

НОВЫЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЗРАЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

© 2009 г. Н. Н. Розанов, доктор физ.-мат. наук; Г. Б. Социлин, канд. физ.-мат. наук

Институт лазерной физики НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”,
Санкт-Петербург

E-mail: nrosanov@yahoo.com, goga.ilph@yahoo.com

Представлена систематическая теория электродинамических релятивистских эффектов первого порядка в средах с пространственно неоднородной скоростью движения. Развита геометрооптический подход, в рамках которого найдены искривления лучей и изменения поляризационных характеристик излучения при его прохождении через сплошную среду с неоднородной скоростью движения. Продемонстрированы не взаимные (различающиеся для противоположных направлений распространения излучения) волноводы и линзы в среде с поперечной неоднородностью скорости. Изучено рассеяние (дифракция) излучения на локализованной неоднородности скорости движения. Изучена возможность маскировки областей пространства, при которой они становятся невидимыми, и проведен анализ учета влияния движения такой области. Возникающая при движении области неоднородность скорости приводит к появлению отраженного от границы излучения и делает ее видимой. Построена корректная теория отражения слабого излучения от неоднородностей, наведенных интенсивными лазерными импульсами в неподвижной нелинейной среде, которые двигаются с (групповой) скоростью света.

Коды OCIS: 260.0260, 080.0080, 290.0290.

Поступила в редакцию 13.11.2008.

1. Введение

Электродинамика движущихся сплошных сред составляет важную часть теории относительности, основы которой были сформулированы Эйнштейном в 1905 г. [1]. Здесь необходимо заметить, что один из наиболее ярких эффектов в этой области – эффект частичного увлечения света движущейся средой – был интуитивно предсказан Френелем (1818 г.) задолго до создания теории относительности [2]. Уже в первой работе [1] Эйнштейн рассмотрел отражение от зеркала, равномерно перемещающегося вдоль нормали к своей (плоской) поверхности. Затем были сформулированы условия для полей на движущихся границах раздела сред и выведены материальные уравнения Минковского [3].

К настоящему времени электродинамика движущихся сплошных сред, основанная на дифференциальных уравнениях Максвелла и материальных уравнениях Минковского, представляет собой достаточно полную теорию, изложенную в монографиях и учебниках [4–6]. Однако следует отметить, что теоретические исследования ограничивались главным образом случаем пространственно однородной скорости движения среды, а влияние неоднородности скорости движения на распространение электромагнитного излучения рассмотрено недоста-

точно полно [6–8]. В то же время учет неоднородности скорости приводит к ряду новых существенных эффектов, так что на повестку дня ставится вопрос об использовании этих новых физических эффектов с целью диагностики природных сред и возмущений в них. Это важно в тех условиях, когда эффекты, используемые в настоящее время, становятся ничтожно малыми. Примерами служат предельно чистые атмосфера или вода, отсутствие стратификации (температурной, плотностной), разреженность среды (верхние слои атмосферы).

Малость выявленных эффектов при малых скоростях движения среды и неизбежная прецизионность необходимых измерений не могут служить препятствием на пути дальнейших исследований, во-первых, потому, что за последнее время сильно продвинулась вперед техника точных лазерных измерений [9, 10], и, во-вторых, потому, что развитие науки последних десятилетий показывает, как эффекты, казалось бы, доступные для наблюдения только при особых условиях, нашли применение в исследованиях океана [11, 12].

В данной работе представлен обзор работ проведенных в последние годы в Институте лазерной физики НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова” теоретических исследований, посвященных новому виду рассеяния

излучения – рассеянию волн на неоднородностях скорости движения среды. Возможность детектирования скорости движения среды “в чистом виде” (причем в случаях, когда это движение не сопровождается значимым изменением температуры и плотности среды или других ее оптических или акустических характеристик) важна для различных приложений, в том числе при исследовании атмосферы и океана. В основной части статьи рассматривается случай малых скоростей движения среды v , когда малым параметром теории является отношение v/c (c – скорость света в вакууме). В заключительной части статьи будут показаны новые интересные эффекты, возникающие уже при релятивистских скоростях движения неоднородностей, которые можно наводить интенсивными лазерными импульсами в нелинейной среде.

Вообще говоря, неоднородность скорости движения среды v должна приводить к неоднородности распределения ее плотности, а в случае твердого тела – к возникновению деформаций, вызывающих неоднородность (и анизотропию) оптических свойств среды (гиромангнитные и динамооптические явления [6]). В то же время указанные нерелятивистские эффекты вызывают квадратичное по скорости изменение показателя преломления, пропорциональное $(v/v_s)^2$, где v_s – скорость звука в среде [6, 13]. Величина же релятивистских эффектов – первого порядка по скорости – пропорциональна v/c , где c – скорость света. Таким образом, интересующие нас главным образом слаборелятивистские эффекты являются основными при условии малости скорости движения среды, т. е. $v < v_0 = v_s^2/c$. Более точная оценка v_0 и рассмотрение нерелятивистских динамооптических явлений приведены в [14]. Для воды v_0 порядка нескольких сантиметров в секунду, а для стекол $v_0 = 10^3$ см s^{-1} . Более точно, в этих соотношениях вместо скорости v должен фигурировать ее перепад.

2. Исходные соотношения

Исходными служат дифференциальные уравнения Максвелла для напряженности электрического и магнитного полей \mathbf{E} и \mathbf{H} и электрической и магнитной индукции среды \mathbf{D} и \mathbf{B} в сплошной среде

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1)$$

и материальные уравнения Минковского, записанные в первом порядке по малому параметру v/c ,

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + \frac{\epsilon \mu - 1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}], \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + \frac{\epsilon \mu - 1}{c} [\mathbf{E} \mathbf{v}]. \quad (2)$$

Здесь t – время, ϵ и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости сплошной среды, \mathbf{v} – скорость ее движения. Дисперсия среды считается пренебрежимо слабой. Более точно, вместо (2) следует записать

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon_0 \mathbf{E} + \frac{\epsilon_0 \mu_0 - 1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}] + \delta \mathbf{D}, \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H} + \frac{\epsilon_0 \mu_0 - 1}{c} [\mathbf{E} \mathbf{v}] + \delta \mathbf{B}, \end{aligned} \quad (3)$$

где ϵ_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости однородной неподвижной среды (при $\mathbf{v} = 0$). Величины $\delta \mathbf{D}$ и $\delta \mathbf{B}$ характеризуют соответственно динамооптические и гиромангнитные явления, а также другие возможные малые возмущения, например, обычное рассеяние на неоднородностях среды. Мы будем использовать приведенное выше условие, при котором релятивистские эффекты преобладают.

