Литература

[1] G. Amat, L. Henry. Cahier de Phys., *12*, 273, 1958.
[2] J. K. G. Watson. Molec. Phys., *15*, 479, 1968.
[3] М. Р. Алиев. Опт. и спектр., *26*, 851, 1969.
[4] E. Teller. Hand.- und Jahrb. Chem. Phys., *9*, II, 43, 1934.
[5] M. Johnston, D. M. Dennison. Phys. Rev., *48*, 868, 1935.
[6] Г. Герцберг. Колебательные и вращательные спектры многоатомных молекул. ИЛ, М., 1949.
[7] R. C. Lord, R. E. Merrifield. J. Chem. Phys., *20*, 1348, 1952.
[8] D. R. J. Boyd, H. C. Longuet-Higgins. Proc. Roy. Soc., *A213*, 55, 1952.
[9] I. M. Mills, J. L. Duncan. J. Molec. Spectr., *9*, 244, 1962.
[10] D. W. Lepard. Canad. J. Phys., *44*, 461, 1966.
[11] R. S. McDowell. J. Chem. Phys., *43*, 319, 1965.
[12] J. H. Meal, S. R. Polo. J. Chem. Phys., *24*, 1119, 1956.
[13] T. Oka. J. Molec. Spectr., *29*, 84, 1969.
[14] J. K. G. Watson. J. Molec. Spectr., *39*, 364, 1971.
[15] L. Nemes, J. Molec. Spectr., *28*, 59, 1968.
[16] М. Р. Алиев, В. Т. Алексанян. Опт. и спектр., *24*, 461, 1968.

Поступило в Редакцию 14 июля 1972 г.

УДК 535.34+535.391

КОЭФФИЦИЕНТЫ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОХОЖДЕНИЯ СВЕТА ДЛЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ПОГЛОЩАЮЩЕЙ И ПРОЗРАЧНОЙ СРЕД

Б. Б. Бойко, Н. С. Петров и *Ф. И. Федоров*

Известно, что при падении света на границу раздела двух прозрачных сред, либо прозрачной и поглощающей сред (если свет падает из прозрачной среды) в точках границы имеет место равенство

$$R + D = 1, \tag{1}$$

где R и D — соответственно средние по времени энергетические коэффициенты отражения и прохождения света. Это равенство является следствием более общего соотношения, которое выполняется на указанных границах раздела двух сред [1], а именно,

$$\mathbf{P}_0\mathbf{q} + \mathbf{P}_1\mathbf{q} - \mathbf{P}_2\mathbf{q} = 0. \tag{2}$$

Здесь $\mathbf{q}$ — единичный вектор нормали к поверхности раздела, направленный в среду, от которой свет отражается, $\mathbf{P}_0$, $\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{P}_2$ — средние по времени векторы плотности потоков, отвечающих падающей (0), отраженной (1) и преломленной (2) волнам. Они определяются обычным образом (см., например, [1])

$$\mathbf{P}_i = \frac{c}{4\pi}[\hat{\mathbf{E}}_i \hat{\mathbf{H}}_i], \tag{3}$$

где $\hat{\mathbf{E}}_i$, $\hat{\mathbf{H}}_i$ ($i=0, 1, 2$) — вещественные векторы напряженностей электрического и магнитного полей волн. Соотношение (2), означающее непрерывность нормальной составляющей вектора плотности потока, выражает, следовательно, закон сохранения электромагнитной энергии при прохождении света через границу раздела двух сред. Отсюда, вводя (по определению) отношения

$$-\frac{\mathbf{P}_1\mathbf{q}}{\mathbf{P}_0\mathbf{q}} = R, \quad \frac{\mathbf{P}_2\mathbf{q}}{\mathbf{P}_0\mathbf{q}} = D, \tag{4}$$

приходим к равенству (1). В [1] показано, что соотношение (2) следует непосредственно из граничных условий для векторов поля $\mathbf{E}_i$ и $\mathbf{H}_i$ электромагнитных волн и самих уравнений Максвелла.

Рассмотрим теперь падение света на границу раздела прозрачной и поглощающей сред из поглощающей среды. Будем предполагать обе среды немагнитными и для простоты рассмотрим случай нормального падения. Первая среда (поглощающая) характеризуется комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon' = \varepsilon_1 + i\tau_1$, а вторая среда прозрачная с показателем преломления n_2. Из уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} - \frac{1}{c}\dot{\mathbf{D}} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} + \frac{1}{c}\dot{\mathbf{H}} = 0, \tag{5}$$

где $\mathbf{D} = \varepsilon' \mathbf{E}$, для случая плоских монохроматических волн ($\mathbf{E} \sim e^{+ik\mathbf{mr}} e^{-i\omega t}$, $k = \omega/c$, $\mathbf{m}$ — вектор рефракции волны [1]) имеем два векторных уравнения

$$\varepsilon' \mathbf{E} = -[\mathbf{mH}], \quad \mathbf{H} = [\mathbf{mE}]. \tag{5a}$$

