

УДК 681.4 : 532.529.5

## ЭФФЕКТЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ В ПРЯМОМ РАССЕЯНИИ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКЕ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Н. В. Семидетнов

*Санкт-Петербургский государственный морской технический университет,  
190008, Санкт-Петербург, ул. Лоцманская, 3  
E-mail: n.semidetnov@ans.spb.ru*

Эффекты локального взаимодействия света с частицей, применяемые для диагностики дисперсной фазы потока, обычно хорошо описываются законами лучевой оптики. При рассеянии вперёд лучевую оптику дополняют дифракцией Фраунгофера на непрозрачном диске. Точный расчёт по теории Ми обнаруживает дополнительную интенсивность излучения, рассеянного в направлении, близком к направлению освещения. Этот дополнительный вклад относят на счёт краевой волны. Исследуются составляющие рассеянного вперёд света, а именно: дифракция, отражение и краевая волна — в части уточнения вклада в рассеянную интенсивность и локальности взаимодействия с частицей. Показано, что для всех указанных компонент имеет место локализация взаимодействия с частицей. Получены распределения интенсивности отдельных составляющих в прямом рассеянии.

*Ключевые слова:* измерение размеров частиц, рассеяние света, теория Ми, разложение Дебая, геометрическая оптика, дифракция, краевая волна.

**Введение.** Лазерная диагностика потоков получила широкое применение в последние десятилетия [1] и продолжает активно развиваться, предлагая новые методы исследования и аппаратуру [2–4]. В двухфазных потоках особенную важность приобретает измерение размеров частиц. Новые методы измерения, основанные на интерферометрии по изображениям частиц [3] и по задержкам порядков рассеяния [4], используют пространственное и временное разделение порядков рассеяния света на частице. При этом свет, рассеянный в различных порядках геометрической оптики (ГО), не суммируется на фотоприёмнике измерительной системы, а регистрируется отдельно. Это разделение вызвано различными траекториями лучей в разных порядках. Задержки сигналов порядков рассеяния и появление интерференционной картины в изображении частицы вне фокуса связаны с эффектами локализации и хорошо описываются моделью рассеяния, оперирующей лучевыми приёмниками и излучателями [5, 6].

Для полноты картины рассеяния геометрическую оптику обычно дополняют механизмом рассеяния, связанным с дифракцией волны на непрозрачном диске. Адекватность аппроксимации по схеме «ГО + дифракция Фраунгофера» подтверждается в различных работах, но впервые обоснована в [6–8] применением разложения Дебая к формулам теории Ми. В то же время при некоторых углах рассеяния наблюдается существенное различие между расчётами по строгим формулам Ми и указанной аппроксимацией. Разница объясняется влиянием дополнительных эффектов рассеяния — поверхностных, комплексных и краевых волн [7, 8]. Эти эффекты возникают на границе частицы и окружающей среды (граничные эффекты), имеют волновой характер и трактуются, например в [8], как дополнительные к лучевой оптике и дифракции. В работе [9] рассмотрен механизм и характеристики рассеяния поверхностной волны и комплексных лучей и обнаружен эффект локализации при их взаимодействии с частицей. В предлагаемой работе исследование посвящено краевой волне, но касается также отражённого и дифрагированного света.

Идея оптического края была впервые явно высказана в [7]. Распределение поля излучения около закруглённого (неострого) конца препятствия приводит в дальнем поле к появлению особой компоненты рассеянного излучения, что становится очевидным при расчёте

по Ми поля поглощающей сферы в направлении прямо вперёд. При этом наблюдается дополнительная интенсивность рассеяния относительно расчётов по схеме «ГО + дифракция». Дополнительный вклад относят на счёт так называемой краевой волны, которая призвана объяснить такой эффект. Эффект локализации данной компоненты ранее не исследовался и в научной литературе не обсуждался, а его наличие не установлено. В [7] приводятся оценки интенсивности краевой волны при нулевом угле рассеяния, но диапазон существенных углов остаётся неизвестным. Кроме того, неясной остаётся физическая картина эффекта, а именно исходный феномен, который приводит к появлению такой волны. В связи с этим задачей предлагаемой работы является исследование свойств краевой волны в целях обнаружения эффекта локализации, уточнения положения лучевых точек и свойств рассеянного излучения. Поскольку краевая волна неразрывно связана с эффектами дифракции и отражения, в работе также рассматриваются свойства этих компонент и их взаимодействие с краевой волной.

