

А.Г. Боровой, Н.И. Вагин, Г.А. Селиванова, А.В. Павлов

УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПИКА КОГЕРЕНТНОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ОГРАНИЧЕННЫХ РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ

Рассмотрено современное состояние исследований эффекта когерентного обратного рассеяния в дискретных рассеивающих средах. Экспериментально исследована форма пика когерентного обратного рассеяния для рассеивающих сред сферической формы. Показано, что форма пика для сфер с малой оптической толщиной удовлетворительно описывается дифракционной картиной Фраунгофера, а для более плотных сфер – сверткой двух функций: дифракционной картиной для сферы и угловым распределением пика для неограниченной рассеивающей среды с плоской границей.

Эффект когерентного обратного рассеяния при многократном рассеянии волн в дискретных рассеивающих средах был предсказан теоретически около двадцати лет тому назад основоположником теории многократного рассеяния в квантовой механике К. Ватсоном [1]. Этот эффект присущ рассеянию волн любой природы на произвольных рассеивателях и имеет ясную физическую интерпретацию. А именно, он объясняется интерференцией между волнами, прошедшими одни и те же рассеиватели в прямом и в обратном направлениях и имеющими поэтому одинаковую фазу в точке наблюдения. Экспериментально этот эффект наблюдается как узкий пик, увеличивающий интенсивность многократно рассеянного излучения в направлении назад почти в два раза.

С методической точки зрения, когерентное обратное рассеяние примечательно тем, что оно не входит в фундаментальное уравнение переноса излучения (УПИ) [2], описывающее многократное рассеяние излучения любой природы, и может рассматриваться как поправка к этому уравнению [1, 3, 4], учитывающая волновую природу излучения. Эта поправка может проявиться и в многочисленных практических методах диагностики рассеивающих сред, так как одна из наиболее удобных экспериментальных схем диагностики использует рассеянное излучение как раз в направлении назад, как, например, при зондировании облаков атмосферы когерентными лидарами [5].

Интерес к эффекту когерентного обратного рассеяния усилился после того, как была замечена его аналогия с общим явлением локализации волн. Локализация волн в случайно-неоднородных средах играет важную роль, в частности, в теории электропроводности твердых тел, не имеющих упорядоченной кристаллической структуры (сплавы, неупорядоченные полупроводники и т.п.). Аналогия между эффектом когерентного обратного рассеяния и локализацией волн заключается в следующем. Как было известно, сильная локализация электронных волн на случайно-неоднородном потенциале (локализация Андерсона) [6], когда вклад от локализованного состояния электрона в электропроводность убывает до нуля, тесно связана с интерференцией между полями, рассеянными на неоднородностях потенциала. Отмеченная же выше интерференция между волнами, прошедшими те же самые рассеиватели в прямом и в обратном направлениях, приводит, как и в предыдущем случае, к уменьшению электронной проводимости и может поэтому рассматриваться как предвестник локализации Андерсона. Это явление было предложено называть слабой локализацией [7, 8] в отличие от локализации Андерсона.

Таким образом, появилась возможность [9, 10] изучать основные закономерности слабой локализации электронных волн в неупорядоченных твердых телах, моделируя это явление на значительно более простых экспериментальных установках, измеряющих, например, пик обратного рассеяния при рассеянии света на водных взвешах полистироловых частиц с размерами частиц порядка микрометра.

Заметим, что эффект усиления обратного рассеяния в дискретных рассеивающих средах также аналогичен, в значительной степени, эффекту усиления сигналов, отраженных в направ-

лении назад в случайно-неоднородных средах типа турбулентной атмосферы (этот эффект впервые был отмечен де Вольфом [11]), и эффекту усиления сигналов, отраженных в направлении назад от шероховатых поверхностей. По этим вопросам к настоящему времени имеется столь большое количество публикаций, что их нецелесообразно обсуждать в данной статье, и мы ограничимся здесь упоминанием только некоторых обзоров [12–14].

Первые экспериментальные измерения пика обратного рассеяния в дискретных рассеивающих средах были проведены авторами работ [15–18], в которых лазерное излучение рассеивалось на взвеси полистироловых частиц с размерами частиц порядка микрона. Как в этих, так и в последующих экспериментальных работах [19–24] рассеивающая среда бралась в форме плоскопараллельного слоя, чтобы при интерпретации экспериментальных данных рассеивающую среду можно было считать неограниченной в поперечном направлении.

