УДК 535.2 : 621.373 8

САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В РЭЛЕЕВСКОМ РАССЕЯНИИ

Э. В. Лугин

1. Рассмотрено взаимодействие линейно-поляризованной плоской монохроматической волны с изотропной немагнитной сферической частицей, обусловленное зависимостью диэлектрической постоянной вещества частицы от величины интенсивности излучения. Внутреннее поле, определяемое теорией рассеяния Ми [1], изменяется в результате самовоздействия оптических волн, и ставится задача об определении в этих условиях рассеянного поля. В отличие от подхода к задаче при тепловом самовоздействии (см., например, [2]) предполагается, что искажение внутреннего поля может быть обязано механизмам различной физической природы. Рассматриваемый случай малых частиц (рэлеевское приближение) позволяет для определения нелинейного внутреннего поля применить скалярное приближение в описании эффектов самовоздействия оптических волн для изотропных сред, применение граничных условий для касательных составляющих падающего (i), внутреннего (w) и рассеянного (s) полей на границе раздела позволяет записать измененное рассеянное поле.

2. Исходным пунктом для решения нелинейной дифракционной задачи служат уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot}\mathrm{E} - ik_0\mathrm{H} = 0, \quad \operatorname{rot}\mathrm{H} + ik_0(\varepsilon_L + \varepsilon_{NL})\,\mathrm{E} = 0, \tag{1}$$

где $\varepsilon_L = \varepsilon_0 + i\,\varepsilon_1 = (n + i\varkappa)^2$, $k_0 = \omega/c$; в условиях стационарного самовоздействия $\varepsilon_{NL}(\omega, \boldsymbol{r}) = \varepsilon_{NL}(|\mathrm{E}(\omega, \boldsymbol{r})|^2)$ [3,4] Решение соответствующей линейной задачи (при $\varepsilon_{NL}\to 0$) удовлетворяет уравнениям

$$\operatorname{rot}E - ik_0 H = 0, \quad \operatorname{rot}H + ik_0\,\varepsilon_L E = 0 \tag{2}$$

и предполагается известным.

Между линейным и нелинейным полями допускается скалярная связь:

$$\mathrm{E}(\omega, \boldsymbol{r}) = \rho\,(J)\,E\,(\omega, \boldsymbol{r}), \tag{3}$$

где ρ — скалярная (комплексная) функция от квадратичной величины $J = |E(\omega, \boldsymbol{r})|^2$, $\varepsilon_{NL} = \varepsilon_{NL}(|\rho|^2 J)$ [5] Скалярное приближение (3) предполагает, что решение линейной задачи есть электромагнитная волна с одинаковой фазовой зависимостью от радиуса-вектора для всех компонент электрического поля, существенно также, чтобы это решение допускало представление о локальной поперечности поля. Последнее обстоятельство позволяет отождествить направление $\operatorname{grad}\rho = (d\rho/dJ)\operatorname{grad}J$ в каждой точке $\boldsymbol{r}$ с направлением вектора Пойнтинга $\boldsymbol{S}$ линейной задачи, при этом $J \sim |\boldsymbol{S}|$ Указанным условиям удовлетворяет достаточно широкий класс линейных задач, связанных с переносом излучения в неограниченных средах В дифракционных задачах поле внутри вещества ведет себя довольно сложным образом, однако рэлеевское рассеяние — как предельный случай в теории рассеяния Ми — дает пример, когда структура внутреннего поля слабо отличается от падающего (плоская волна) в пределах рассеивающего объема (параметр $q = k_0 a \ll 1$, a — радиус частицы) Отметим также, что выбор подстановки (3) в общем случае обеспечивает как возможное вращение эллипса (круга) поляризации линейного поля, так и изменение его амплитуды

Уравнение для функции $\rho(J)$ следует из (1)—(3) и теоремы Пойнтинга [6] $\operatorname{grad}J = -(\sigma + \operatorname{div}\boldsymbol{n})\,J\boldsymbol{n}$, $\sigma = 2k_0\varkappa$, $\boldsymbol{n} = \boldsymbol{S}/|\boldsymbol{S}|$; для кубической нелинейности ($\varepsilon_{NL} = \varepsilon_2\,|\rho|^2 J$) оно имеет вид

$$J\rho'' + A\rho' + B\,|\rho|^2\rho = 0,$$
$$\rho' \equiv \frac{d\rho}{dJ}, \quad A = 1 + \frac{\sigma}{\sigma_{эфф}} - \frac{(\boldsymbol{n}, \nabla\sigma_{эфф})}{\sigma^2_{эфф}} - 2i\,\frac{(\boldsymbol{n}, \nabla\psi)}{\sigma_{эфф}}, \tag{4}$$

$\sigma_{эфф} = \sigma + \operatorname{div}\boldsymbol{n}$, $B = (k_0/\sigma_{эфф})^2\varepsilon_2$, ψ — фазовая функция линейного поля (одинаковая, по предположению, для всех компонент E^w-поля). Развиваемый метод не охватывает, таким образом, случай совершенно прозрачных сред ($\sigma = 0$), в которых распространяется плоская волна ($\operatorname{div}\boldsymbol{n} = 0$).

