РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ПИСЬМА В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ | *ТОМ 67, ВЫПУСК 9*
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД | *10 МАЯ, 1998*

Письма в ЖЭТФ, том 67, вып.9, стр.611 - 615

ПОНДЕРОМОТОРНОЕ ДЕЙСТВИЕ СВЕТА В ЗАДАЧЕ О МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

С.Е.Скипетров[1]*, С.С.Чесноков, С.Д.Захаров*, М.А.Казарян*, В.А.Щеглов**

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
119899 Москва, Россия

**Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН*
117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 марта 1998 г.

Временна́я корреляционная функция света, диффузно отраженного от полубесконечной случайно-неоднородной среды, рассчитана с учетом ускорения рассеивателей в поле падающего на среду лазерного пучка. Найдено аналитическое выражение для характерного времени когерентности, обусловленного пондеромоторным действием света. Показано, что уже при мощностях лазерного излучения порядка $1 \div 10$ Вт эффекты лазерного ускорения существенным образом меняют характер временно́й автокорреляционной функции рассеянного света и должны с необходимостью приниматься во внимание при теоретических расчетах.

PACS: 42.25.Kb, 42.30.Ms, 42.50.Vk, 82.70.Dd

Известно, что лазерное излучение может ускорять микрочастицы, взвешенные в жидкости или газе, до значительных скоростей [1–3]. Наряду со световым давлением [4], ускорение частиц может быть обусловлено радиометрическими, градиентными или реактивными силами [5], которые во многих реальных ситуациях превосходят по величине силы светового давления. Явления, происходящие при взаимодействии мощных лазерных пучков со взвесями частиц микронного и субмикронного размеров, весьма многообразны: наблюдается захват частиц, оптическая левитация [2], формирование сложных гидродинамических потоков [6] и т.д.

В настоящей работе мы анализируем роль эффектов лазерного ускорения в задаче о динамическом многократном рассеянии лазерного излучения на суспензии частиц микронного или субмикронного размеров.

[1] e-mail: skipetr@fort.phys.msu.su

В типичном эксперименте по многократному рассеянию [7] лазерный пучок на длине волны λ фокусируется в пятно поперечного размера d на поверхности кюветы, содержащей взвешенные в жидкости сферические частицы радиуса $a \sim \lambda$. Для определенности мы предположим, что $d < \ell_{tr}$ и $\lambda \ll \ell_{tr}$, где ℓ_{tr} – средняя транспортная длина свободного пробега фотона в среде, а также будем считать, что размер кюветы во много раз превосходит ℓ_{tr}. Тогда, если расположить начало координат в точке фокусировки лазерного пучка, а ось z направить вдоль его оси, можно считать, что случайно-неоднородная среда заполняет полупространство $z > 0$. Если характерная длина поглощения ℓ_a много больше, чем ℓ_{tr}, характер наблюдаемого рассеяния будет существенно многократным.

Для расчета временно́й корреляционной функции диффузно отраженного света мы воспользуемся методом интегралов по траекториям [8]: будем рассматривать рассеяние света в среде, как случайное блуждание отдельных фотонов по всевозможным траекториям. Каждая из траекторий представляет собой ломаную линию, в вершинах которой находятся рассеивающие центры. Световое поле $E(\mathbf{r}, t)$ в точке $\mathbf{r}$ на поверхности среды в момент времени t формируется в результате интерференции парциальных волн, рассеивающихся вдоль различных траекторий. Корреляционная функция поля $G_1(\mathbf{r}, \tau) = \langle E(\mathbf{r}, t) E^*(\mathbf{r}, t-\tau)\rangle$ оказывается чувствительной к перемещению рассеивающих центров в среде и дается выражением [9]

$$G_1(\mathbf{r}, \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} I(\mathbf{r}, n) \exp\left\{-\frac{1}{2}\left\langle \Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n\right\}, \tag{1}$$