Что касается теоретических расчетов формы пика когерентного рассеяния, то из структуры фейнмановских диаграмм, описывающих многократно рассеянное поле, можно видеть, что когерентное обратное рассеяние, не входя в решение УПИ [2], легко выражается через это решение как некоторый интеграл [1, 3, 4]. Таким образом, все трудности с расчетом формы пика свелись к трудностям получения или аналитических выражений, или численных значений для решений УПИ при различных параметрах и геометриях рассеивающей среды.

Пик обратного рассеяния будем описывать функцией

$$P(\theta) = I(\theta)/I^*(\theta), \quad (1)$$

где $I(\theta)$ – интенсивность многократно рассеянного излучения; θ – угол между направлением строго назад и направлением рассеяния; $I^*(\theta)$ – интенсивность излучения, соответствующая решению УПИ. Поскольку функция $I^*(\theta)$ в пределах пика обратного рассеяния является практически константой, она легко измеряется экспериментально как значение интенсивности $I(\theta)$ на границе пика. Мы будем рассматривать в основном не саму функцию $P(\theta)$, а ее характерные параметры – коэффициент усиления

$$K = I(0)/I^*(0) \quad (2)$$

и полуширину пика θ_0 , определяемую соотношением

$$I(\theta_0) - I^*(\theta_0) = \frac{1}{2} [I(0) - I^*(0)]. \quad (3)$$

При небольших оптических толщах среды $\tau \ll 1$ ряд авторов [25–27] использовали для теоретического описания функций $P(\theta)$ простые аналитические выражения приближения двукратного рассеяния. Но поскольку оптическая толщина среды в поперечном направлении при этом принималась неограниченной, возникают сомнения относительно возможности получения количественного согласия между этими выражениями и экспериментальными данными. К тому же, поскольку коэффициент усиления (2) мал при небольших оптических толщах, экспериментальные измерения в этом случае весьма малочисленны.

Экспериментальные измерения пика обратного рассеяния $P(\theta)$ обычно проводятся для случая большой оптической толщи $\tau \gg 1$. В теоретических работах в этом случае используют в основном решение УПИ в диффузионном приближении [26, 28–31] как в скалярном варианте, так и с учетом поляризации электромагнитных волн.

Особый интерес представляют теоретические работы, в которых используются не приближения, а точное решение УПИ. Так, в недавней работе [32] получено точное аналитическое выражение для функции $P(\theta)$ в случае полупространства с рэлеевскими рассеивателями. Как альтернатива аналитическим методам численные методы, аналогичные известным численным методам решения УПИ, используются в работах [4, 30] для расчета функций $P(\theta)$, а в [33] численные методы использованы для расчета коэффициента усиления (2) при различных состояниях поляризации излучения, различных оптических толщах среды и различных размерах частиц, включая частицы сферической формы.

Укажем основные качественные закономерности, полученные в вышеперечисленных теоретических и экспериментальных работах. Как показано, коэффициент усиления (2) принимает значения в интервале $1 < K < 2$, причем его величина существенно зависит от состояния

поляризации падающего излучения и от состояния поляризации регистрируемого приемником излучения. Кроме того, пик является анизотропной функцией с полушириной, зависящей от двух углов: φ_1 – угла между направлением, определяющим состояние поляризации падающего излучения, и плоскостью сканирования, и φ_2 – аналогичного угла для состояния поляризации принимаемого излучения.

Для малых частиц $a < \lambda$, где λ – длина волны и a – размер частиц, функция $P(\theta)$ является монотонно убывающей функцией угла, при этом полуширина пика при больших оптических толщах определяется соотношением

$$\theta_0 = \alpha\lambda/2\pi l, \quad (4)$$

где l – длина экстинкции в среде и α – некоторая константа порядка единицы. В частности, для полупространства рэлеевских частиц согласно [32] при линейной поляризации падающего излучения с направлением вектора поляризации \mathbf{e} имеем

$$K_1 = 1,75 \text{ и } \alpha_1 = 0,61, \quad (5)$$

если направление поляризатора приемника излучения и направление сканирования совпадают с вектором \mathbf{e} , и

$$K_2 = 1,12 \text{ и } \alpha_1 = 1,27, \quad (6)$$

если они перпендикулярны вектору \mathbf{e} .