Ненулевые решения этой системы существуют при условии [1]

$$\mathbf{m}^2 = \varepsilon'. \tag{6}$$

В случае нормального падения света $\mathbf{m} = n\mathbf{q}$ [1], где $n = n_1 + i\varkappa$ — комплексный показатель преломления (n_1 — показатель преломления, $\varkappa$ — коэффициент затухания волны). При этом в соответствии с (6) получаем (ср. [1])

$$\left.\begin{aligned} n_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{\varepsilon_1\left(1 + \sqrt{1+\tau^2}\right)}, \\ \varkappa &= \frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{-\varepsilon_1\left(1 - \sqrt{1+\tau^2}\right)}, \quad \tau = \frac{\tau_1}{\varepsilon_1}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Из решения граничной задачи нетрудно найти выражения для векторных амплитуд электрического поля отраженной ($\mathbf{E}_1^0$) и прошедшей ($\mathbf{E}_2^0$) волн (см., например, [1]), а именно:

$$\mathbf{E}_1^0 = r\mathbf{E}_0^0, \quad \mathbf{E}_2^0 = d\mathbf{E}_0^0, \tag{8}$$

где

$$r = \frac{n - n_2}{n + n_2}, \quad d = 1 + r = \frac{2n}{n + n_2},$$

$\mathbf{E}_0^0$ — векторная амплитуда электрического поля падающей волны. Пользуясь схемой расчета, приведенной выше, с помощью выражений (8) находим средние по времени значения коэффициентов отражения ($\tilde{R}$) и прохождения ($\tilde{D}$) в смысле определений (3), (4)

$$\tilde{R} = \left|\frac{n - n_2}{n + n_2}\right|^2, \quad \tilde{D} = \frac{4n_2 |n|^2}{|n + n_2|^2}. \tag{9}$$

Легко видеть, что при этом

$$\tilde{R} + \tilde{D} \neq 1 \tag{10}$$

Тот же факт, например, отмечается в работе [2], где констатируется, что, в частности, для границы раздела серебро—воздух интенсивность прошедшего света, согласно расчету, должна быть в 20 раз больше интенсивности падающего.

Соотношение (10), на первый взгляд, противоречит закону сохранения энергии, однако это противоречие кажущееся. Дело в том, что в случае, когда свет падает на границу раздела поглощающей и прозрачной сред из поглощающей среды, закон сохранения энергии уже не может быть представлен в форме соотношения (2), следствием которого является равенство (1). Действительно, из граничных условий для уравнений Максвелла можно показать, что при этом на границе раздела должно выполняться следующее соотношение (см. также [1], § 11)

$$\mathbf{P}_0\mathbf{q} + \mathbf{P}_1\mathbf{q} + \mathbf{P}_{01}\mathbf{q} - \mathbf{P}_2\mathbf{q} = 0. \tag{11}$$

Оно отличается от соотношения (2) наличием дополнительного члена (называемого обычно интерференционным), который имеет такой вид (см. также [3]):

$$\mathbf{P}_{01} = \frac{c}{4\pi}\left([\hat{\mathbf{E}}_0\hat{\mathbf{H}}_1] + [\hat{\mathbf{E}}_1\hat{\mathbf{H}}_0]\right). \tag{12}$$

Отсюда, используя уравнения Максвелла (5а), находим

$$P_{01} = \frac{c}{16\pi}\left(\mathbf{E}_0\mathbf{E}_1^* - \text{к. с.}\right)(\mathbf{m}_0 - \mathbf{m}_0^*). \tag{12a}$$

Очевидно, что только при вещественном $\mathbf{m}_0$ (прозрачная среда) величина $\mathbf{P}_{01}\mathbf{q} = 0$. В общем же случае поглощающей среды интерференционный член $\mathbf{P}_{01}\mathbf{q}$ отличен от нуля.

---

[1] Мы ограничиваемся пока однородными волнами.

Поступая далее по аналогии с (4) и вводя в рассмотрение коэффициент

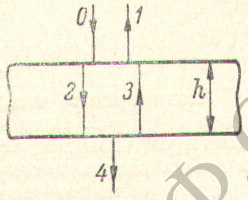
$$I = -\frac{\mathbf{P}_{01}\mathbf{q}}{\mathbf{P}_0\mathbf{q}}, \tag{13}$$

получаем, согласно (11), соотношение

$$\tilde{R} + \tilde{D} + I = 1. \tag{14}$$

Таким образом, на границе раздела поглощающей и прозрачной сред при падении света из поглощающей среды форма закона сохранения энергии видоизменяется. Возникает вопрос, каким образом в таком случае, пользуясь соотношениями (11), (14), ввести в рассмотрение энергетические коэффициенты отражения и прохождения света. Иными словами, речь идет о том, куда следует отнести (к отраженному или прошедшему свету) интерференционный поток $\mathbf{P}_{01}$ или связанный с ним коэффициент I.[2]