**Метод исследования.** Изучение эффектов локализации выполнено, как и в работе [9], с помощью моделирования сигнала точечного приёмника. Сигнал вычисляется при различных положениях частицы относительно оси сфокусированного лазерного пучка. Расчёты базируются на теории Ми с использованием разложения Дебая. Возможность раздельного вычисления интенсивностей, рассеянных в различных порядках, появляется при освещении частицы сфокусированным пучком. Расчёты рассеяния в сфокусированном пучке основаны на применении теории Ми и плосковолновой аппроксимации (МПВА) лазерного пучка [10]. Справедливость этого подхода подтверждена экспериментально в работах [11–13].

При моделировании приняты следующие исходные параметры: диаметр частицы  $d_{\text{ч}}$ , диаметр луча в перетяжке  $d_{\text{л}}$ , длина волны излучения  $\lambda$  ( $\lambda = 0,633$  мкм), угол рассеяния  $\beta$ . Подробное изложение эффекта разделения порядков и методики моделирования приведено в [9]. Здесь отметим только основные характерные свойства эффекта локализации: образование сигнала фотоприёмника происходит при попадании света на ограниченную зону поверхности частицы (лучевой приёмник); все лучевые приёмники различных порядков ГО лежат в плоскости рассеяния. Зависимость интенсивности рассеяния от относительного положения частицы и луча, как и в [9], будем называть сигналом.

Интенсивности поля, рассеянного вперёд за счёт эффектов дифракции, отражения и краевой волны, невозможно анализировать раздельно даже с использованием разложения Дебая. Это связано с тем, что, во-первых, краевая волна и отражённое излучение описываются одной и той же компонентой в формуле разложения Дебая (формулы (7.10) и (7.11) в [6]); во-вторых, при изолированном вычислении отражённой компоненты, как указано в [8], ряд не сходится. То же самое относится к сходимости вычислений интенсивности дифрагированного света. Использованное в [6] ограничение числа членов в сумме парциальных волн даёт корректное распределение интенсивности, но, как мы покажем далее, является искусственным и может привести к ошибочным выводам. При точных расчётах нужно совместно вычислять дифрагированный и отражённый свет.

Эффекты краевой волны и дифракции в максимальной степени проявляются при рассеянии прямо вперёд. Однако рассеяние происходит также в более высоких порядках, и его нужно исключить. Этого можно достичь двумя способами. В первом случае в разложении Дебая следует учитывать только дифракцию и отражение (краевая волна также содержится в компоненте отражения). При втором подходе расчёт выполняют по Ми с учётом всех порядков, но для сильно поглощающей частицы. При этом высокие порядки не дают вклада в рассеяние из-за поглощения в теле частицы. Наши расчёты проведены с использованием второго способа. Показатель преломления частицы принят  $n = 2,0 - i0,66$ , что приблизительно соответствует частицам углерода в воздухе [6].

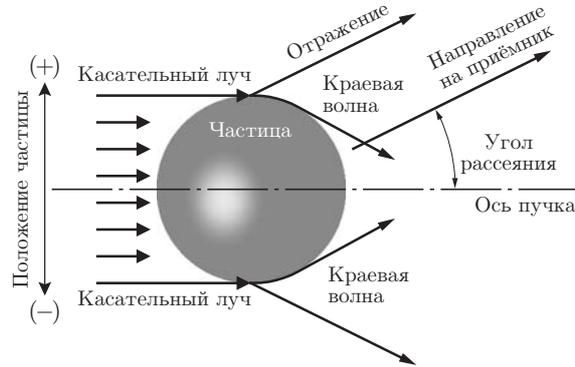


Рис. 1

**Результаты моделирования, анализ.** Входная лучевая точка отражения расположена на границе частицы и среды, значит, при малых углах рассеяния максимума сигнала отражения следует ожидать при касательном попадании оси гауссового лазерного пучка на границу частицы. Краевая волна и дифрагированный свет также генерируются в этих условиях. Схема образования сигналов отражения и краевой волны при освещении пучком параллельных лучей (однородной плоской волной) приведена на рис. 1. В этом случае интенсивности суммируются и разделить их не представляется возможным.