В методическом плане малость параметра v/c позволяет обойти технически сложную проблему учета условий непрерывности на границах раздела сред (см. также [15]). В работе [16] продемонстрирована возможность интегрального подхода (без привлечения условий непрерывности на границах раздела сред) для определения напряженностей статических электрического и магнитного полей в случае практически произвольного распределения скорости движения однородной среды. Мы показали, что в частном случае вращающегося шара, для которого решение может быть найдено и традиционным способом, использующим условия непрерывности на границе раздела между движущейся и неподвижной частями среды [6], результаты этих двух подходов согласуются [16]. Этот результат подтверждает правомерность интегрального подхода. Однако интегральный подход дает возможность решить более широкий круг задач, например, при рассмотрении рассеяния на неоднородностях скорости движения [14].

3. Геометрооптические эффекты

В противоположность статическому случаю ниже рассматривается случай высокочастотных полей. В частности, в [17] выведены основные уравнения геометрической оптики движущихся сред, что позволяет последовательно определить

сдвиги и искривление лучей и поляризационные изменения вследствие неоднородности движения среды на сравнительно коротких трассах (короче дифракционной длины). В рассматриваемом случае малых скоростей движения среды при использовании комплексной записи поля (множитель $\exp(-i\omega t)$ опускается) уравнения Максвелла (1) заменяются на

$$\text{rot}\mathbf{E} = i\frac{\omega}{c}\mathbf{B}, \text{rot}\mathbf{H} = -i\frac{\omega}{c}\mathbf{D}. \quad (4)$$

Отсюда получаем волновые уравнения для неоднородной движущейся среды, которые здесь не приводятся из-за их громоздкости. Отметим только, что правые части этих уравнений содержат малый множитель v/c .

В приближении геометрической оптики локальная структура поля та же, что у плоской волны в однородной среде [17, 18]. Важно, что в среде даже с постоянной скоростью движения v направления волнового вектора \mathbf{k} и среднего по времени потока энергии (вектора Пойнтинга)

$$\mathbf{S} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*] \quad (5)$$

различаются (как в анизотропной среде, так как движение среды выделяет некоторое направление в пространстве) [4].

Не останавливаясь на методике, развитой в работе [17], перейдем к оценке величин релятивистских эффектов. В [17] показано, что неоднородность движения среды приводит к сдвигу и искривлению лучей и к повороту плоскости поляризации. Оценки величины этих геометрико-оптических эффектов приведены в разделе 8.

4. Невзаимные волноводы и линзы

При движении жидкости в трубе скорость движения будет меняться в поперечном направлении, что приводит к поперечной неоднородности эффективного показателя преломления. Это может вызывать волноводное распространение излучения и его фокусировку, причем эффект оказывается невзаимным (различается для противоположных направлений распространения излучения) [19]. Из проведенного рассмотрения следует возможность реализации невзаимных элементов, которые ранее в лазерной технике строились преимущественно на основе эффекта Фарадея в магнитооптических материалах [20]. Применение таких невзаимных элементов способно обеспечить, например, надежную однопользовательскую генерацию кольцевых лазеров.

В [21] изучено влияние вращения диэлектрического волновода (световода) на структуру его мод, а именно в отсутствие вращения однородная среда не обладает волноводными свойствами. Представляется интересным, что для поперечной зависимости скорости вращения квадратичного вида в качестве точных решений уравнений Максвелла фигурируют гауссовы пучки (моды Гаусса–Эрмита или Гаусса–Лагерра). Кроме того, во вращающемся волноводе снимается вырождение частот мод по знаку азимутального индекса, вследствие чего волновод принципиально может служить датчиком вращения [21].

5. Рассеяние

На основе уравнений (1)–(3) была разработана теория дифракции электромагнитного излучения на неоднородностях скорости движения среды [14]. Из уравнений (1) и (2) получены волновые уравнения для \mathbf{D} и \mathbf{B} . При условии малости скорости движения среды получаемые уравнения могут быть решены с помощью теории возмущений, при этом учитываются только релятивистские эффекты, т. е. полагается, что выполнено условие $v \ll v_0$. Рассматривается рассеяние плоской монохроматической волны с частотой ω и волновым числом $k = n\omega/c$, распространяющейся вдоль оси z , на вращающемся диэлектрике с заданными ϵ и μ . Линейная скорость среды определяется как [14]

$$\mathbf{v} = \begin{cases} [\Omega \times \mathbf{r}], & \mathbf{r} \in V, \\ 0, & \mathbf{r} \notin V, \end{cases} \quad (6)$$

где V – объем вращающегося тела и $\Omega = (0, \Omega, 0)$ – угловая скорость вращения (y – ось вращения). Схема эксперимента в этом случае приведена в [14, 23, 24]. Не останавливаясь на подробностях вычислений, приведем результаты проведенных расчетов рассеяния излучения в дальней зоне. При непосредственной регистрации рассеянного излучения без его смещения с опорной волной энергетические характеристики будут квадратичны по угловой скорости (и по v_c/c). Дифференциальное сечение рассеяния $P(\theta, \phi)$ определяется соотношением

$$P(\theta, \phi) = \frac{w}{w_0} R_0^2, \quad (7)$$

где w – плотность электромагнитной энергии, w_0 – плотность энергии в падающей волне, R_0 – расстояние от центра рассеивателя до точки приема. Мы используем сферическую систему координат, определяемую соотношениями

$X_0 = R_0 \sin \theta \cos \phi$, $Y_0 = R_0 \sin \theta \sin \phi$, $Z_0 = R_0 \cos \theta$, где θ, ϕ – углы сферической системы координат. Интегрируя дифференциальное сечение $P(\theta, \phi)$ по телесному углу, получим полное сечение рассеяния σ . Отметим, что в случае цилиндра амплитуда рассеянного поля выражается в аналитическом виде через функции Бесселя, в том числе и при наклонном падении [14]. Для шара в общем виде интегралы приходится находить численно. Однако для тел малых размеров ($kr_0, kh, kr_0 \ll 1$) поле, рассеянное и на цилиндре, и на шаре, получается в аналитическом виде и отличается лишь некоторым форм-фактором $F(V)$, определяемым размерами тела [22]

$$P(\theta, \phi) = \frac{(n^2 - 1)^2 \Omega^2}{n^2 c^2} k^6 F(V) (1 - \cos \theta)^2 \sin^2 \phi \sin^2 \theta, \quad (8)$$

$$F(V) = \begin{cases} \frac{h^2 \rho_0^8}{64} & \text{(цилиндр),} \\ \frac{r_0^{10}}{125} & \text{(шар),} \end{cases}$$

где Ω – угловая скорость вращения, ρ_0, h – радиус основания и высота цилиндра, r_0 – радиус шара.