Компоненты искаженного внутреннего поля получаются из (3) и выражения для магнитного поля $\mathrm{H} = [\rho - (\sigma_{эфф}/ik_0)\,(|E|/|H|)J\rho']\,\boldsymbol{H} \equiv R\boldsymbol{H}$, в которых функция ρ определена как решение (4) при условии $\rho(\varepsilon_2 = 0) = 1$. Отметим, что решение (4) существенно зависит (кроме знаков ε_2) от знака величины $\operatorname{div}\boldsymbol{n}$, т. е. является пучок света в линейной среде сходящимся или расходящимся в окрестности $\boldsymbol{r}$; редукции приводят (4) к ураваненинм типа Эмдена—Фаулера Представив модуль и аргумент функции $\rho(J)$ в виде действительных рядов и ограничившись первыми по J членами в этих разложениях, получим

$$\rho(J)=\left(1-\frac{\alpha B}{\alpha^2+\beta^2}J\right)\exp\left(-i\frac{\beta B}{\alpha^2+\beta^2}J\right). \tag{5}$$

Здесь учтено $A=\alpha-i\beta$, знак величины B определяется знаком ε_2

3. Применение граничных условий при искаженном внутреннем поле вносит в решение задачи известные усложнения, поскольку граничные условия выступают как условия самосогласования. Эти трудности можно обойти, однако, с помощью формального подхода к задаче, если граничные условия для линейной задачи представить в виде (сферические координаты)

$$\left.\begin{aligned}\rho E^i_{\theta,\varphi}+\rho E^s_{\theta,\varphi}&=\rho E^w_{\theta,\varphi}\equiv \mathrm{E}^w_{\theta,\varphi}\\ RH^i_{\theta,\varphi}+RH^s_{\theta,\varphi}&=RH^w_{\theta,\varphi}\equiv \mathrm{H}^w_{\theta,\varphi}\end{aligned}\right\} r=a; \tag{6}$$

левая часть соотношений (6) может рассматриваться как искаженное дифрагированное поле на поверхности $r=a$. Поскольку для рассматриваемой задачи ($q\ll 1$) функции ρ и R не зависят от координат, искаженное рассеянное поле в произвольной точке вне сферы получается из дифрагированного вычитанием падающего:

$$\begin{aligned}\widetilde{E}^s_{\theta,\varphi}&=\rho E^д_{\theta,\varphi}-E^i_{\theta,\varphi}=\rho E^s_{\theta,\varphi}+(\rho-1)E^i_{\theta,\varphi},\\ \widetilde{H}^s_{\theta,\varphi}&=RH^д_{\theta,\varphi}-H^i_{\theta,\varphi}=RH^s_{\theta,\varphi}+(R-1)H^i_{\theta,\varphi}.\end{aligned} \tag{7}$$

Существенная деталь решения (7) состоит в появлении дополнительных компонент в направлении падающего поля: в зависимости от знака ε_2 (это следует из (5)) имеет место либо дополнительное ослабление падающего излучения, либо «просветление» мелкодисперсной среды в направлении вперед.

4. Проведенное выше исследование представляет известный интерес в изучении вопроса о самовоздействии волн в задачах по рассеянию излучения на частицах. Это обусловлено тем, что в частицах достаточно больших размеров возможно накопление нелинейных эффектов; с другой стороны, эти эффекты (изменение поляризации рассеянной волны, возможное образование пространственных солитонов и др) существенно отличаются от эффектов при тепловом самовоздействии и, следовательно, могут быть предметом экспериментального изучения

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М, Вольф Э Основы оптики — М: Наука, 1970.
2. Зуев В Е, Копытин Ю Д, Кузиковский А В Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях — Новосибирск: Наука, 1980.
3. Ахманов С А, Хохлов Р. В Проблемы нелинейной оптики — М: изд АН СССР, 1964
4. Виноградова М. Б, Руденко О В, Сухоруков А. П. Теория волн — М: Наука, 1979.
5. Лугин Э. В Тезисы докладов VI Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. — Томск, 1981, ч III, с 155.
6. Стрэттон Дж А Теория электромагнетизма — М.—Л: Гостехиздат, 1948

Сибирский физико-технический институт при Томском университете

Поступила в редакцию 6 апреля 1983 г., после доработки 28 июля 1983 г.

УДК 538 574

О РАССЕЯНИИ ВОЛН НА СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Ю. К Богатырев

В решении задач о распространении и взаимодействии волн в случайно-неоднородных линейных средах важнейшим является этап определения потерь, связанных с рассеянием энергии волн на неоднородностях Аналогичная ситуация имеет место и в нелинейных случаях, в особенности, когда влияние неоднородности доминирует над влиянием нелинейности, и в уравнениях первого приближения для амплитуд среднего поля взаимодействующих волн эти потери учитываются независимыми от нелинейности членами [1, 3, 4] Это обстоятельство позволяет рассматривать определение потерь на рассеяние и, как следствие, установление связи между дисперсией