Применим освещение сфокусированным пучком. На рис. 2 демонстрируются результаты моделирования сигналов при угле рассеяния  $\beta = 2^\circ$ . Приняты следующие исходные

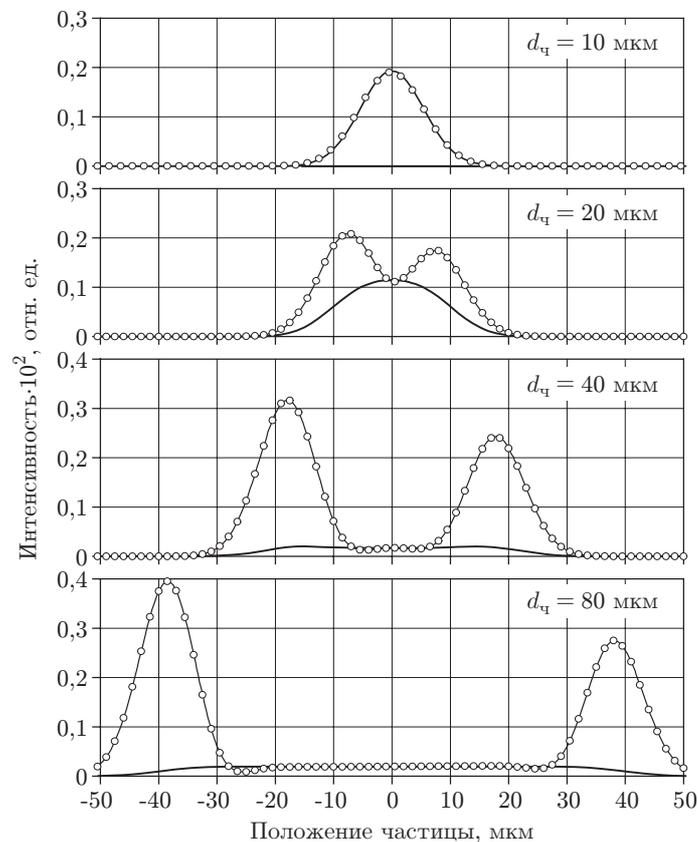


Рис. 2

данные: диаметр частицы в диапазоне 10–80 мкм, диаметр пучка в перетяжке  $d_{\text{л}} = 20$  мкм, поляризация в плоскости рассеяния  $0^\circ$ . Расчёт выполнялся для двух траекторий частицы: в плоскостях рассеяния (точки) и перпендикулярной (сплошная кривая).

Отметим характерные особенности сигналов. При движении частицы в плоскости рассеяния начиная с некоторого размера наблюдается эффект локализации и, наконец, полное разделение компонент, генерированных противоположными краями частицы. Амплитуда сигнальных импульсов от противоположных сторон частицы различна — при отрицательных смещениях она больше. Примем во внимание, что при отрицательных смещениях отражённое излучение попадает в точку приёма, а при положительных — нет (см. рис. 1). Следовательно, в области отрицательных смещений сигнал образован отражением и, вероятно, дифракцией, а при положительных — краевой волной (и также дифракцией). Таким образом, в прямом рассеянии наблюдается локализация взаимодействия света с частицей, но разделить эффекты не удаётся. Заметим, как и для лучей ГО, в плоскости, нормальной плоскости рассеяния, локализация не обнаруживается.