Из (8) видно, что угловая зависимость сечения рассеяния содержит два пика с максимумами

при $\phi = \pi/2, 3\pi/2$ и $\theta = 2\pi/3$ [14]. При увеличении размеров движущейся неоднородности картина усложняется [23]. Нормированные дифференциальные сечения $p(\theta, \phi) = P(\theta, \phi)/\sigma$ представлены на рис. 1 (малая неоднородность) и рис. 2 (конечный цилиндр) в виде пространственных и плоских графиков. Вычисления проводились для длины световой волны $\lambda = 0,53$ мкм и показателя преломления $n = 1,34$ (вода). Линейная скорость вращения на границе $v_0 = 1$ см s^{-1} . Что касается сечений, то они достигают значений $\sigma = 10^{-30} - 10^{-29}$ см², соизмеримых с сечениями комбинационного рассеяния на частицах. Приведенные на рис. 2 расчеты относятся к цилиндру с размерами $kr_0 = 5, kh = 5$. Полное сечение рассеяния достигает значения $\sigma(0) = 4,653 \times 10^{-30}$ см². Увеличение скорости вращения в 1000 раз увеличивает это сечение на шесть порядков.

На рис. 3 показана зависимость полных сечений рассеяния от угла падения для случаев малых неоднородностей и цилиндров различных размеров [23]. Интересно, что полное сечение рассеяния как для малого рассеивателя, так и для “нити” очень слабо зависит от угла наклона оси вращения к направлению падения. Однако в случае малого рассеивателя и цилиндра с $kr_0 = 0,02$ наблюдаются слабые осцилляции сечения (кривые 1 и 2). Полное сечение при этом также значительно меняется (масштаб изменений почти

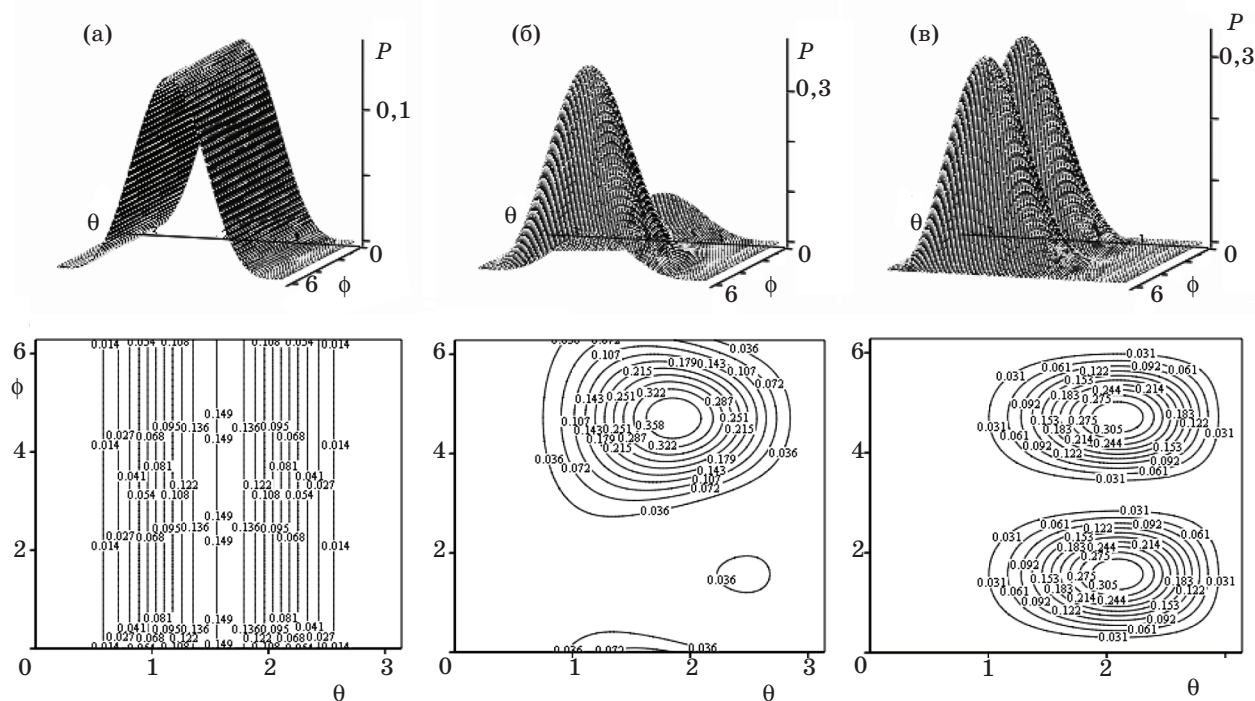


Рис. 1. Нормированные дифференциальные сечения рассеяния на малой неоднородности для разных углов наклона α . а – $\alpha = 0$, б – $\pi/4$, в – $\pi/2$.

