

НОВЫЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЗРАЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

© 2009 г. Н. Н. Розанов, доктор физ.-мат. наук; Г. Б. Сочилин, 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. Развит геометрооптический подход, в рамках которого найдены искривления лучей и изменения поляризационных характеристик излучения при его прохождении через сплошную среду с неоднородной скоростью движения. Продемонстрированы невзаимные (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 (гиромагнитные 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 с^{-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 гиromагнитные 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

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

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 геометро-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 одноправленную 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 гауссовые 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 развита 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 смешения 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 ($k\rho_0, kh, kr_0 \ll 1$) поле, рассеянное и на цилиндре, и на шаре, получается в аналитическом виде и отличается лишь некоторым форм-фактором $F(V)$, определяемым размерами тела [22]

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

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

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 с^{-1} . Что касается сечений, то они достигают значений $\sigma = 10^{-30} - 10^{-29}$ см 2 , соизмеримых с сечениями комбинационного рассеяния на частицах. Приведенные на рис. 2 расчеты относятся к цилинду с размерами $k\rho_0 = 5$, $kh = 5$. Полное сечение рассеяния достигает значения $\sigma(0) = 4,653 \times 10^{-30}$ см 2 . 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 $k\rho_0 = 0,02$ наблюдаются слабые осцилляции сечения (кривые 1 и 2). Полное сечение при этом также значительно меняется (масштаб изменений почти

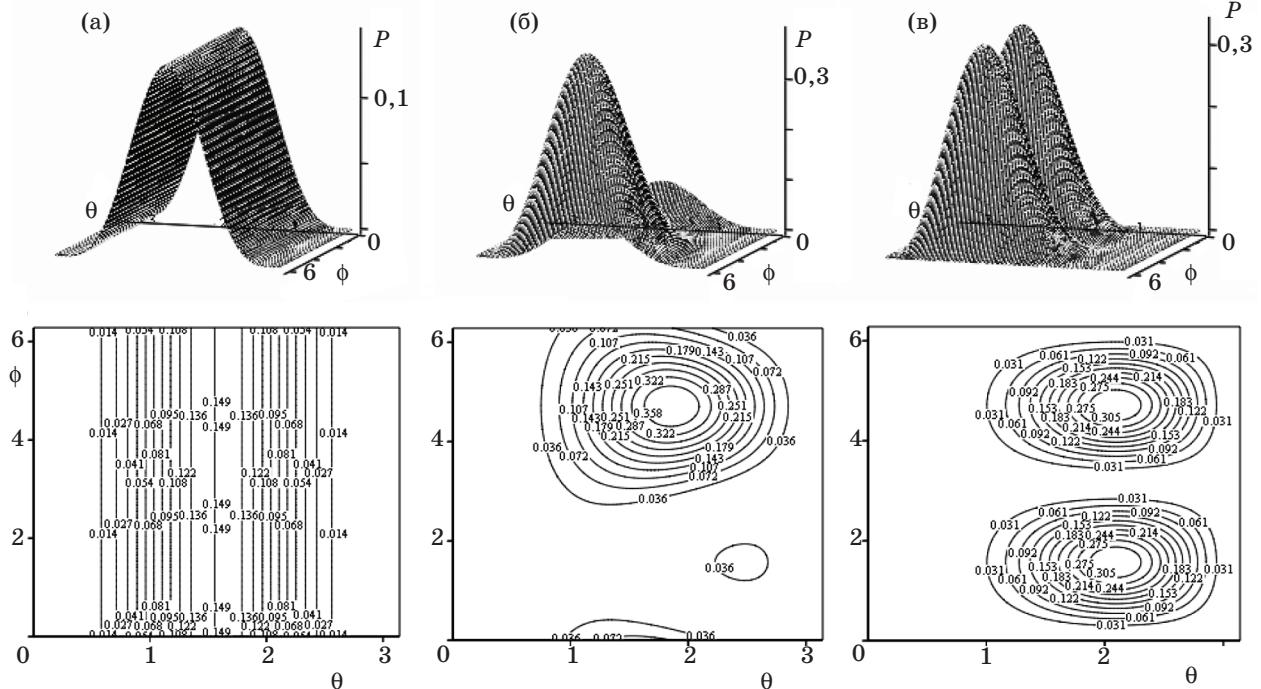


Рис. 1. Нормированные дифференциальные сечения рассеяния на малой неоднородности для разных углов наклона α . а – $\alpha = 0$, б – $\pi/4$, в – $-\pi/2$.