На рис. 3 приведены результаты моделирования (при  $d_{\text{ч}} = 80$  мкм,  $\beta = 2^\circ$ ) для различных показателей преломления ( $n = 2,0 - i0,66$  — сплошная кривая,  $n = 0,41 - i0,354$  — точки) материала частицы (уголь и золото). Масштаб сигнала в плоскости, нормальной плоскости рассеяния, увеличен примерно на порядок с тем, чтобы сделать заметным влияние коэффициента преломления материала частицы. Дифракция, как известно, не зависит от данного коэффициента. Поэтому сигнал на нижнем рисунке, где влияние показателя преломления отсутствует, должен быть отнесён к дифрагированному излучению, эффекта локализации здесь нет. На верхнем графике имеются два сигнальных отклика, которые явно локализованы вблизи границ частицы и среды. Амплитуды максимумов зависят от показателя преломления, причём изменяются в разные стороны. Следовательно, не только при отражении, что очевидно, но и в случае краевой волны (положительные смещения) интенсивность рассеяния зависит от этого показателя. Кроме того, имеется базовый сигнал, локализованный на периферии частицы. Можно с достаточной степенью обоснованности утверждать, что такой сигнал образован дифракционной составляющей рассеяния. От-

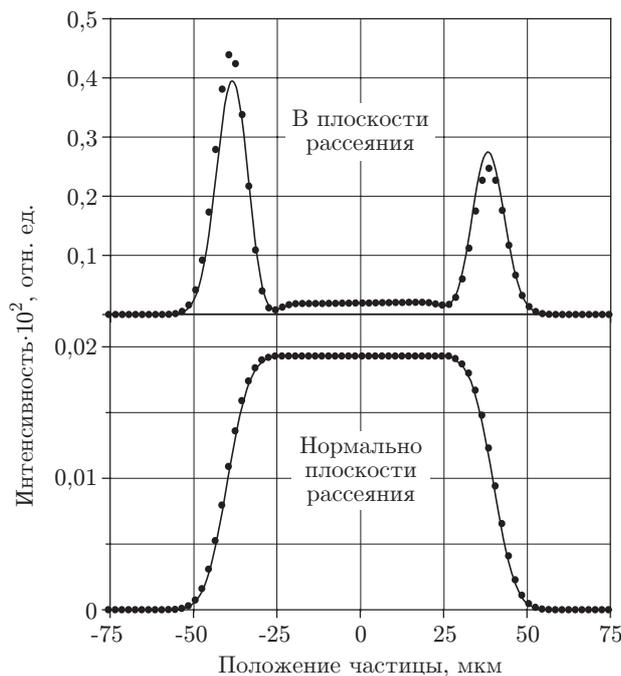


Рис. 3

метим, что интенсивность при нулевых смещениях различна на графиках только в силу разного масштаба, в действительности она одинакова.

Итак, при малых углах рассеяния наблюдается разделение сигналов. При принятых условиях отклик отражения регистрируется в случае отрицательных смещений частицы, а краевой волны — при положительных. Можно предполагать также локализацию дифрагированного излучения, однако это требует дополнительного подтверждения.

Дифракция излучения на частице — явление волнового характера. Если размеры частицы много меньше пучка света, то ситуация соответствует освещению однородной плоской волной и интенсивность дифракции даётся картиной Фраунгофера. Распределение интенсивности в этом случае не связано с какой-либо одной точкой на поверхности частицы, как в случае лучей ГО. В то же время запись дифракционного интеграла, предложенная в [14], описывает дифракционную картину как результат взаимодействия света, приходящего одновременно из двух противоположных точек поверхности частицы, расположенных в плоскости рассеяния. Это можно трактовать как специфическую локализацию — в двух противоположных точках поверхности. Оценим теперь распределение интенсивности света, дифрагированного только в одной точке, при освещении сфокусированным пучком. Чтобы выделить чистую дифракцию от одной границы, выполним моделирование дифракции, ограничив число членов в суммах величиной параметра Ми частицы, как в работах [6, 7]. При этом комплексные амплитуды рассеянного поля ( $S_1^0, S_2^0$ ) в терминах теории Ми примут вид

$$S_1^0(\beta) = S_2^0(\beta) = \sum_{l=1}^{l_{\max}} \frac{2l-1}{2l(l-1)} [\pi_l(\beta) + \tau_l(\beta)],$$

где  $\pi_l, \tau_l$  — угловые функции,  $l$  — порядковый номер парциальной волны.