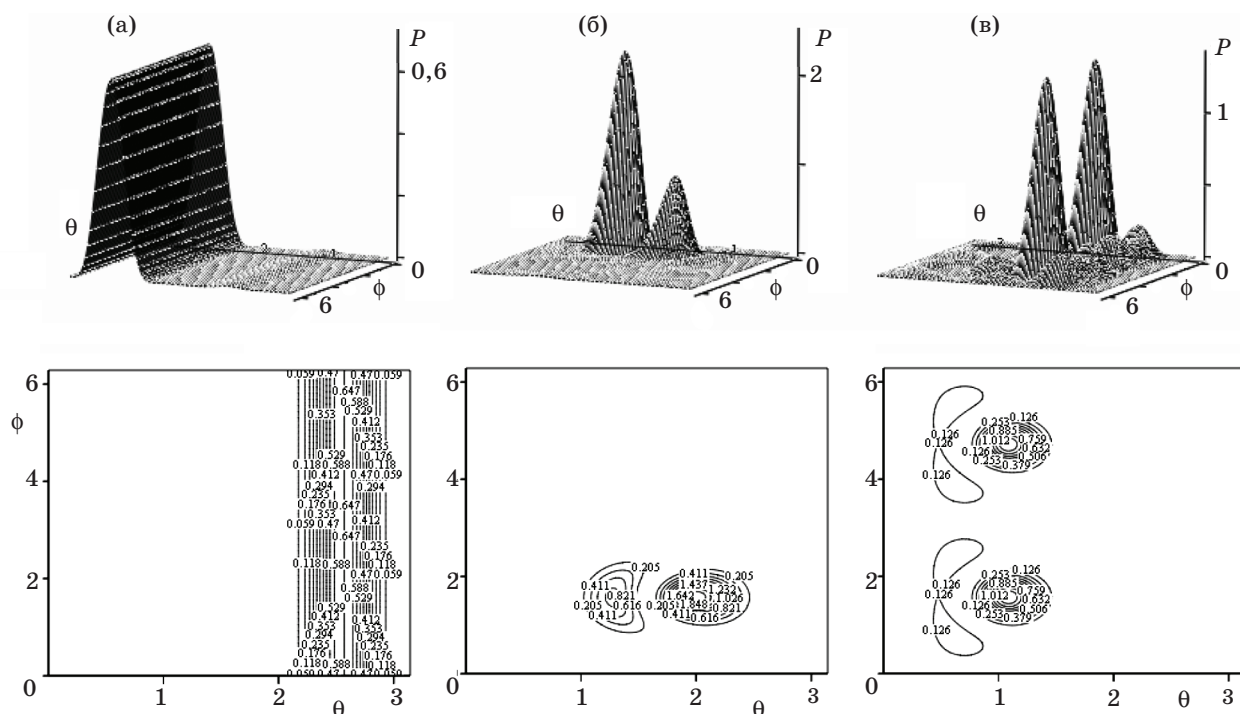


Рис. 2. Нормированные дифференциальные сечения рассеяния на конечном цилиндре для разных углов наклона α . а – $\alpha = 0$, б – $\pi/4$, в – $\pi/2$. Размеры цилиндра $kr_0 = 5$, $kh = 5$, $\sigma(\alpha = 0) = 4,653 \times 10^{-30} \text{ см}^2$.

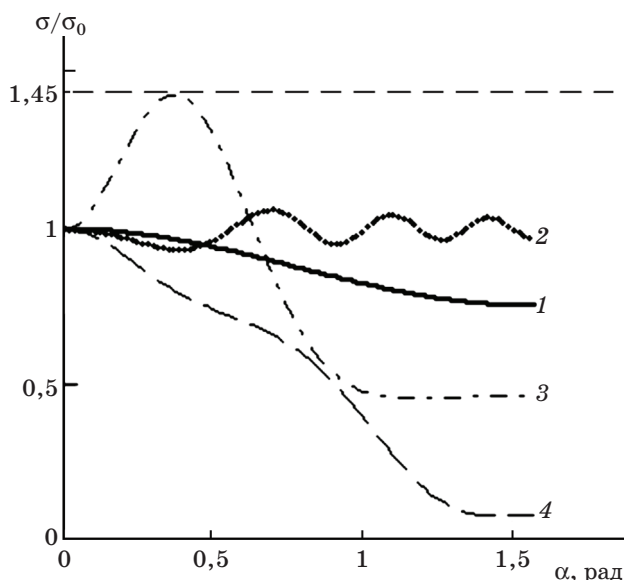


Рис. 3. Зависимости полного сечения рассеяния от угла наклона, $\sigma_0 = \sigma(\alpha = 0)$. 1 – малый рассеиватель, 2–4 – цилиндр. 2 – $kr_0 = 0,02$, $kh = 10$; 3 – $kr_0 = 5$, $kh = 0,005$; 4 – $kr_0 = 5$, $kh = 5$.

в 3 раза), что и видно из кривой 3. Неожиданный результат получился в случае равенства диаметра основания ($2\rho_0$) и высоты цилиндра ($2h$) (см. кривую 4). Сечение при изменении α от 0 до

$\pi/2$ уменьшилось в несколько раз. Это показывает, что при рассеянии на большом количестве рассеивателей осреднение по углам наклона может оказаться существенным.

Дифференциальные сечения для шара с $kr_0 = 5$ приведены на рис. 4, причем они не нормированы на полное сечение. Видно, что рассеяние в заднюю полусферу при $\alpha = 0$ сменяется с ростом α на рассеяние преимущественно в переднюю полусферу, при этом все максимумы расположены симметрично вдоль линии $\phi = \pi$. Сечение рассеяния при этом уменьшается почти в два раза (от $\sigma(0) = 4,11 \times 10^{-28} \text{ см}^2$ до $\sigma(\pi/2) = 2,45 \times 10^{-28} \text{ см}^2$). Отметим, что сечение рассеяния на шаре на два порядка больше, чем на цилиндре примерно того же размера. Приведенные выше результаты отражены в обзорной работе [25].

6. О невидимости

Помимо вращающихся неоднородностей был также рассмотрен случай равномерного и прямолинейного движения области неоднородности скорости, распространяющейся в направлении скорости движения. Этот случай интересен и потому, что в последнее время появился ряд работ (см. [26] и список литературы в ней),