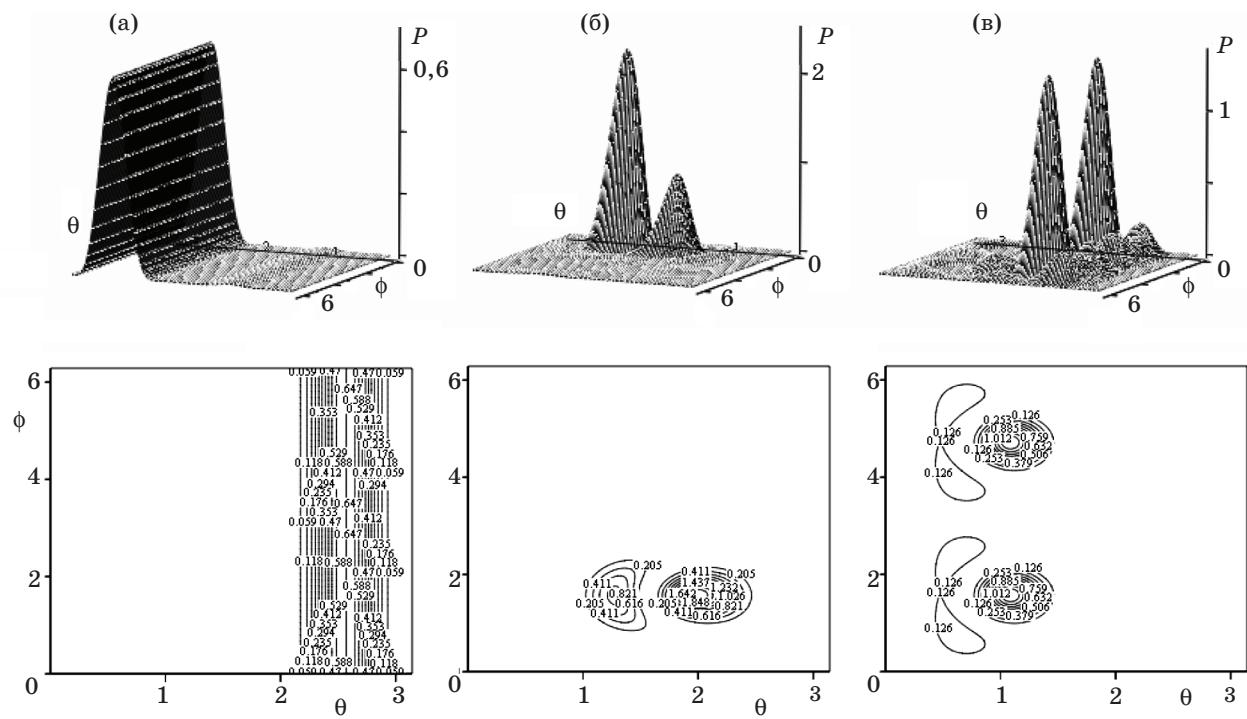


Рис. 2. Нормированные дифференциальные сечения рассеяния на конечном цилиндре для разных углов наклона α . а - $\alpha = 0$, б - $\pi/4$, в - $\pi/2$. Размеры цилиндра $kp_0 = 5$, $kh = 5$, $\sigma(\alpha = 0) = 4,653 \times 10^{-30} \text{ см}^2$.

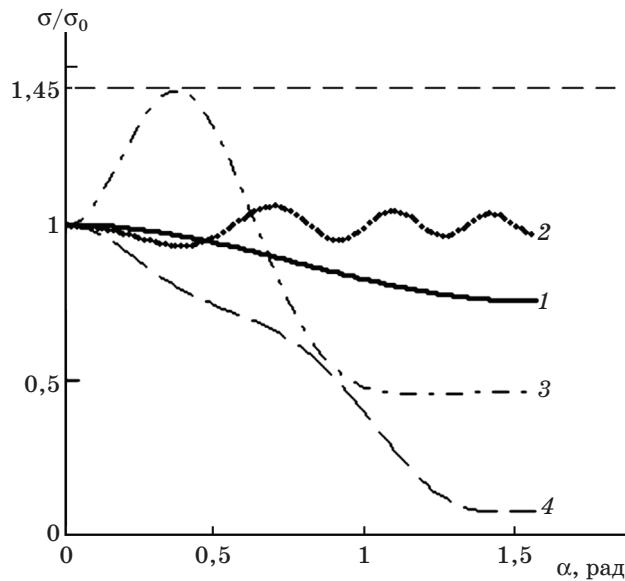


Рис. 3. Зависимости полного сечения рассеяния от угла наклона, $\sigma_0 = \sigma(\alpha = 0)$. 1 — малый рассеиватель, 2—4 — цилиндр. 2 — $k\rho_0 = 0,02$, $kh = 10$; 3 — $k\rho_0 = 5$, $kh = 0,005$; 4 — $k\rho_0 = 5$, $kh = 5$.