где $\left\langle \Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n$ – дисперсия разности фаз двух фотонов, рассеявшихся вдоль одной и той же траектории, состоящей из n актов рассеяния, в моменты времени, разделенные временны́м промежутком τ. Усреднение $\langle\ldots\rangle_n$ в (1) производится по всем возможным траекториям, соответствующим n-кратному рассеянию, а суммирование – по различным порядкам рассеяния n. $I(\mathbf{r}, n)$ есть интенсивность света в точке $\mathbf{r}$, обусловленная процессами рассеяния порядка n. Если характерные скорости движения рассеивающих центров в среде много меньше скорости света, то можно считать, что движение рассеивателей не влияет на $I(\mathbf{r}, n)$, которая при сделанных выше предположениях может быть приближенно рассчитана в диффузионном приближении [7, 10].

Для простоты изложения ограничимся расчетом временно́й когерентности рассеянного излучения, покидающего среду в непосредственной близости (на расстоянии порядка ℓ_{tr}) от точки фокусировки падающего излучения. Тогда $I(\mathbf{r}, n) \propto n^{-5/2}\exp(-n\ell_{tr}/\ell_a)$ [11].

В отличие от $I(\mathbf{r}, n)$, $\left\langle \Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n$ необходимо рассчитывать с учетом динамики рассеивателей в среде. Обычно при этом пренебрегают пондеромоторным действием света (см., например, [9]) и считают, что рассеивающие центры движутся как броуновские частицы с коэффициентом диффузии D_B. В этом случае, как легко показать,

$$\left\langle \Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n^{(B)} = \frac{\tau}{\tau_0} n, \tag{2}$$

где $\tau_0 = (4k^2 D_B)^{-1}$ и $k = 2\pi/\lambda$.

Рассчитаем $\left\langle \Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n$ с учетом светоиндуцированного движения рассеивающих центров. Для этого воспользуемся результатом авторов работы [11], где предложена общая схема расчета динамического многократного рассеяния на произвольных потоках рассеивателей. Согласно [11],

$$\left\langle \Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n^{(F)} = \frac{2}{15}\left(\frac{k\ell_{tr}\tau}{\eta}\right)^2 \int \left(\sum_{i\neq k}\sigma_{ik}^2(\mathbf{r}')\right)\rho_n(\mathbf{r}')\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}', \tag{3}$$

где $\sigma_{ik}(\mathbf{r}')$ – вязкий тензор напряжений, η – вязкость суспензии и

$$\rho_n(\mathbf{r}) = \frac{3}{2\pi\ell_{tr}^2 rn}\exp\left\{-\frac{3r^2}{\ell_{tr}^2 n}\right\}. \tag{4}$$

Интегрирование в выражении (3) проводится по всему объему случайно-неоднородной среды. Использование формулы (3) возможно, однако, только при условии, что известно поле скоростей рассеивателей $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ в случайно-неоднородной среде. Поэтому следующий этап задачи требует построения модели движения взвешенных в жидкости частиц под действием мощного лазерного излучения.

Поскольку мы предположили, что падающий на среду пучок достаточно сильно сфокусирован ($d < \ell_{tr}$), его пондеромоторное действие будет значительным лишь в узкой области с поперечным размером $\sim d$. Ускоренные частицы, однако, будут увлекать за собой жидкость, а та, в свою очередь, вовлечет в движение частицы, не испытывающие на себе непосредственного действия лазерного излучения. В результате в среде должна сформироваться струя – в коллективное движение будут вовлечены даже частицы, находящиеся достаточно далеко от точки фокусировки лазерного пучка. Экспериментально формирование светоиндуцированной струи наблюдалось авторами работ [6]. Чтобы найти поле скоростей $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ в такой светоиндуцируемой струе, достаточно подметить сходство нашей задачи с задачей о "затопленной струе" [12]. Действительно, начало координат, согласно вышесказанному, можно приближенно рассматривать как точечный источник частиц, вылетающих в направлении оси z, забыв на время о причине возникновения этого источника. Тогда, пренебрегая влиянием границы среды, в сферической системе координат получаем [12]

$$v_r = \frac{P\cos\theta}{4\pi\eta r}, \qquad v_\theta = -\frac{P\sin\theta}{8\pi\eta r}, \qquad v_\phi = 0, \tag{5}$$