Параметр Ми  $q$  для частицы диаметром 80 мкм при длине волны 0,633 мкм равен 397,2, примем  $l_{\max} = 399$ . На рис. 4 приведены результаты моделирования сигналов в сфокусированном пучке ( $d_{\text{л}} = 20$  мкм), образованных суммарным действием дифракции и отражения (сплошная кривая) и только дифракцией (точки) для угла рассеяния  $\beta = 3^\circ$ . Вычисление суммарной интенсивности дифракции и отражения выполнено с учётом числа членов в сумме до  $l_{\max} = 450$ , что требуется для хорошей сходимости [8, 15]. Графики на рисунке свидетельствуют о том, что дифрагированное излучение образуется при локальном взаимодействии света с частицей. Как и для порядков ГО, этот эффект проявляется только в плоскости рассеяния. Таким образом, возвращаясь к рис. 3, можно заключить,

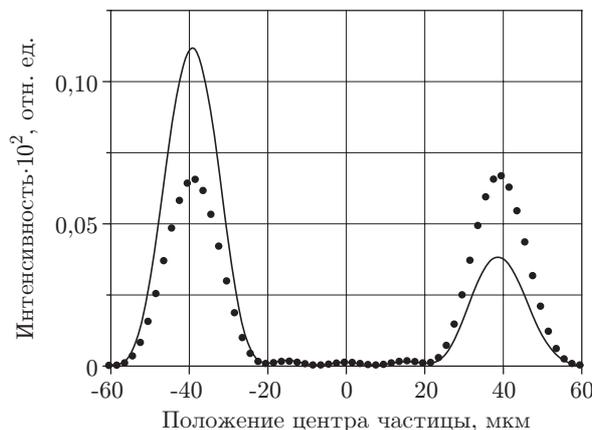


Рис. 4

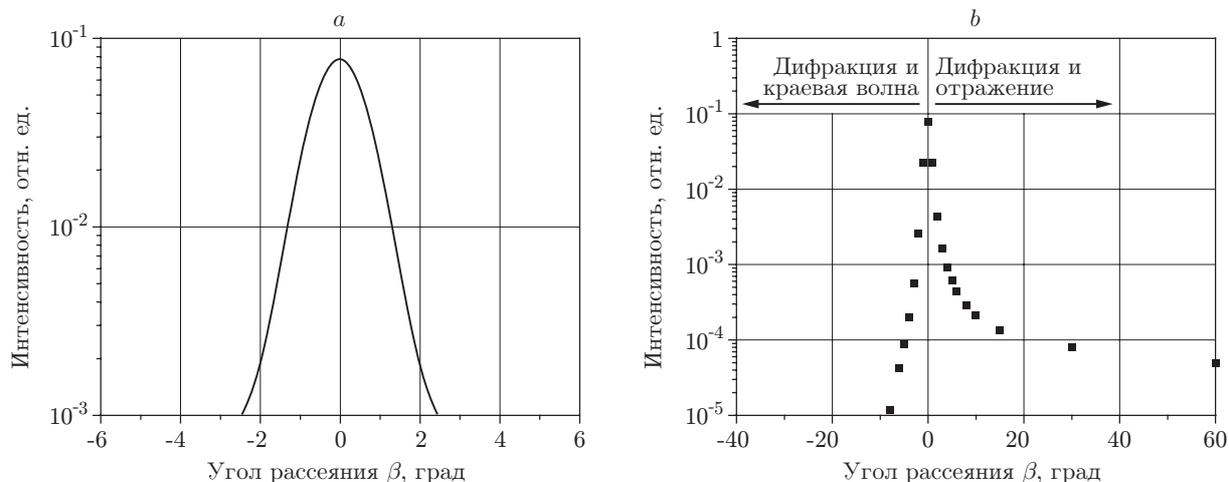


Рис. 5

что при малых углах рассеяния одна периферийная точка частицы генерирует сигнал, образованный локальной дифракцией в этой точке и отражением, а вторая — локальной дифракцией и краевой волной. Из графиков следует, что отражение суммируется с дифракцией, а краевая волна вычитается из неё. Противоположное влияние коэффициента преломления на интенсивности сигналов на рис. 3 также подтверждает это предположение.