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 самое последнее время появился ряд работ (см. [26] и список литературы в ней),

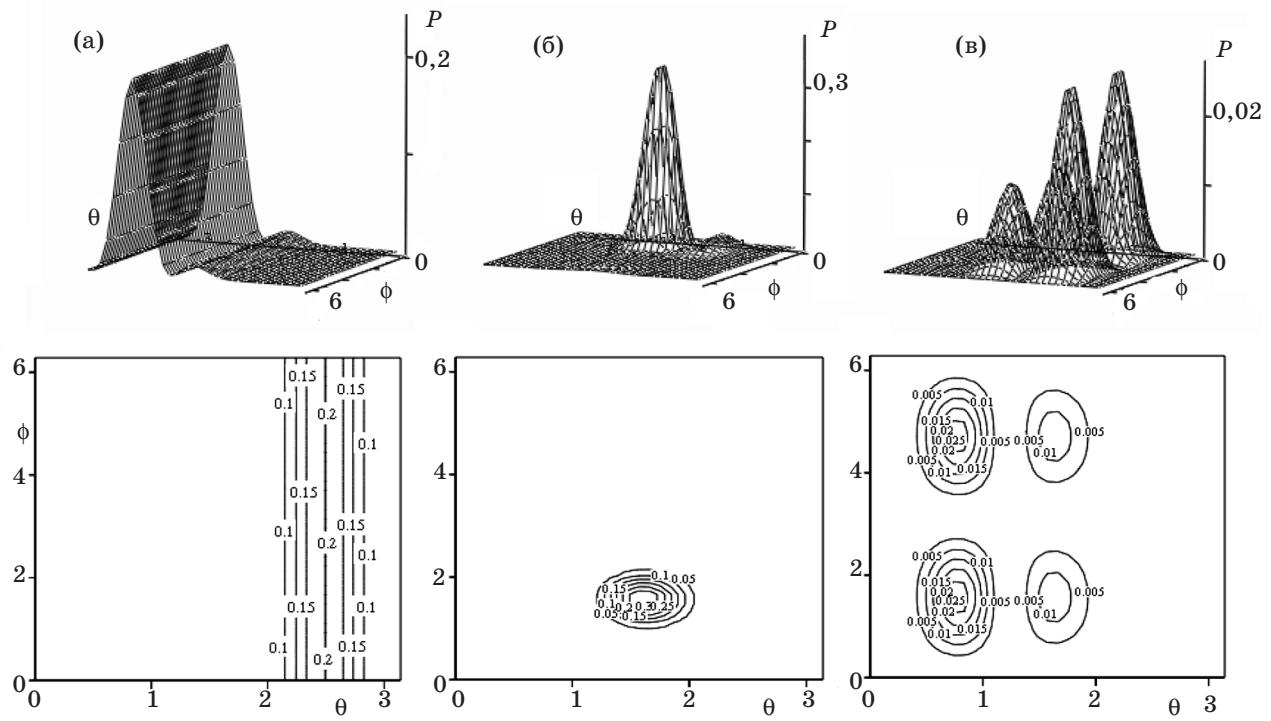


Рис. 4. Дифференциальные сечения рассеяния на шаре для разных углов наклона α . а – $\alpha = 0$, б – $\pi/3$, в – $\pi/2$. Размер шара $kr_0 = 5$.