где P – полный поток импульса в струе. Подстановка (5) в (3) дает

$$\left\langle \Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n^{(F)} = \left(\frac{\tau}{\tau_F}\right)^2 f(n), \qquad \text{где} \quad \tau_F = \sqrt{10}\frac{\eta\ell_{tr}\lambda}{P} \tag{6}$$

$$f(n) = \exp\left\{-\frac{3}{n}\right\} + \frac{3}{n}\mathrm{Ei}\left\{-\frac{3}{n}\right\}; \tag{7}$$

$\mathrm{Ei}(x)$ – интегральная показательная функция.

Формулы (6) представляют собой главный результат нашего анализа. Прежде всего, необходимо отметить различный тип зависимости $\left\langle\Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n$ от τ для броуновского движения рассеивателей ($\left\langle\Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n^{(B)} \propto \tau$) и светоиндуцированной струи ($\left\langle\Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n^{(F)} \propto \tau^2$). Эффекты лазерного ускорения, таким образом, качественно меняют вид временно́й корреляционной функции диффузно отраженного излучения.

Кроме того, определенный интерес представляет выражение для характерного времени когерентности τ_F, обусловленного пондеромоторным действием света. Представляющее из себя комбинацию гидродинамического (η) и оптических (ℓ_{tr}, λ) параметров с величиной, описывающей эффективность передачи импульса от электромагнитного поля к среде (P), это выражение можно было получить (с точностью до численного множителя) из соображений размерности. Отметим, что, по крайней мере при низких интенсивностях, броуновское блуждание и светоиндуцированное движение рассеивателей можно считать независимыми. Тогда выражение для $\left\langle\Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n$ с учетом обоих типов движения можно записать в виде суммы двух членов:

$$\left\langle\Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n = \left\langle\Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n^{(B)} + \left\langle\Delta\varphi^2(\tau)\right\rangle_n^{(F)}. \tag{8}$$

Оценим условия, при которых пондеромоторное действие света существенно при расчете временнóй когерентности рассеянного света. Для этого, очевидно, необходимо конкретизировать основной механизм ускорения взвешенных частиц в поле лазерного излучения. Например, для полистироловых шариков субмикронного размера, взвешенных в воде, основную роль будет играть давление света, так как поглощение света в полистироле малó, а все другие механизмы ускорения как раз связаны с поглощением света. Поэтому $P \simeq W/c$, где W – мощность излучения, c – скорость света в среде. В этом случае второе слагаемое в формуле (8) превысит первое, если мощность излучения будет больше критического значения:

$$W > W_c(\tau, n) \simeq 4c\ell_{tr}\sqrt{\frac{5\pi\eta k_B T}{3a}\frac{n}{\tau f(n)}}, \tag{9}$$

где k_B – постоянная Больцмана, а T – температура суспензии. При выводе формулы (9) мы воспользовались выражением для коэффициента диффузии сферических частиц в суспензии: $D_B = k_B T/6\pi\eta a$.

Как видно из выражения (9), критическая мощность зависит и от порядка рассеяния n, и от временной задержки τ. Анализ показывает, что отношение $n/f(n)$ минимально при $n = 5$, поэтому максимальное влияние эффекты лазерного ускорения будут оказывать на фотоны, рассеявшиеся небольшое число раз (порядка пяти). В то же время, W_c монотонно убывает с ростом τ, поэтому учет эффектов лазерного ускорения наиболее важен при анализе "хвоста" корреляционной функции.