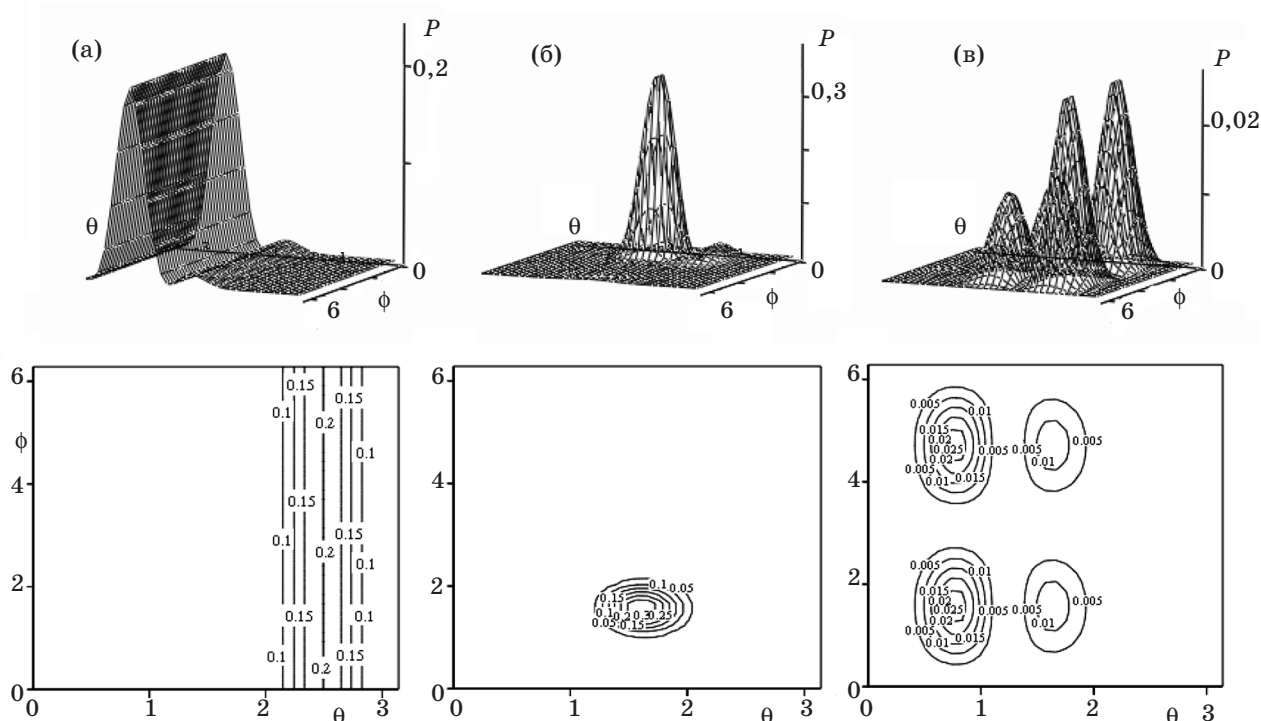


Рис. 4. Дифференциальные сечения рассеяния на шаре для разных углов наклона α . а – $\alpha = 0$, б – $\pi/3$, в – $\pi/2$. Размер шара $kr_0 = 5$.

где рассматривается возможность маскировки областей пространства, при которой они становятся невидимыми. Однако в этих работах анализ проводился без учета влияния движения такой области. Возникающая при движении области неоднородность скорости (а она действительно возникает) приводит к появлению отраженного от границы излучения. В [27] был также оценен амплитудный коэффициент отражения излучения от движущейся плоской границы раздела двух сред и показана существенность роли толщины границы. В последующей работе [28] анализ такого отражения проведен более детально, с учетом дифракции излучения, связанной с конечностью поперечных размеров области неоднородности скорости и искривленностью (размытой) границы движущейся области.

В случае прямолинейного движения вектор скорости движения неоднородности \mathbf{v} представляется в виде [28]

$$\mathbf{v} = \Phi(x, y, z, t) \mathbf{v}_0, \quad (9)$$

где $\Phi(x, y, z, t)$ – пространственно-временная функция, описывающая распределение скорости в пограничном слое вблизи границы объекта. Рассматривались неоднородности, имеющие вид параллелепипеда или поверхности конеч-

ных размеров. В последнем случае имеет место отражение только от передней границы неоднородности. Физически это возможно, если считать объект достаточно длинным и обладающим поглощением.

На рис. 5 представлены результаты расчетов зависимости отраженного излучения от углов падения излучения. Как видно из рисунка, при падении излучения параллельно скорости движения (рис. 5а) большая часть рассеянного излучения распространяется преимущественно в направлении, обратном оси z . При падении излучения перпендикулярно вектору скорости рассеянное излучение распространяется в плоскости, перпендикулярной волновому вектору, что хорошо показывает рис. 5б. Заметим, что распределение интенсивности в плоскости регистрации абсолютно не зависит от поляризации. Показана существенность влияния степени размытости границы (по сравнению с длиной волны излучения) на интенсивность отраженного излучения [27, 28].

Из расчетов следует, что в случае резкой границы неоднородности в прозрачной морской воде с коэффициентом ослабления $\epsilon = 0,07 \text{ м}^{-1}$ [29] для длины волны падающего излучения $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$, неоднородности с линейным размером $2\pi\lambda$ и

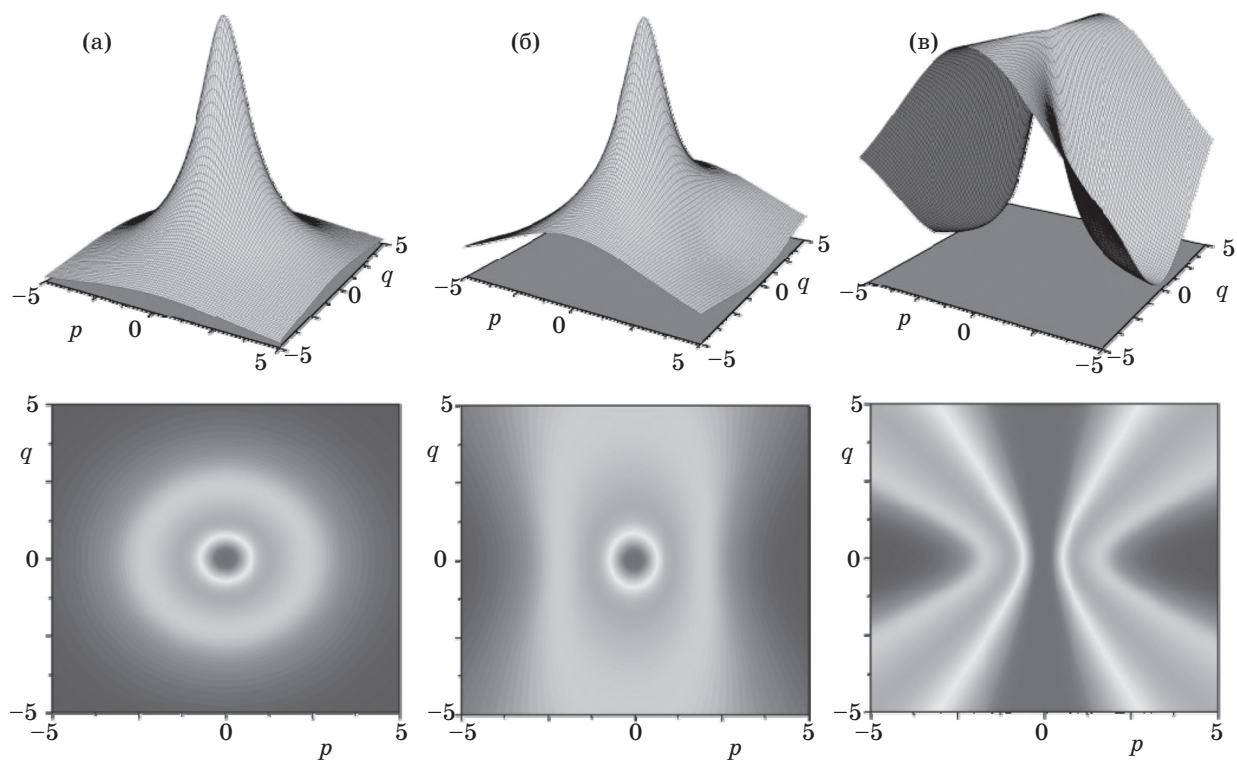


Рис. 5. Зависимости интенсивности отраженного излучения в плоскости регистрации от угла падения α . а – $\alpha = 0$, б – $\alpha = \pi/4$, в – $\alpha = \pi/2$. p и q – в произвольных единицах.