На рис. 5, *a* приведена индикатриса света, дифрагированного на одной из границ частицы. График имеет ярко выраженный максимум в направлении освещения. Противоположная точка частицы генерирует такую же интенсивность при смещении частицы на величину её диаметра. Это соответствует концепции образования дифрагированного поля по Рабиновичу. Используемая методика позволяет оценить локальную индикатрису полного рассеяния одной из границ частицы (рис. 5, *b*). Результирующая зависимость найдена путём обработки большого массива сигналов, полученных для различных углов рассеяния  $\beta$ .

Индикатриса имеет максимум при  $\beta = 0^\circ$ , где интенсивность определяется дифракцией. При увеличении угла рассеяния вклад дифракции быстро уменьшается, а при больших углах интенсивность определяется только отражением (положительные смещения на рис. 5, *b*). При отрицательных углах рассеяния (область тени) в образовании сигнала участвуют дифракция и краевая волна. Их суммарная интенсивность при увеличении угла рассеяния стремится к нулю.

Оценим влияние краевой волны. Для этого вычислим отклонение приближённого решения, полученного как сумма отражения по ГО (без учёта краевой волны) и локальной дифракции, от точного решения, которое учитывает краевую волну. На рис. 6, *a* приведены индикатриса отражения по ГО (сплошная кривая), угловая зависимость интенсивности локальной дифракции (квадраты) и суммарная индикатриса (кружки). Расчёт выполнен для частицы диаметром 80 мкм. На рис. 6, *b* сплошной линией даётся абсолютная разность интенсивностей: приближённого решения (без учёта краевой волны) и точного решения, полученного моделированием для сфокусированного пучка. Как видим, краевая волна при одних углах рассеяния увеличивает суммарную интенсивность, а при других — уменьшает. Значения найдены вычитанием приближённого решения из точного. Таким образом, положительные величины указывают на недооценку интенсивности из-за отбрасывания краевой волны, а отрицательные — на переоценку.

Характер разности решений (сплошная линия) свидетельствует о том, что при малых углах вокруг направления вперёд ( $\beta = 0^\circ$ ) присутствует дополнительная компонента