Для частиц средних размеров как диффузионное приближение, так и численные расчеты приводят к выводу, что в этом случае вышеизложенная качественная картина сохраняется при замене длины экстинкции на транспортную длину экстинкции, т.е. при введении дополнительного множителя

$$\beta = 1 - \mu \quad (7)$$

в правую часть выражения (4), где μ – средний косинус угла рассеяния на одной частице, близкий к нулю для малых частиц и приближающийся к единице для больших частиц. И наконец, для очень больших частиц, когда $\mu > 1/3$ [31], монотонность пика обратного рассеяния нарушается, и в функции $P(\theta)$ появляется дополнительный максимум [15, 24, 31]. Этот максимум присутствует и при малых оптических толщах среды в приближении двукратного рассеяния [27].

Описанная выше качественная картина получена для рассеивающих сред, имеющих форму плоскопараллельного слоя. Одной из важных проблем является исследование пика обратного рассеяния для рассеивающих сред другой формы. В частности, в [34] проблема влияния ограниченности среды на пик обратного рассеяния названа как самая актуальная проблема в данном направлении.

В данной работе пик обратного рассеяния изучается экспериментально на следующей по своей простоте форме рассеивающей среды – на однородном шаре.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Линейно поляризованный гауссов пучок He-Ne-лазера 1 мощностью 30 мВт и длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм падал на делительную плоскопараллельную пластину 2, с помощью которой часть пучка (50%) направлялась на сферу из полистирола 3. В экспериментах использовались сферы различных диаметров в интервале 0,6–1,35 мм.

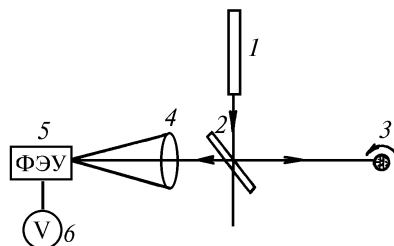


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки

Заметим, что при экспериментальных исследованиях пика обратного рассеяния на водных взвешах частиц интерференционная картина, образующаяся в результате интерференции между рассеянными волнами, расходящимися от отдельных частиц, обычно автоматически усредняется за счет движения частиц и наблюдаемая картина соответствует интенсивности, усредненной по положениям частиц в среде. В данном случае рассеивающие частицы неподвижны, поэтому вместо средней интенсивности излучения наблюдается хаотическая спекл-структура, требующая статистического усреднения. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведена измеренная нами картина неусредненного пространственного распределения интенсивности при отражении лазерного пучка от торца пластины из полистирола. Как видим, пик рассеяния представляется здесь центральным пятном спекл-структуры, имеющим случайную форму.

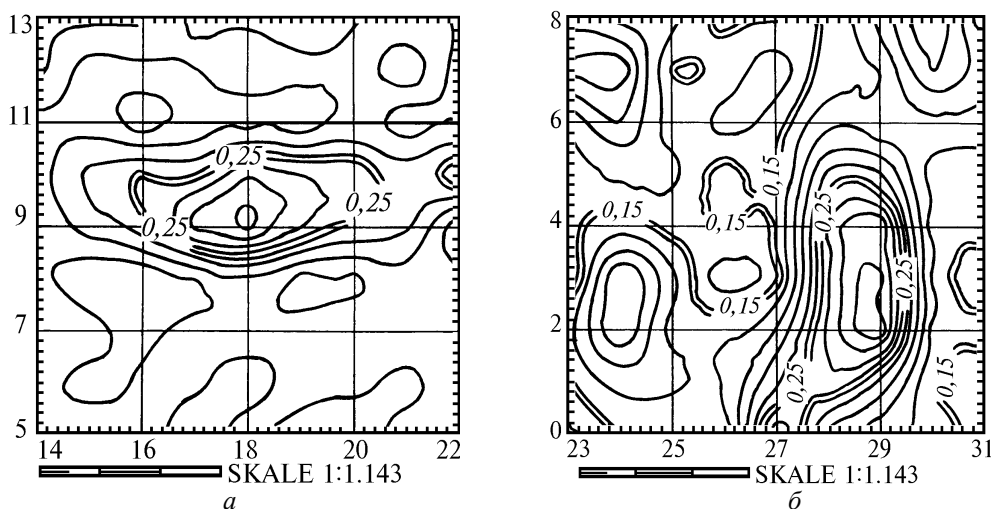


Рис. 2. Спекл-структура рассеянного в направлении назад излучения для пластинки толщиной 1 мм при вертикальном (*a*) и горизонтальном (*б*) положении рассеивающей среды. Цифры на осях координат – условные номера элементов фотодиодной матрицы, используемой в данных измерениях

Вместе с тем рис. 2 наглядно иллюстрирует также основную физическую закономерность, рассматриваемую в данной работе, а именно: он отражает влияние размеров рассеивающей среды на форму пика когерентного рассеяния. Здесь рис. 2, *a* соответствует вертикальному положению и рис. 2, *б* – горизонтальному положению пластины толщиной 1 мм. Центральное пятно проявляет отчетливую анизотропию, при этом пятно вытягивается в направлении, перпендикулярном к пластине, что соответствует влиянию поперечного размера среды на интенсивность излучения, выходящего из среды в направлениях, близких к направлению назад.