Чтобы провести оценку, положим $a \sim 0.1$ мкм и зададим объемную концентрацию частиц равной 1%; тогда[2] $\ell_{tr} \sim 200$ мкм. Для воды $\eta \sim 10^{-3}$ Па·с; длину волны излучения λ примем равной 0.5 мкм. В результате, при $n = 5$ критическая мощность W_c будет меняться от 15 Вт при $\tau = 1$ мкс до 0.5 Вт при $\tau = 1$ мс. Как видно, эти критические значения мощности излучения достаточно малы для того, чтобы описанный в настоящей работе эффект можно было наблюдать экспериментально. Тем не менее, до сих пор многократное рассеяние света на индуцированной им же самим струе микрочастиц не наблюдалось, так как обычно эксперименты проводятся при мощности лазера, не превышающей 1 Вт, и в диапазоне временных задержек $\tau < 1$ мс.

В заключение следует отметить, что, в соответствии с полученными результатами, эффекты лазерного ускорения микрочастиц должны играть существенную роль

[2] Расчет проводился с использований стандартных формул теории Ми [10].

в экспериментах по динамическому многократному рассеянию света в случайно-неоднородных средах даже при мощностях лазерного излучения порядка нескольких ватт. Полученные в настоящей работе аналитические выражения позволяют оценить критическую мощность лазерного пучка, при которой пондеромоторное действие света необходимо учитывать в расчетах статистических характеристик рассеянного излучения. Наши результаты имеют большое прикладное значение в связи с возрастающим интересом к возможности использования оптических методов для изучения динамики частиц в мутных средах [13], например, в задачах оптической диагностики [14].

---

1. Г.А.Аскарьян, ЖЭТФ **42**, 1567 (1962).
2. А.Эшкин, УФН **110**, 101 (1973).
3. С.Д.Захаров, М.А.Казарян, Н.П.Коротков, Письма в ЖЭТФ **60**, 317 (1994).
4. П.Н.Лебедев, *Собрание сочинений*, М.: Изд. Академии Наук, 1963; В.Фабрикант, УФН **42**, 282 (1950).
5. Г.А.Аскарьян, УФН **110**, 115 (1973); Г.А.Аскарян, Е.М.Мороз, ЖЭТФ **43**, 2319 (1962).
6. M.A.Kazaryan, N.P.Korotkov, and S.D.Zakharov, Physica Scripta **52**, 678 (1995); С.Д.Захаров, К.И.Земсков, М.А.Казарян, Н.П.Коротков, Известия РАН, серия физ. **56**, 182 (1992).
7. А.Исимару, *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах*, М.: Наука, 1981 [A. Ishimaru, *Wave propagation and scattering in random media*, New York, Academic Press, 1978].
8. Р.Фейнман, А.Хибс, *Квантовая механика и интегралы по траекториям*, М.: Мир, 1968 [R.P.Feynman, A.R.Hibbs, *Quantum mechanics and path integrals*, New York, McGraw-Hill 1965].
9. G.Maret and P.E.Wolf, Z. Phys. B **65**, 409 (1987); P.M.Chaikin, D.J.Pine, D.A.Weitz, and E.Herbolzheimer, Phys. Rev. Lett. **60**, 1134 (1988).
10. Ф.М.Морс и Г.Фешбах, *Методы теоретической физики*, том 1, М.: ИЛ, 1958 [P.M.Morse, H.Feshbach, *Methods of theoretical physics. Part 1*, New York, McGraw-Hill 1953].
11. D.J.Bicout and R.Maynard, Physica **A199**, 387 (1993).
12. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Гидродинамика*, М.: Наука, 1986.
13. M.Heckmeier, S.E.Skipetrov, G.Maret, and R.Maynard, J. Opt. Soc. Am. **A14**, 185 (1997); С.Е.Скипетров, И.В.Меглинский, ЖЭТФ **113**, 1213 (1998).
14. В.В.Тучин, УФН **167**, 517 (1997).