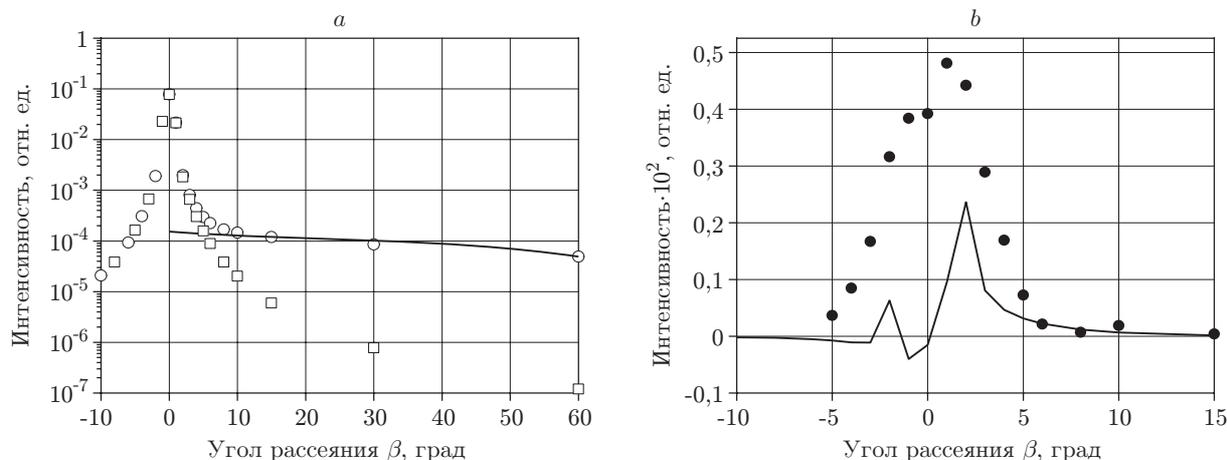


Рис. 6

рассеяния, которая не учитывается в расчётах по законам лучевой оптики. При  $\beta = 0^\circ$  её влияние мало по сравнению с дифракцией, которая определяет интенсивность рассеяния прямо вперёд (отклонение близко к нулю). С увеличением угла рассеяния в сторону положительных углов появляется дополнительная интенсивность краевой волны. Она сначала увеличивается, потом достигает максимума при угле рассеяния  $\beta \approx 2^\circ$ , а затем постепенно уменьшается до нуля. В области отрицательных углов (зона геометрической тени) фаза краевой волны непостоянна и меняет знак, так что её интенсивность может суммироваться с интенсивностью дифракции или вычитаться из неё. Также заметим, что она наблюдается не только при отрицательных углах, но и в зоне положительных углов — в области отражения по геометрической оптике.

Оценим приближённо интенсивность отражения с учётом краевой волны в окрестностях  $\beta \approx 0^\circ$ . Напомним, что точную оценку выполнить невозможно, так как точное решение требует совместного вычисления отражения и дифракции. Для приближённой оценки вычислим составляющую отражения в разложении Дебая, ограничив суммирование, как и для «чистой» дифракции, числом членов  $l_{\max} = 399$ . Ход индикатрисы отражения при учёте краевой волны показан на рис. 6, *b* точками. Вблизи  $\beta \approx 0^\circ$  обнаруживается интенсивный выброс рассеянного излучения, который отсутствует на расчётной зависимости по ГО (см. рис. 6, *a*). Дополнительная интенсивность имеет место при отрицательных и положительных углах рассеяния и, очевидно, должна иметь одну и ту же природу. Обнаруженные особенности поведения исследованных составляющих позволяют предположить, что краевая волна компенсирует неполноту описания дифракционной компоненты рассеяния через дифракцию на диске. В то же время сам термин «краевая волна» до некоторой степени усложняет понимание явления, так как поверхностная волна и дифракция также образуются на границе частицы и в этом смысле являются краевыми эффектами. Принимая во внимание, что в разложении Дебая краевая волна учитывается в компоненте отражённого излучения и локализуется вблизи границы частицы, термины «отражённая дифракция» или «граничное отражение» в большей степени соответствуют физической сути явления.

Рассмотрим теперь обратное рассеяние. В работе [6] ограничение числа членов в суммах величиной параметра Ми частицы использовалось при анализе дифракции как в прямом, так и в обратном направлении. При этом обнаружено дифракционное рассеяние в обратном направлении. Исследуем данный вопрос, применив локальное освещение частицы сфокусированным пучком. На рис. 7 приведены результаты моделирования сигнала при рассеянии в обратном направлении для частицы  $d_{\text{ч}} = 90$  мкм. Расчёты производились

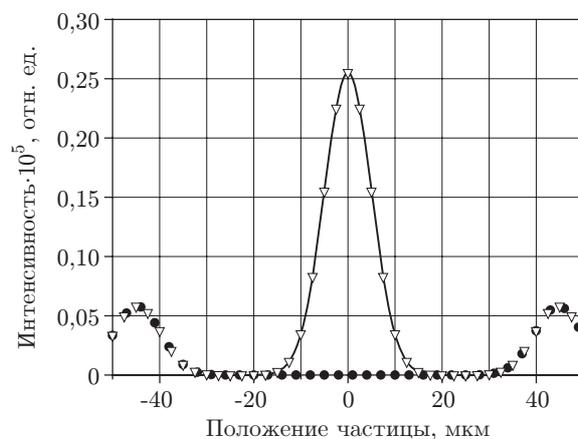


Рис. 7

изолированно для дифракции (точки) и отражения (треугольники), а также для суммы этих компонент (сплошная кривая) при суммировании членов до  $l_{\max} = 450$ . Видно, что для обеих компонент обнаруживаются составляющие рассеяния при смещениях частицы  $\pm 45$  мкм, локализованные на границах частицы. При совместном расчёте отражения и дифракции составляющие компенсируются, следовательно, дифракция в обратном направлении отсутствует.