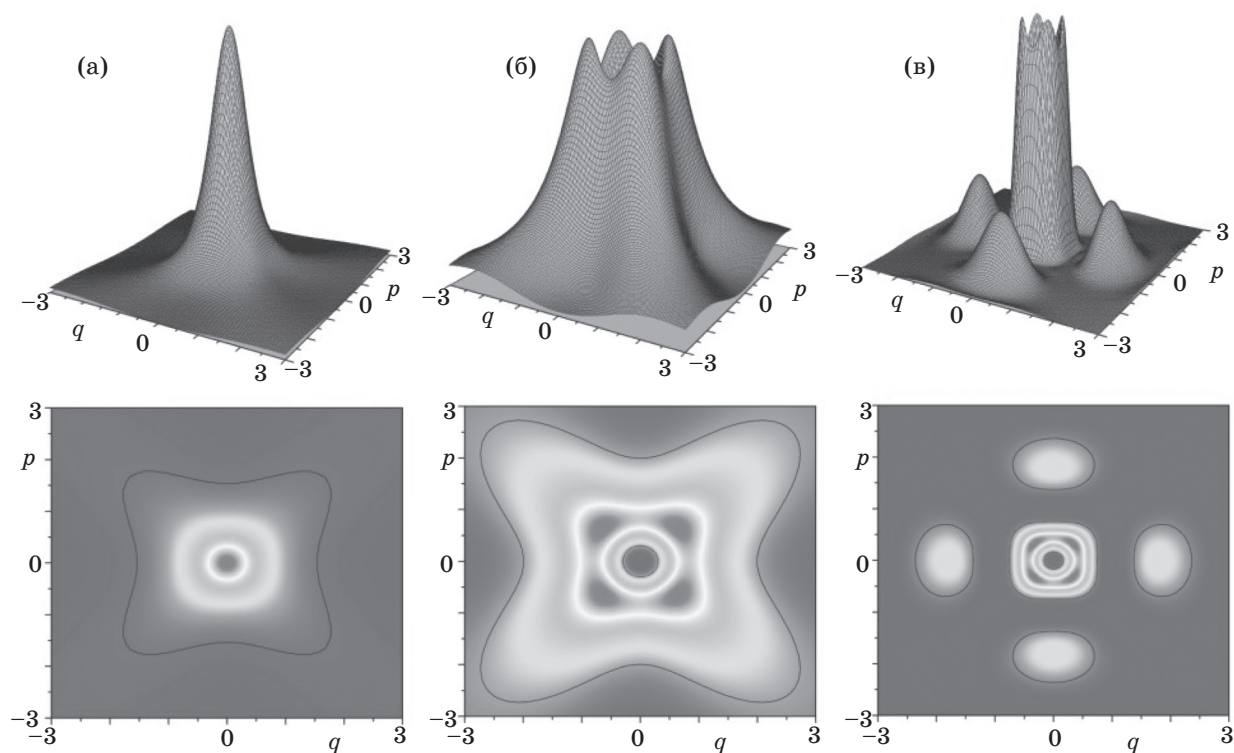


Рис. 6. Зависимости интенсивности излучения в плоскости регистрации от размеров неоднородности для случая $\alpha = 0$. а – $kx_0 = ky_0 = \pi$, $kz_0 = 0, 3\pi$; б – $kx_0 = ky_0 = \pi$, $kz_0 = \pi$; в – $kx_0 = ky_0 = 1,5\pi$, $kz_0 = 3\pi$. p и q – в произвольных единицах.

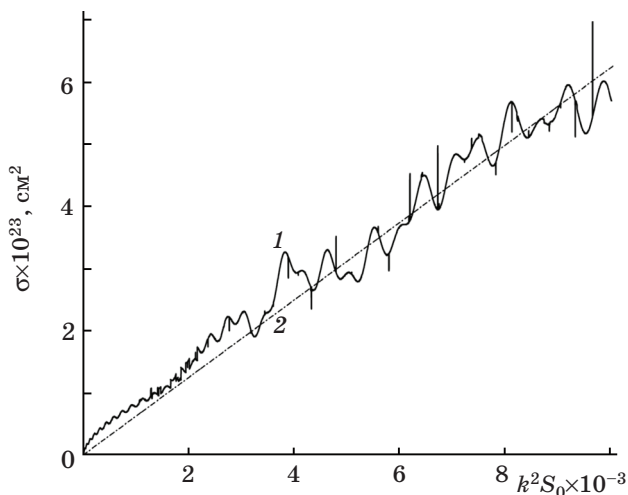


Рис. 7. Интегральное сечение отражения σ в зависимости от нормированной площади отражающей поверхности $k^2 S_0$. 1 – зависимость, полученная в данной работе, 2 – по данным [27].

энергии лазерного импульса 1 Дж на расстоянии $R_0 = 100$ м на приемник приходит порядка 100 фотонов, что вполне доступно для измерения.

Результаты расчетов распределения интенсивности в плоскости регистрации в зависимости от размеров неоднородности для случая $\alpha = 0$ приведены на рис. 6. Для малых размеров неоднородности ($k\zeta_0 \leq 0,1\pi$) распределение имеет один максимум (рис. 6а), соответствующий первой зоне Френеля. При увеличении продольных размеров неоднородности профиль интенсивности “расширяется” в плоскости наблюдения (рис. 6б), а увеличение поперечных размеров приводит к появлению дополнительных максимумов (рис. 6в), что согласуется с картиной дифракции на щели.

Для случая плоскости мы представим только результат расчета зависимости интегрального сечения отражения σ от величины плоской поверхности конечной площади S_0 (рис. 7). Как видно из рисунка, при малых размерах площадки эта зависимость является комбинацией линейного роста σ и осцилляций, отвечающих “открытию” соответствующих зон Френеля по мере увеличения размеров отражающей поверхности (кривая 1); кривая 2 – по данным [27]. Критический анализ проблемы невидимости проведен в [30].

7. Акустика

На основе развитой методики был рассмотрен и оценен другой механизм рассеяния, имеющий место в случае распространения в среде акустических волн, единственной неоднородностью кото-

рых служит неоднородность скорости гидродинамического движения, вызываемая подводными возмущениями [31, 32]. Хотя в естественных условиях действуют и другие механизмы рассеяния, в ряде случаев (при небольших перепадах скорости) именно рассматриваемый механизм может являться основным.