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]

$$\mathbf{v} = \Phi(x, y, z, t)(0, 0, v), \quad (9)$$

где $\Phi(x, y, z, t)$ – пространственно-временная функция, описывающая распределение скорости в пограничном слое близи 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

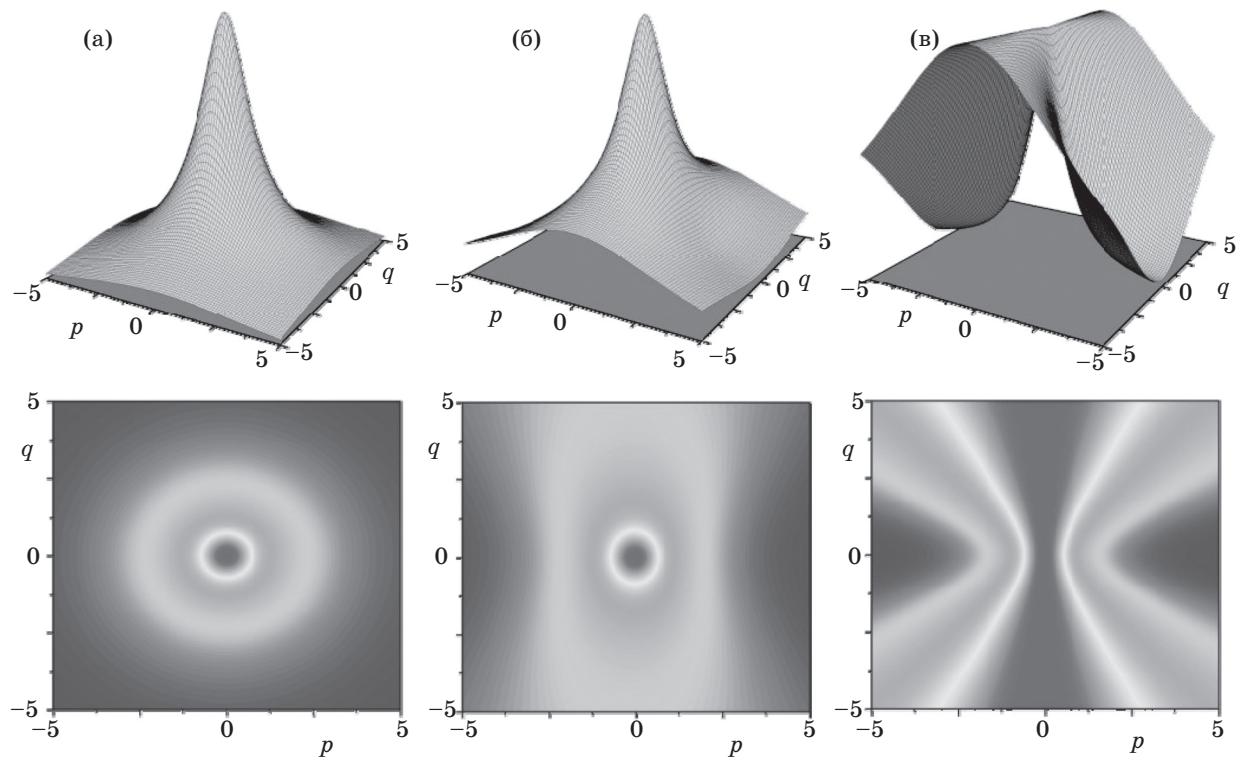


Рис. 5. Зависимости интенсивности отраженного излучения в плоскости регистрации от угла падения α . а – $\alpha = 0$, б – $\alpha = \pi/4$, в – $\alpha = \pi/2$. p и q – в произвольных единицах.