**Заключение.** Результаты исследования позволяют заключить, что дополнительная интенсивность рассеяния, вносимая краевой волной, имеет сложный характер, который трудно объяснить в рамках известной концепции. В частности, обнаружены следующие особенности рассеяния в направлении вперёд:

- интенсивность отражения в случае касательного падения луча на частицу при расчётах по лучевой оптике недооценена: имеется дополнительная составляющая (пограничное отражение), которая обнаруживается как в зоне геометрической тени, так и в зоне углов геометрической оптики;

- точки локализации этой компоненты близки к точкам локализации отражённого излучения;

- для дифрагированного излучения характерно локальное взаимодействие с частицей так же, как и для лучевой оптики: имеются две точки локализации, расположенные вблизи противоположных границ частицы в плоскости рассеяния;

- изолированные вычисления дифракции и отражения могут привести к существенным ошибкам.

Заметим, что исследованные составляющие рассеяния в прямом направлении локализируются на противоположных границах частицы и среды. При освещении сфокусированным пучком сигналы от противоположных границ разделяются, что даёт возможность осуществить размерную классификацию непрозрачных частиц методом задержки порядков рассеяния.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубнищев Ю. Н., Арбузов В. А., Белоусов П. П., Белоусов П. Я. Оптические методы исследования потоков. Новосибирск: Сиб. унив. изд-во, 2003. 418 с.
2. Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Диагностика конвективных процессов в пограничном слое жидкости методом лазерной рефрактографии // Инженерно-физический журнал. 2010. 83, № 6. С. 1149–1156.

3. **Бильский А. В., Ложкин Ю. А., Маркович Д. М.** Интерферометрический метод измерения диаметров капель // Теплофизика и аэромеханика. 2011. № 1. С. 1–13.
4. **Семидетнов Н. В.** Диагностика частиц в потоке по задержкам порядков рассеяния // Метрология. 2009. № 6. С. 20–35.
5. **Семидетнов Н. В.** Эффекты локального взаимодействия света с рассеивающей частицей в приборах оптической диагностики двухфазных потоков // Современные оптические методы исследования потоков /Под. ред. Б. С. Ринкевичюса. М.: Изд-во Оверлей, 2011. С. 307–329.
6. **Шифрин К. С.** Рассеяние света в мутной среде. М. — Л.: ГИТТЛ, 1951. 288 с.
7. **Ван де Хюлст Х. К.** Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 537 с.
8. **Novenac E. A., Lock J. A.** Assessing the contribution of surface waves and complex rays to far-field Mie scattering by use of Debye series // JOSA A. 1992. **9**, N 5. P. 781–795.
9. **Семидетнов Н. В.** Граничные эффекты рассеяния света в лазерной диагностике двухфазных потоков // Автометрия. 2012. **48**, № 3. С. 46–53.
10. **Albrecht H.-E., Bech H., Damaschke N., Feleke M.** Berechnung der Streuintensitaet eines beliebig im Laserstrahl positionierten Teilchens mit Hilfe der zweidimensionalen Fouriertransformation // Optik. 1995. **100**, N 3. S. 118–124.
11. **Damaschke N., Nobach H., Semidetnov N., Tropea C.** Optical particle sizing in backscatter // Appl. Opt. 2001. **41**, N 27. P. 5713–5727.
12. **Damaschke N., Nobach H., Semidetnov N., Tropea C.** Novel technique for single particle characterization in backscatter // Тр. 7-й Междунар. науч.-техн. конф. «Оптические методы исследования потоков». М.: МЭИ, 2003. С. 220–223.
13. **Семидетнов Н. В.** Граничные эффекты рассеяния излучения на большой частице и их физическая интерпретация // Тр. 8-й Междунар. науч.-техн. конф. «Оптические методы исследования потоков». М.: МЭИ, 2005. С. 238–241.
14. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
15. **Kerker M.** The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation. New York — London: Academic Press, 1966.

*Поступила в редакцию 6 ноября 2013 г.*

---