретации результатов исследований на лабораторных установках с малой измерительной трассой.

Широкое распространение при решении проблем переноса излучения в рассеивающих средах и, в частности, переноса оптического изображения получили методы лабораторного моделирования [1, 2]. Лабораторное моделирование используется в качестве оперативного средства, дающего возможность в контролируемых условиях исследовать процессы переноса оптического изображения в мутной среде при широкой вариации параметров последней [3–7]. Результаты лабораторных исследований могут быть использованы для подтверждения или дополнения теоретических выводов [8], а в некоторых случаях достаточно полно интерпретировать реальные ситуации [2].

В то же время перечисленные достоинства лабораторного моделирования часто не могут быть реализованы полностью ввиду присущих им недостатков [9].

В данной статье рассмотрены некоторые ограничения лабораторного моделирования и возможности их учета при исследовании условий наблюдения через локализованный слой дисперсной среды, размещенной в кювете со стеклянными стенками.

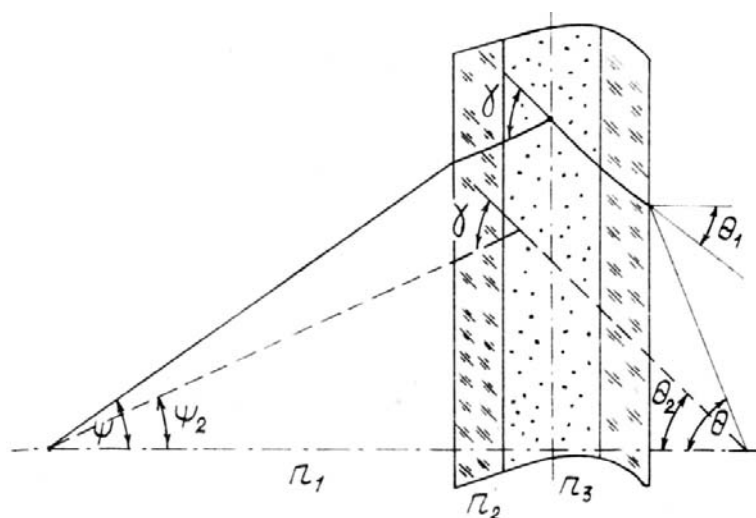


Рис. 1. Геометрическая схема измерений ФРТ в методике углового сканирования. θ — углы излучения точечного тест-объекта

В практике исследований характеристик качества изображения, например, функций размытия точки ФРТ или линии (ФРЛ) систем видения используются два способа измерений [10].

Одна из распространенных схем определения ФРТ (приближенная методика или методика углового сканирования [10]) приведена на рис. 1.

Рассмотрим кювету, заполненную дистиллированной водой с взвешенными частицами. Из рис. 1 видно, что при падении света на стеклянную поверхность угол падения пучка заданного направления θ на элементарный рассеивающий объем среды уменьшается и без учета границы раздела стекло–вода равен углу преломления на границе раздела воздух–стекло θ_1 . Если обозначить показатель преломления воздуха, стекла и воды соответственно n_1 , n_2 и n_3 , то, отвлекаясь от поляризационных эффектов, связь между углом падения элементарного пучка на рассеивающий объем и падающим на поверхность кюветы определяем законом преломления $\sin\theta/\sin\theta_1 = n_2/n_1$, для $n_1 \approx 1$ $\sin\theta_1 = \sin\theta/n_2$.

С учетом того, что угол преломления на границе раздела воздух–стекло равен углу падения на границу раздела стекло–вода

$$\sin\theta_2 = n_2 \sin\theta_1 / n_3 = \sin\theta / n_3,$$

где θ_2 — истинное направление оси падающего пучка, относительно которого формируется рассеянное излучение.

Следует отметить, что в подобных лабораторных экспериментах наличие стеклянной поверхности приводит к принципиальным ограничениям в проведении измерений ФРТ, поскольку даже при углах падения $\theta \rightarrow 90^\circ$ угол входа в среду не превышает углов порядка $48,5^\circ$. Учитывая зависимость коэффициента отражения стекла от угла падения [11], реальный угол падения на рассеивающий объем $\theta < 48,5^\circ$, поскольку для углов 85° коэффициент отражения превышает 90% и величина регистрируемого сигнала становится незначительной. Оценить величину снижения освещенности рассеивающего объема за счет геометрических факторов излучателя и поверхностных эффектов можно исходя из следующих соображений. Величину освещенности на поверхности кюветы, создаваемой элементарной площадкой постоянной яркости, размеры которой удовлетворяют критерию фотометрической точки, составляющей угол θ с нормалью к ней, с учетом отражения от стекла и считая поглощение незначительным, можно записать

$$E_1 = \frac{I_0}{l^2} [1 - \rho(\theta)] \cos^4\theta,$$

где I_0 — сила света в направлении к нормали; l — расстояние до поверхности кюветы; $\rho(\theta)$ — коэффициент отражения стекла для угла падения θ .