В случае сферической рассеивающей среды, подробно рассматриваемой в данной работе, усреднение спекл-картины по положениям рассеивателей в пространстве осуществлялось вращением сфер относительно вертикальной оси. Рассеянное в направлении назад излучение фокусировалось линзой 4 на входную диафрагму ФЭУ 5 (см. рис. 1). Угловое разрешение равнялось 0,06 мрад. Фотоумножитель крепился в светонепроницаемом кожухе на столике с микровинтовыми подвижками. Сканирование рассеянного света осуществлялось в горизонтальной плоскости. Сигнал с ФЭУ подавался на интегрирующий вольтметр 6. Определенную трудность в проведении эксперимента составляло то, что в плоскости наблюдения световой поток был мал. Поэтому для увеличения интенсивности регистрируемого излучения диаметр лазерного пучка выбирался сравнимым с диаметром d сферы. В нашем случае малые сферы ($d < 0,8$ мм) освещались гауссовым пучком диаметром 0,44 мм (по уровню e). Регистрация пиков в этом случае осуществлялась с помощью линзы 4 с фокусным расстоянием $f = 490$ мм. Большие сферы ($d > 0,8$ мм) освещались пучком диаметром 0,81 мм и регистрировались при $f = 860$ мм. Одновременно из отдельных измерений ослабления излучения в сфере оценивалась длина экстинкции l для каждой сферы.

На рис. 3 и 4 точками показаны типичные экспериментальные данные формы пика обратного рассеяния для двух сфер с различным соотношением между диаметром сферы d и длиной экстинкции l . Полученные в таком виде данные для всех сфер затем обрабатывались исходя

из следующих физических соображений. Известно [3], что для сфер с малой оптической толщиной, когда $d \ll l$, форма пика обратного рассеяния близка к дифракционной картине Фраунгофера для сферы диаметра d , описываемой широко известным выражением

$$P_1(\theta) = [2 J_1(kd \theta/2)/(kd \theta/2)]^2, \quad (8)$$

где k – волновое число и J_1 – функция Бесселя. Нижние кривые на рис. 3 и 4 соответствуют функции (8). Как видим, экспериментальные данные лучше соответствуют функции (8) при меньших значениях отношения d/l .

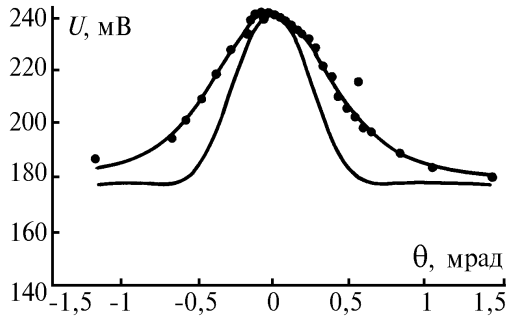


Рис. 3. Угловая зависимость пика обратного рассеяния: $d = 0,8$ мм; $l = 0,12$ мм; $K = 1,41$; $\theta_0 = 0,517$ мрад; $\theta_l = 0,223$ мрад; $\theta_d = 0,405$ мрад

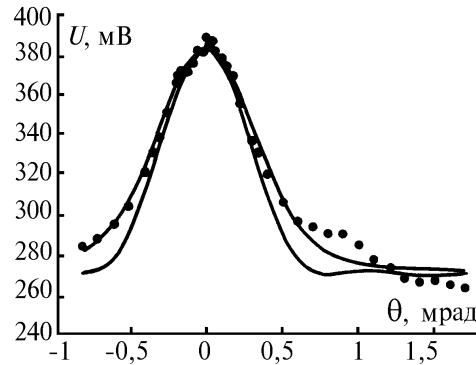


Рис. 4. Угловая зависимость пика обратного рассеяния: $d = 0,7$ мм; $l = 1,29$ мм; $K = 1,47$; $\theta_0 = 0,436$ мрад; $\theta_l = 0,040$ мрад; $\theta_d = 0,463$ мрад

В случае сфер большой оптической толщины $d \gg l$ очевидно, что форма пика определяется распределением интенсивности излучения в локальных областях с линейными размерами порядка l и не должна существенно зависеть от формы рассеивающей среды. В таком случае форму пика можно аппроксимировать простейшим выражением, известным для плоскопараллельного слоя [26]:

$$P_2(\theta) = \theta_l^2 / (\theta_l^2 + \theta^2), \quad (9)$$

где θ_l – полуширина функции (9).