Эффект основан на известном явлении увлечения акустических волн в движущейся среде, из-за чего скорость звука в такой среде складывается из скорости звука в неподвижной среде и гидродинамической скорости среды [13]. Поэтому суммарная скорость звука и в этом случае становится неоднородной. Рассматриваемый эффект является акустическим аналогом найденного в нашей работе [14] рассеяния (дифракции) электромагнитного излучения на неоднородностях скорости движения диэлектрической среды. Однако в оптическом случае эффект имеет релятивистский характер и сравнительно мал из-за малости отношения скорости движения среды к скорости света. В акустике же роль скорости света играет скорость звука в неподвижной среде, что увеличивает эффект на много порядков. Отметим, что рассмотренные эффекты аналогичны эффектам волноводного распространения акустических волн в канале, формируемом регулярной неоднородностью гидродинамической скорости водной среды [33, 34].

8. Заключение

Здесь мы остановимся на количественной оценке исследованных эффектов. Начнем с оценки геометрических эффектов, возникающих при прохождении излучения через движущуюся среду. Первый из них – это отклонение траектории луча от прямолинейной при прохождении слоя движущейся среды толщины z_0 . Выше приведены оценки скоростей движения среды, при которых релятивистские эффекты преобладают над динамооптическими. Для воды критическая скорость v_0 порядка нескольких сантиметров в секунду, а для стекол значение v_0 может достигать 10 м/с. Тогда для воды (показатель преломления $n = 1,34$) угол отклонения $\alpha \approx 10^{-10}$ рад, а для стекла ($n = 1,5$) $\alpha \approx 3 \times 10^{-8}$ рад. Сдвиги лучей могут стать заметными для достаточно протяженных трасс.

Вторым эффектом является изменение поляризационных характеристик. В частности, угол поворота вектора поляризации значительно превосходит угол отклонения луча α . Если толщина слоя z_0 в 100 раз больше, чем r_0 , то угол поворота

в воде будет $\theta \approx 10^{-8}$ рад, а для стекла θ достигает 10^{-6} . Наблюдение таких поворотов вполне реально ввиду высокой точности поляризационных измерений. Их учет может стать необходимым в схемах дальней оптической связи. Из приведенных оценок следует реальность наблюдения использования этих эффектов, необходимость их учета в схемах дальней оптической связи и возможность использования для диагностики распределения скорости движения жидкостей и, возможно, газов.

Волноводный эффект, о котором говорится в разделе 4, реализуется в трубе, длина которой l превышает характерную длину дифракции пучка с полушириной w , –

$$l \gg L_d = k_0 w^2.$$

В случае короткой трубы она эквивалентна линзе с фокусным расстоянием

$$f = \frac{1}{n_1 l},$$

где n_1 – отклонение показателя преломления движущейся жидкости от показателя преломления покоящейся.

В условиях, близких к реализованным в классическом эксперименте Физо [2], $L_d = 22,8$ м, а фокусное расстояние эквивалентной линзы $f = 129$ м [19], что вполне регистрируется экспериментально.

Что касается рассеяния на неоднородностях скорости, то сечения рассеяния малы, но при размерах неоднородностей порядка нескольких длин волн они сопоставимы с сечением комбинационного рассеяния. Следует также отметить, что при нарушении ламинарного течения жидкости возникает область неустойчивости (флуктуации) [13, 35], в которой рассеяние света хоть и мало, но доступно наблюдению. Если оно даже и превосходит рассеяние на вращающихся неоднородностях, то изменения, вносимые последними в вид угловой зависимости сечения, могут оказаться существенными. Следует также отметить, что развитие техники прецизионных исследований, связанной с лазерами, позволяет надеяться на возможность надежного наблюдения релятивистских эффектов. В частности, в кольцевом лазере нетрудно диагностировать не взаимную линзу, так как при ее наличии можно добиться даже устойчивости генерации только в одном направлении распространения.

Таким образом, изложенные выше результаты свидетельствуют о возможности оптической и ультразвуковой регистрации неоднородности

скорости подводных движений даже в отсутствие стратификации и других неоднородностей воды. Такая возможность основывается на новых механизмах рассеяния оптического и акустического излучения и соответствующих неоплассовских методах диагностики. Как показано выше, учет неоднородности скорости движения среды приводит к широкому кругу электродинамических релятивистских эффектов первого порядка. Их теория достаточно полно описывается макроскопическими уравнениями Максвелла и Минковского. В то же время представляется необходимой постановка опытов в этой области как из-за недостаточности экспериментального подтверждения электродинамики движущихся сред, так и из-за возможности приборных приложений, включая неоплассовские методы детектирования скорости подводных течений [36].

Изложенные выше результаты существенно использовали то обстоятельство, что скорости движения среды много меньше скорости света в вакууме. Действительно, в лабораторных условиях разогнать тела до релятивистских (сравнимых со скоростью света) скоростей затруднительно. Однако интенсивными лазерными импульсами можно навести в неподвижной нелинейной среде неоднородности, которые движутся с (групповой) скоростью света. Корректная теория отражения слабого излучения от таких неоднородностей построена в [37–40]. Основные выводы этой теории следующие. Во-первых, в средах с частотной дисперсией при падении плоской монохроматической волны на движущуюся неоднородность частоты прошедшей и отраженной волн определяются неоднозначно (так называемый сложный эффект Доплера [41]). Во-вторых, если скорость движения неоднородности (навстречу слабому излучению) приближается к фазовой скорости отраженной волны, оставаясь меньше ее, то частотный сдвиг и коэффициент отражения стремятся к бесконечности. Здесь нет нарушения закона сохранения энергии, так как энергия параметрически перекачивается из интенсивного импульса в отраженную волну. Этот эффект открывает путь к эффективному преобразованию частоты лазерного излучения. В-третьих, в режимах неоднородных волн, возникающих при наличии поглощения или полного внутреннего отражения, прошедшая и отраженная волны могут обладать комплексными частотами, и тогда коэффициент отражения будет определяться значениями показателя преломления на таких комплексных частотах. Это позволит развить спектроскопию

комплексных частот, в которой методами нарушенного полного внутреннего отражения или эллипсометрии из данных по отражению и прохождению излучения на движущихся неоднородностях будут извлекаться значения показателя преломления на комплексных частотах. Ранее аналитические свойства зависимости показателя преломления от комплексной частоты анализировались теоретически в [6]. В рассмотренной же ситуации возникает возможность как их экспериментальной проверки, так и получения дополнительной спектроскопической информации о характеристиках оптических материалов.