Так как при углах падения $\sim 40^\circ$ коэффициент отражения раздела стекло–вода меняется незначительно и его можно считать постоянным и приблизительно равным 0,02 [12], то

$$E_2 = 0,98 \frac{I_0}{l^2} [1 - \rho(\theta)] \cos^4\theta.$$

Для такого же угла рассеяния освещенность без учета отражения и преломления равна

$$E'_2 = \frac{I_0}{l^2} \cos^4\theta_2.$$

Тогда коэффициент различия расчетной и экспериментальной освещенностей равен

$$K(\theta) = \frac{E'_2}{E_2} = \frac{\cos^4\theta_2}{0,98 [1 - \rho(\theta)] \cos^4\theta}.$$

Еще одна особенность, которую необходимо учитывать для корректного сопоставления теоретических и экспериментальных результатов, заключается в следующем. Поскольку кювета представляет собой слоистую среду с равными показателями преломления на входе и выходе, постольку нерассеянное (прямопрошедшее) и рассеянное вперед на малые углы излучение выйдет из кюветы под углом относительно нормали к поверхности, равным углу падения, испытывая только пространственное смещение. Рассеянное излучение, выходящее из объема, испытывает угловую рефракцию. Так, в соответствии с рис. 1 приемная система регистрирует рассеянное излучение под углом $\gamma = \varphi + \theta$, где φ — угол приема. Истинный угол рассеяния γ будет связан с входными и выходными параметрами следующим соотношением:

$$\gamma = \arcsin\left(\frac{\sin\theta}{n_3}\right) + \arcsin\left(\frac{\sin\psi}{n_3}\right). \quad (1)$$

Таким образом, для корректного сопоставления результатов экспериментов и соответствующих расчетов необходимо вносить поправку на величину углов излучения и приема в соответствии с (1) с учетом показателя преломления среды, в которой находится взвесь.

Конечно, такая поправка — достаточно грубое приближение к реальным процессам, происходящим при измерениях. Следует отметить, что выходящее из среды рассеянное излучение может полностью отражаться на границах раздела стекло–воздух при соответствующих углах падения и возвращаться снова в среду, многократно переотражаясь и рассеиваясь. Учет такого рода процессы в эксперименте затруднительно. Критические углы, при которых может начаться полное внутреннее отражение выходящего из среды излучения, легко оцениваются. Например, для показателя преломления $n_2 = 1,52$ предельный угол падения $\sim 40^\circ$. Это означает, что из рассеивающей среды излучение сможет выйти в конусе $\sim 80^\circ$, ось которого совпадает с нормалью к поверхности стекла, а вершина находится в центре элементарного рассеивающего объема. При этом часть вышедшего излучения не будет зарегистрирована прием-

ной системой, если ψ меньше угла преломления на границе раздела стекло – воздух (рис. 1).

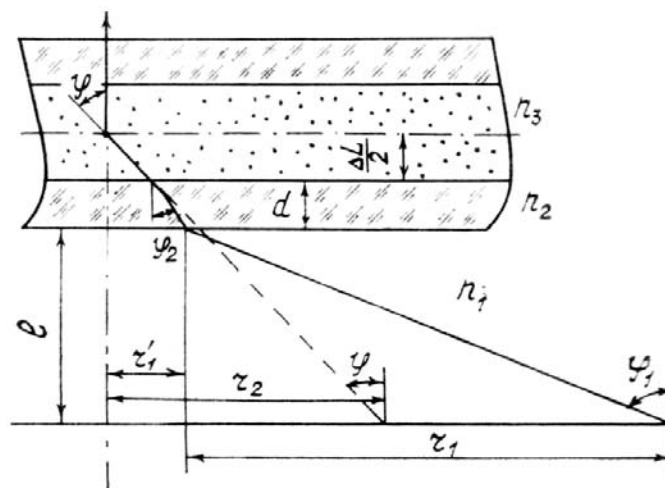


Рис. 2. Геометрическая схема измерений ФРТ в методике пространственного сканирования, φ_1 – углы излучения точечного тест-объекта

На границе раздела стекло – вода для входящего излучения полное внутреннее отражение недостижимо и основные ограничения определяются коэффициентами отражения и преломления стекла.