Для сред произвольной оптической толщины естественно предположить, что в этом случае совместное действие двух факторов – ограниченности среды и конечного значения длины экстинкции – можно аппроксимировать двумерной сверткой функций (8) и (9). Верхняя сплошная кривая на рис. 3 и 4 как раз соответствует свертке заданной функции (8) с функцией (9), где свободный параметр θ_l подбирался по методу наименьших квадратов, чтобы экспериментальные точки наилучшим образом совпадали с задаваемой сверткой.

Полученные таким способом экспериментальные данные для всех исследованных сфер разделились на две группы. Первую группу составили сферы с малой оптической толщиной $d < l$. Здесь форма пика когерентного рассеяния удовлетворительно описывалась функцией (8), а полуширина пика θ_0 соответствовала соотношению, следующему из (8):

$$\theta_d = 0,514\lambda/d. \quad (10)$$

На рис. 5 точками представлены экспериментальные данные, а сплошной прямой – линейная зависимость, построенная как наилучшая линейная аппроксимация этих экспериментальных данных. Полученный в результате коэффициент пропорциональности был равен 0,504, что близко к теоретическому значению в (10). Вторую группу составили сферы с большой оптической толщиной. Полученные здесь в результате описанного выше обращения свертки функций (8) и (9) данные для полуширины пика θ_l показали линейную зависимость (рис. 6) от параметра λ/l :

$$\theta_l = 0,065 \lambda/l, \quad (11)$$

аналогичную вышеприведенной зависимости (4) для плоскопараллельных рассеивающих сред.

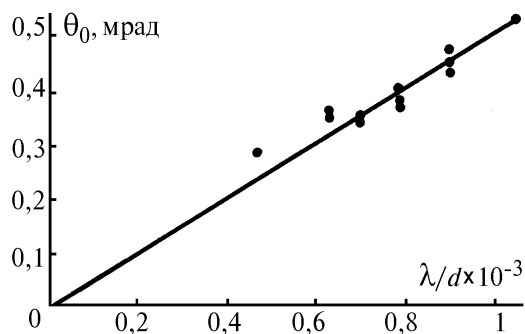


Рис. 5. Угловая полуширина пика обратного рассеяния для сфер малой оптической толщи

Интересно отметить, что в работе [19] для плоскопараллельных сред с размерами частиц в интервале 0,2–2,0 мкм измеренный коэффициент пропорциональности в формуле (11) был равен 0,0573. Хотя в нашем случае специальных измерений, оценивающих размер частиц, не проводилось, практическое совпадение этих коэффициентов может рассматриваться как косвенное доказательство того, что размеры частиц в наших рассеивающих средах находились в том же интервале.

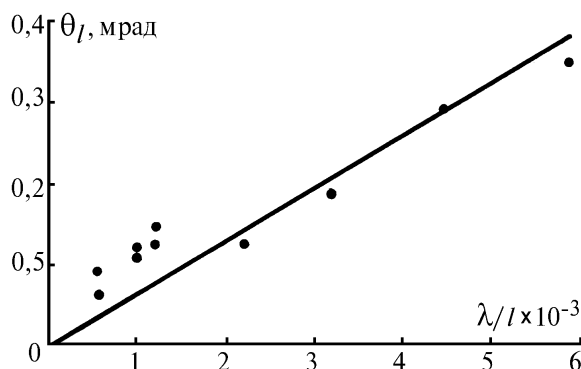


Рис. 6. Угловая полуширина пика обратного рассеяния для сфер большой оптической толщи

Таким образом, предположение о влиянии формы и размеров рассеивающей среды на пик когерентного обратного рассеяния в виде свертки двух функций, имеющих физический смысл вышеописанных функций (8) и (9), подтверждается полученными экспериментальными данными.