Авторы благодарны Ал.С. Киселеву и Ан.С. Киселеву за помощь в работе. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 05-02-16342).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Эйнштейн А.* К электродинамике движущихся сред // Принцип относительности. Сборник работ классиков релятивизма. М.: ОНТИ, 1935. С. 133–174.
2. *Вуд Р.* Физическая оптика. М.: ОНТИ, 1936. 895 с.
3. *Minkowsky H.* Die Grundgleichungen für Elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern // Gött. Nachr. Math. Ann. 1910. V. 68. P. 472.
4. *Паули В.* Теория относительности М.: Наука, 1983. 336 с.
5. *Тамм И.И.* Основы теории электричества М.: Наука, 1989. 504 с.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 2001. 661 с.
7. *Fermi E.* Sul trascimento del piano di polarizzazione da parte di un mezzo rotante // Rend. Accad. Lincei. 1924. V. XXXII. P. 115–118.
8. *Van Bladel J.* Relativity and Engineering. Berlin: Springer, 1984. 402 p.
9. *Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г.* Параметрические процессы в нелинейной динамике излучения твердотельного кольцевого лазера // Изв. РАН. Сер. физическая. 1996. Т. 60. № 6. С. 188–196.
10. *Кравцов Н.В., Кравцов Н.Н.* Невзаимные эффекты в кольцевых волноводах // Квант. электрон. 1999. Т. 27. № 2. С. 98–120.
11. *Красовский Э.И., Брамсон М.А., Наумов Б.В.* Морская рефрактометрия. Л.: Гидромет., 1986. 205 с.
12. *Александров Е.Б., Запасский В.С.* Лазерная магнитная спектроскопия. М.: Наука, 1986. 278 с.
13. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 736 с.
14. *Розанов Н.Н., Социлин Г.Б.* Релятивистское рассеяние электромагнитного излучения на неоднородностях скорости движения среды // Опт. и спектр. 2003. Т. 94. № 4. С. 624–631.
15. *Столяров С.Н.* Граничные задачи электродинамики движущихся сред // Эйнштейновский сборник 1975–1976. М.: Наука. 1978. С. 152–215.
16. *Розанов Н.Н., Социлин Г.Б.* Об электромагнитостатических полях в средах с неоднородной скоростью движения // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 10. С. 115–117.
17. *Розанов Н.Н., Социлин Г.Б.* Геометрическая оптика движущихся сред // Опт. и спектр. 2005. Т. 98. № 3. С. 486–491.
18. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
19. *Розанов Н.Н., Социлин Г.Б., Данилов О.Б.* Невзаимные волноводы и линзы на основе эффекта Френеля–Физо // Опт. и спектр. 2003. Т. 95. № 6. С. 908–910.
20. *Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова.* М.: Сов. радио. 1978. Т. 2. 400 с.
21. *Розанов Н.Н.* Моды вращающегося диэлектрического волновода // Опт. и спектр. 2003. Т. 95. № 6. С. 911–914.
22. *Rosanolov N.N., Sochilin G.B.* Light scattering on the localized inhomogeneity of the medium motion velocity // Proc. of the II International Conference “Current Problems in Optics of Natural Waters”. 2003. С. 332–337.
23. *Киселев Ал.С., Киселев Ан.С., Розанов Н.Н., Социлин Г.Б.* О дифракции света на неоднородностях скорости движения среды // Изв. РАН. Сер. физическая. 2005. Т. 69. № 8. С. 1139–1142.
24. *Киселев Ал.С., Киселев Ан.С., Розанов Н.Н., Социлин Г.Б.* О рассеянии электромагнитного излучения на неоднородностях скорости движения среды // Опт. и спектр. 2006. Т. 101. № 1. С. 124–136.
25. *Розанов Н.Н., Социлин Г.Б.* Релятивистские эффекты первого порядка в электродинамике сред с неоднородной скоростью движения // УФН. 2006. Т. 176. № 4. С. 421–439.
26. *Miller D.A.B.* On perfect cloaking // Opt. Express. 2006. V. 14. № 25. P. 12457–12466.
27. *Розанов Н.Н.* Оптическое детектирование движения объекта с показателем преломления, совпадающим с показателем преломления окружающей среды // Опт. и спектр. 2004. Т. 96. № 6. С. 1017–1018.
28. *Киселев Ал.С., Киселев Ан.С., Розанов Н.Н., Социлин Г.Б.* Об отражении излучения от движущихся объектов // Опт. и спектр. 2008. Т. 104. № 6. С. 1013–1022.
29. *Ерлов Н.И.* Оптика моря. Л.: Гидромет., 1980. 248 с.

30. Розанов Н.Н. Невидимость: за и против // Природа. 2008. № 6. С. 3–10.
31. Розанов Н.Н., Сочилин Г.Б. Рассеяние акустической волны на неоднородностях скорости движения среды // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 16. С. 90–94.
32. Розанов Н.Н., Сочилин Г.Б. Акустическая диагностика неоднородности скорости движения жидкости // Тр. VII междунар. конф. “Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики” ГА-2004. 2004. С. 234–238.
33. Rosanov N.N., Sochilin G.B. Acoustic wave propagation through fluids with inhomogeneous velocity distribution // Intern. seminar “Days on Diffraction-2004”. St. Petersburg, 2004. Abstracts. P. 65.
34. Розанов Н.Н., Сочилин Г.Б. Звуковые каналы и линзы в среде с неоднородной скоростью движения // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 11. С. 85–88.
35. Уленбек Г. Фундаментальные проблемы статистической механики // УФН. 1971. Т. 103. В. 2. С. 275–318.
36. Розанов Н.Н., Сочилин Г.Б. Недопплеровская диагностика неоднородности скорости движения среды // ВОТ. Сер. 16. 2005. В. 5–6. С. 60–66.
37. Розанов Н.Н. Преобразование электромагнитного излучения на движущихся неоднородностях среды // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. № 8. С. 577–580.
38. Розанов Н.Н. Преобразование электромагнитного излучения на быстро движущихся неоднородностях прозрачной среды // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. № 6(12).
39. Розанов Н.Н. Преобразование оптического излучения на быстро движущихся плавных неоднородностях среды // Опт. и спектр. 2009. Т. 106. № 3.
40. Розанов Н.Н. Отражение излучения от движущихся неоднородностей среды: режимы неоднородных волн и проблема неоднозначности доплеровских частотных сдвигов // Опт. и спектр. 2009. Т. 106. № 4.
41. Миллер М.А., Сорокин Ю.И., Степанов Н.С. Допплера эффект // Физический энциклопедический словарь. М.: Сов. Энциклопедия, 1984. С. 183–184.