В схеме определения ФРТ по методике пространственного сканирования [10] выходящее из среды рассеянное излучение в направлении на приемник не испытывает преломления и отражения под большими углами (рис. 2).

Без учета преломления на границах раздела приемник регистрирует рассеянное излучение под углом φ , что соответствует для осесимметричной схемы измерений и центра кюветы пространственному положению источника в плоскости предметов

$$r_2 = (\Delta L/2 + d + l) \operatorname{tg} \varphi,$$

где ΔL – расстояние между стенками кюветы (толщина рассеивающего слоя); d – толщина стекла; l – расстояние от поверхности кюветы до плоскости предметов. В реальном эксперименте для этого же угла рассеяния φ пространственное положение источника определяется расстоянием $r = r'_1 + r_1$ (рис. 2). Из геометрии рис. 2 для угла падения пучка на поверхность кюветы φ_1 нетрудно найти

$$r = l \operatorname{tg} \varphi_1 + \frac{\Delta L}{2} \operatorname{tg} \varphi + d \operatorname{tg} \varphi_2,$$

где $\varphi_2 = \arcsin\left(\frac{\sin \varphi_1}{n_2}\right)$.

Тогда для одного и того же угла рассеяния φ экспериментальное пространственное положение источника r отличается от расчетного значения r_2 на

$$\Delta r = l (\operatorname{tg} \varphi_1 - \operatorname{tg} \varphi) - d (\operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg} \varphi_2). \quad (2)$$

Таким образом, при сравнении результатов расчета с экспериментально измеренными ФРТ по методике пространственного сканирования необходимо учитывать пространственные различия в положениях источников для одних и тех же углов рассеяния. Эту поправку для пространственного положения источника в расчете можно определить из экспериментального значения r и соответствующего угла падения φ_1 на поверхность кюветы.

Пространственное различие положения источников в расчете и эксперименте приводит, так же как и в методике углового сканирования, к различию в освещенности рассеивающего объема за счет геометрического фактора. В этом случае величина освещенности, создаваемая косинусным излучателем на поверхности кюветы, для заданного угла φ_1 определяется следующим соотношением:

$$E_1 = \frac{I_0}{l^2} [1 - \rho(\varphi_1)] \cos^4(\varphi_1),$$

где $\rho(\varphi_1)$ – так же, как и в первом случае, зависимость коэффициента отражения стекла от угла падения излучения. Для такого же угла рассеяния в среде без учета отражения и преломления освещенность на границе воздух – стекло будет равна

$$E'_2 = \frac{I_0}{l^2} \cos^4(\varphi),$$

где $\varphi = \left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} \frac{l}{r_2} \right)$.

Формально коэффициент, характеризующий различие в освещенности поверхности рассеивающей среды для одного и того же угла рассеяния φ , запишется аналогично соответствующему соотношению методики углового сканирования

$$K(\varphi) = \frac{E'_2}{E_2} = \frac{\cos^4(\varphi)}{0,98 [1 - \rho(\varphi_1)] \cos^4(\varphi_1)}.$$

Перечисленные выше ограничения и особенности лабораторного моделирования, связанные с использованием стеклянных кювет, искажают процессы формирования многократного рассеяния в модельной среде, затрудняют сравнение с расчетами и прогнозирование в реальных средах.

Общий недостаток таких лабораторных экспериментов состоит в том, что измерения проводятся на ограниченных трассах.

Часто в экспериментах [13] для регистрации рассеянного излучения используются объективы с большим фокусным расстоянием, что позволяет увеличить размеры щели анализатора изображения, не ухудшая разрешающей способности последнего. Результаты, полученные при измерении ФРТ на коротких трассах с использованием длиннофокусных объективов и в естественных условиях, могут не совпадать.