1. Watson K. M. // *J. Math. Phys.* 1969. V. 10. P. 688–702.
2. Кейз К., Цвайфель П. *Линейная теория переноса*. М.: Мир, 1972. 384 с.
3. Барабаненков Ю. Н. // *Изв. вузов СССР. Радиофизика*. 1973. Т. 16. N 1. С. 88–96.
4. Tsang L., Ishimaru A. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1985. V. A2. P. 1331–1338.
5. Боровой А. Г. // *Оптика атмосферы*. 1991. Т. 4. № 5. С. 458–461.
6. Anderson P. W. // *Phys. Rev.* 1958. V. B109. P. 1492.
7. Abrahams E., Anderson P. W., Lichiardello D. C., Ramakrishnan T. V. // *Phys. Rev. Lett.* 1979. V. 42. P. 673.
8. Горьков Л. П., Ларкин А. И., Хмельницкий Д. Е. // *Письма в ЖЭТФ*. 1979. Т. 30. С. 248.
9. John S. // *Phys. Rev. Lett.* 1984. V. 54. P. 2169.
10. Sheng P., ed. *Scattering and Localization of Classical Waves in Random Media*. Singapore: World Scientific. 1990.
11. De Wolf D. A. // *IEEE Trans. Anten. Prop.* 1971. V. AP-19. P. 254–262.
12. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. // *УФН*. 1982. Т. 137. С. 501–528.
13. Barabanenkov Yu. N., Kravtsov Yu. A., Ozrin V. D., Saichev A. I. // *Progress in Optics*, ed. E. Wolf. V. 29. Amsterdam: Elsevier. 1991.
14. Kravtsov Yu. A. // *Rep. Prog. Phys.* 1992. P. 39–112.
15. Kuga Y., Ishimaru A. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1984. V. A1. P. 831–835.
16. Van Albada M. P., Lagendijk A. // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 2692–2695.
17. Wolf P. E., Maret G. // *Phys. Rev. Lett.* 1985. V. 55. P. 2696–2699.
18. Kuga Y., Tsang L., Ishimaru A. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1985. V. A2. P. 616–618.
19. Van Albada M. P., van der Mark M. B., Lagendijk A. // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 361–364.
20. Ettemad S., Thompson R., Andrejco M. J. // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57. P. 575–577.
21. Kaveh M., Rosenblum M., Edrei I., Freund I. // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57. P. 2049–2052.

22. Van Albada M.P., van der Mark M.B., Lagendijk A. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 361–364.
23. Etemad S // Phys. Rev. 1988. V. B37. P. 3652–3653.
24. Kuga Y., Ishimaru A. // Appl. Opt. 1989. V. 28. P. 2165–2169.
25. Tsang L., Ishimaru A. // J. Opt. Soc. Amer. 1984. V. A1. P. 836–839.
26. Ishimaru A., Tsang L. // J. Opt. Soc. Amer. 1988. V. A5. P. 228–236.
27. Mandt C.E., Tsang L. // J. Opt. Soc. Amer. 1992. V. A9. P. 2246–2251.
28. Akkermans E., Wolf P.E., Maynard R. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 1471–1474.
29. Stephen M.J., Cwilich G. // Phys. Rev. 1986. V. B34. P. 7564–7572.
30. Van der Mark M.B., van Albada M.P., Lagendijk A. // Phys. Rev. 1988. V. B37. P. 3575–3592.
31. Барабаненков Ю.Н., Озрин В.Д. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 56–64.
32. Ozrin V.D. // Waves in Rand. Media. 1992. V. 2. P. 141–164.
33. Mishchenko M.I. // J. Opt. Soc. Amer. 1992. V. A9. P. 978–982.
34. Lagendijk A. // Atmospheric, Volume and Surface Scattering and Propagation. ICO Topical Meeting. 1991. Florence, Italy. P. 209–212.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
г. Томск

Поступила в редакцию
21 апреля 1995 г.

A.G. Borovoi, N.I. Vagin, G.A. Selivanova, A.V. Pavlov. **Angular Dependence of the Coherent Backscattering Peak in the Finite Scattering Media.**

State of the art in the investigations of the coherent backscattering effect is considered. The shape of the coherent backscattering peak for spherical scattering media is investigated experimentally. It is shown that the peak shape is satisfactorily described by the Fraunhofer diffraction pattern for the spheres of small optical depths while the case of optically dense spheres is described by the convolution of two functions: the diffraction pattern and the angular peak for the scattering hemisphere.