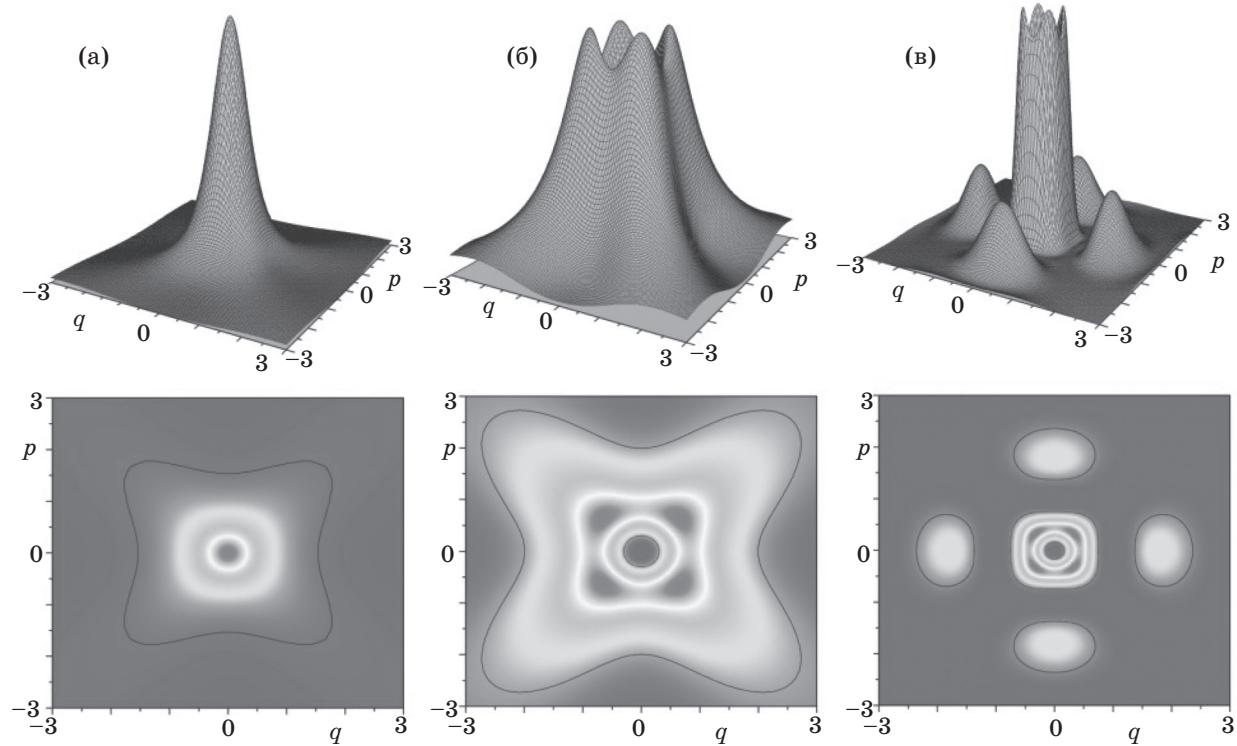


Рис. 6. Зависимости интенсивности излучения в плоскости регистрации от размеров неоднородности для случая $\alpha = 0$. а – $kx_0 = ky_0 = \pi$, $kz_0 = 0, 3\pi$; б – $kx_0 = ky_0 = \pi$, $kz_0 = \pi$; в – $kx_0 = ky_0 = 1,5\pi$, $kz_0 = 3\pi$. p и q – в произвольных единицах.

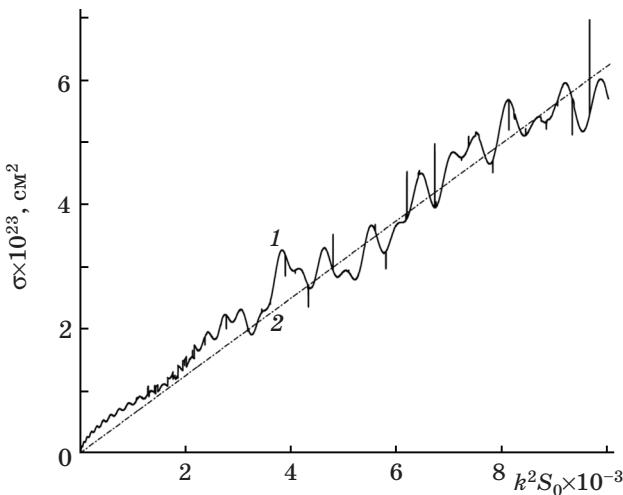


Рис. 7. Интегральное сечение отражения σ в зависимости от нормированной площади отражающей поверхности $k^2 S_0$. 1 – зависимость, полученная в данной работе, 2 – по данным [27].

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 “открыванию” 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 увеличения 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 геометрооптических 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 превалируют 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 преувеличивает 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 нестабильности (флуктуации) [13, 35], в которой рассеяние света хоть и мало, но доступно наблюдению. Если оно даже и превосходит рассеяние на врачающихся 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 неизменную 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 недоплеровских 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 недоплеровские 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 двигаются 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 прошедшой и отраженной волн определяются неоднозначно (так называемый сложный эффект Доппеля [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. Буд 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 р.
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., Сочилин 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., Сочилин Г.Б. Об электромагнитостатических полях в средах с неоднородной скоростью движения // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 10. С. 115–117.
17. Розанов Н.Н., Сочилин 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., Сочилин 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. Rosanov 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., Сочилин 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., Сочилин 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., Сочилин 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., Сочилин 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 статической 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 допплеровских 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.
-