Далее рассмотрим качественную сторону влияния этих факторов в эксперименте на примере методики углового сканирования. В [14] при расчете методом Монте-Карло подобной схемы эксперимента было показано, что более правильный учет величины яркости рассеянного света можно осуществить, если учитывать размер пятен рассеяния, возникающих в плоскости изображения от каждой точки рассеяния. Такое пятно рассеяния возникает в реальном эксперименте при фиксированной плоскости наводки (плоскости, оптически сопряженной с плоскостью изображения). Оставаясь постоянной при наводке на объект, положение плоскости наводки меняется для рассеивающего слоя в зависимости от его расстояния до источника. В связи с этим при анализе изображения в сопряженной плоскости освещенность, создаваемая рассеянным излучением, помимо всего прочего будет уменьшаться с перемещением слоя среды к приемнику за счет «нерезкого» изображения вторичного источника (имеется в виду яркость элементарного рассеивающего объема, рассматриваемого как точечный источник).

В геометрической оптике существует понятие глубины резкости изображаемого пространства, в пределах которого точки предметов изображаются в виде кружков рассеяния, но вследствие их малости могут восприниматься как точки [15]. Диаметр кружка рассеяния, а значит, и глубина изображаемого пространства определяются разрешающей способностью фотоприемного устройства. Например, для глаза размер кружка рассеяния не должен превышать одну угловую минуту с расстояния наилучшего зрения. Для фотографических систем размер изображения точки принимается равным $0,01 \div 0,03$ мм [16]. Можно показать, что для подавляющего большинства объективов, используемых в экспериментах, для плоскости наведения, находящейся на бесконечности, резко изображаются объекты с расстояний несколько десятков метров от приемной системы. Это означает, что практически для всех лабораторных модельных экспериментов затруднительно достичь плоскости наведения на бесконечность без значительного увеличения габаритов экспериментальной установки.

Для сопряженных точек величину смещения изображения от фокальной плоскости можно найти по формулам геометрической оптики [15]. Так, для равных переднего и заднего фокусных расстояний формула принимает простой вид

$$xx' = -f^2, \tag{3}$$

где x и x' — расстояние от объекта до переднего и от изображения до заднего фокуса соответственно. Например, для объектива с фокусным расстоянием 1 м и базой 10 м отклонение от фокальной плоскости составит 0,1 м, а для объектива с $f = 0,3$ м и $L = 4$ м составит $2,4 \cdot 10^{-3}$ м, при этом смещение слоя на 1 м приведет к отклонению изображения вторичного источника от плоскости изображения приблизительно на $9 \cdot 10^{-3}$ м. Практически в лабораторных экспериментах перемещение слоя рассеивающей среды от источника к приемнику всегда будет приводить к расфокусировке изображения вторичных источников. Изменения геометрического размера пятна рассеяния при перемещении слоя можно оценить используя (3). Из рис. 3 находим

$$x' = \frac{f^2}{(L - f)}; \quad x'_1 = \frac{f^2}{(L - l - f)},$$

где x' и x'_1 — соответственно отклонения изображений объекта и вторичного излучателя от фокальной плоскости. Из подобия треугольников, опирающихся на D и δ с вершиной в точке A' , после преобразований получим диаметр пятна рассеяния δ за счет расфокусировки изображения вторичных источников слоя рассеивающей среды через оптико-геометрические параметры экспериментальной установки

$$\delta = \frac{fDl}{(L-l)(L-f)}. \quad (4)$$

Из (4) видно, что при заданных оптических характеристиках приемного объектива и величине базы δ будет являться функцией расстояния l от объекта или относительного расстояния $t = l/L$:

$$\delta = \frac{Df}{(L-f)} \cdot \frac{l}{(L-l)} = \kappa \frac{t}{1-t}, \quad (5)$$

где $\kappa = \frac{fD}{(L-f)}$ — оптико-геометрическая постоянная данной экспериментальной установки.

Для t , близких к 0, т. е. когда рассеивающий слой располагается вблизи объекта, значение δ минимально. Для больших баз L плоскость наведения практически находится на бесконечности, а сопряженная — в фокальной плоскости. По аналогии с оптическими системами зададим размер пятна рассеяния, возникающего в результате перемещения слоя среды, таким, что для данного диапазона t в системе видения его можно рассматривать как точку. Например, для систем типа фотографических размер пятна рассеяния выберем — 0,01 мм, т. е. близким к минимальному кружку рассеяния, принятому в таких системах. Для заданной базы L значение t может быть найдено из (5).

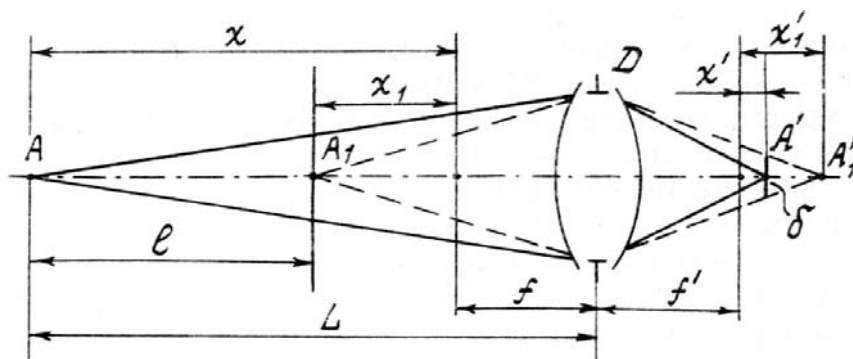


Рис. 3. Геометрическая схема расчета пятна рассеяния в методике углового сканирования

Например, при $L = 10000$ м, $f = 0,3$ м, $D = 0,15$ м, $\delta = 1 \cdot 10^{-5}$ м t и l принимают соответственно значения 0,69 и 6896 м. Из этой оценки следует, что для положений слоя $0 \leq t \leq 0,69$ изменения геометрических размеров пятен рассеяния будут меньше зондирующей щели анализатора изображения, находящегося в фокальной плоскости. Для прямопрошедшего нерассеянного излучения зона резко изображаемого пространства с заданным кружком рассеяния начинается с нескольких десятков метров от объектива (это расстояние, с которого объект можно считать находящимся в фокальной плоскости). В лабораторном эксперименте для прямопрошедшего излучения это условие нарушается и объект рассматривается в плоскости изображения. Если изменить базовое расстояние и взять, например, $L = 4$ м, оставив δ , D и f прежними, то окажется, что $t \approx 8 \cdot 10^{-4}$, а для $t = 0,69$ пятно рассеяния $\delta = 2,7 \cdot 10^{-2}$ м.

Вывод, который можно сделать из приведенных рассуждений и элементарных расчетов, заключается прежде всего в том, что в данном случае можно говорить о нарушении принципа подобия применительно к системе видения, широко используемого при моделировании в рассеивающих средах. Таким образом, при сопоставлении результатов лабораторного эксперимента для относительного расстояния, например, t_1 , и результатов измерений на длинных трассах с тем же t_1 , следует ожидать значительных отличий, поскольку распределение рассеянного света на малой базе не адекватно распределению на большой. Этот вывод можно также отнести и к сравнению результатов модельного эксперимента с расчетами для рассеивающих слоев.

1. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). М.: Сов. радио, 1977. 368 с.
2. Иванов Л. П. Физические основы гидрооптики. Минск: Наука и техника, 1975. 503 с.

3. Генин В. Н., Зайцев В. Е., Кабанов М. В. // X Всесоюз. конференция по распространению радиоволн. (Тезисы докл.). М.: Наука, 1972. С. 356–359.
4. Бабак Э. В., Беляев А. С., Гитин Ю. Л. // Оптика и спектроскопия. 1981. Т. 51. № 2. С. 349–351.
5. Белов В. В., Борисов Б. Д., Генин В. Н. и др. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 18. № 12. С. 1303–1311.
6. Будаков В. П., Гуторов М. М., Федосов В. П. // Светотехника. 1986. № 11. С. 19–21.
7. Kugo Y., Ishimaru A. // J. Opt. Soc. Am. A. 1985. V. 2. № 12. P. 2330–2335.
8. Белов В. В. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 8. С. 787–799.
9. Белов В. В., Макушкина И. Ю. // Оптика атмосферы. Т. 1. № 10. С. 58–64.
10. Белов В. В., Борисов Б. Д., Генин В. Н. и др. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 23. № 11. С. 1205–1210.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
12. Кизель В. А. Отражение света. М.: Наука, 1973. 351 с.
13. Волнистова Л. П., Дрофа А. С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1985. Т. 21. № 1. С. 50–57.
14. Белов В. В. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1982. Т. 18. № 4. С. 435–437.
15. Бегунов Б. Н., Заказнов Н. П. Теория оптических систем. М.: Машиностроение, 1973. 488 с.
16. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969. 670 с.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
19 декабря 1989 г.

V. D. Borisov. Some Peculiarities of Room Modeling in the Problems of Vision Theory.

A possibility of taking into account the influence of glass walls of cells with dispersed media on measured characteristics of optical images in laboratory vision experiments has been estimated. The similarity principle applicability to interpretation of experimental results obtained using laboratory cells with small measurement path is discussed in the paper.