Будем исходить из следующих общих соображений. По-видимому, независимо от того, из какой среды (поглощающей или прозрачной) свет падает на границу раздела, коэффициент прохождения через границу в обоих случаях должен быть одинаковым. В противном случае существовала бы возможность создания оптического вентиля, что в свою очередь противоречило бы второму началу термодинамики. Тогда вопрос о том, как определить R и D в случае, если свет падает на границу раздела двух сред из поглощающей среды, решается однозначно. В самом деле при падении света из прозрачной среды на границу раздела с поглощающей трудностей в определении коэффициентов R и D не возникает, так как $\mathbf{P}_{01}\mathbf{q}=0$ [1]. Рассчитанные согласно (3), (4), эти коэффициенты оказываются соответственно равными



$$R = \left|\frac{n_2 - n}{n_2 + n}\right|^2, \quad D = \frac{4n_1n_2}{|n + n_2|^2}. \tag{15}$$

Из сравнения (15) и (9) видно, что $\tilde{R}=R$. Отсюда из соотношения (14) с учетом (1) имеем

$$D = \tilde{D} + I. \tag{16}$$

Действительно, расчет, согласно (12), (13), дает

$$I = -\frac{4n_2\varkappa^2}{n_1|n + n_2|^2}. \tag{17}$$

Если теперь воспользоваться выражением для $\tilde{D}$ (9) и вычислить $\tilde{D}+I$, то получим значение D, совпадающее с (15).

Таким образом, если свет падает из поглощающей среды на границу раздела с прозрачной, то коэффициент отражения излучения определяется как обычно, т. е. как отношение нормальных составляющих векторов плотностей потоков отраженной и падающей волн. В то же время энергетический коэффициент прохождения должен быть переопределен, согласно формуле (16), где $\tilde{D}$ и I определяются соответственно выражениями (4), (13).

Очевидно, аналогичные осложнения с расчетом коэффициентов отражения и прохождения могут возникнуть при рассмотрении более сложных оптических структур, включающих в себя, как элемент, границу раздела поглощающей и прозрачной сред.

Рассмотрим, к примеру, плоскопараллельный непоглощающий слой толщины h, заключенный между поглощающей и прозрачной средами (см. рисунок), причем излучение падает на такой слой из поглощающей среды. Индексами 0. . . 4 обозначены соответствующие волны, которые при этом могут распространяться в слое. Главные показатели преломления и поглощения поглощающей среды, как и в рассмотренном выше случае, соответственно n_1 и $\varkappa$, а показатели преломления слоя и граничащей с ним прозрачной среды соответственно n_2 и n_3.

Из решения граничной задачи для уравнений Максвелла в этом случае получаются следующие выражения для векторных амплитуд отраженной ($\mathbf{E}_1^0$) и прошедшей ($\mathbf{E}_4^0$) волн

$$\mathbf{E}_1^0 = A\mathbf{E}_0^0, \quad \mathbf{E}_4^0 = B\mathbf{E}_0^0. \tag{18}$$

Здесь

$$A = \frac{r_1 + r_2e^{2i\varphi}}{1 + r_1r_2e^{2i\varphi}}, \quad B = \frac{(1 + r_1)(1 + r_2)\,e^{i(\varphi - \psi)}}{1 + r_1r_2e^{2i\varphi}}, \tag{18a}$$

[2] В [3] в связи с этим рассматриваются отношения нормальных составляющих соответствующих комплексных потоков, а затем берутся вещественные части от этих (в общем случае комплексных) величин. Путем таких операций, физический смысл которых, вообще говоря, не ясен, вводятся коэффициенты $\tilde{R}$ и $\tilde{D}$ (см. также [4, 5]).

где

$$r_1 = r, \quad r_2 = \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3},$$

$$\varphi = \frac{\omega}{c} n_2 h, \quad \psi = \frac{\omega}{c} n_3 h.$$

Тогда для коэффициентов отражения ($\tilde{R}$) и пропускания ($\tilde{D}$) слоя, определяемых как отношения нормальных составляющих соответствующих потоков, имеем

$$\left.\begin{aligned} \tilde{R} &= \frac{R_1 + R_2 + 2r_2\sqrt{R_1}\cos(2\varphi - \Delta)}{1 + R_1R_2 + 2r_2\sqrt{R_1}\cos(2\varphi + \Delta)}, \\ \tilde{D} &= \frac{(1 - R_1)(1 - R_2) + 4R_1(1 - R_2)\sin^2\Delta/1 - R_1}{1 + R_1R_2 + 2r_2\sqrt{R_1}\cos(2\varphi + \Delta)}, \end{aligned}\right\} \tag{19}$$

где

$$R_1 = |r_1|^2 \left(r_1 = |r_1| e^{i\Delta}\right), \quad R_2 = |r_2|^2, \quad \Delta = \operatorname{arc\,tg} \frac{2n_2\varkappa}{|n^2| - n_2^2}.$$

Легко видеть, что, как и в аналогичной задаче с одной границей раздела, здесь также $\tilde{R} + \tilde{D} \neq 1$. Следовательно, вычисленные обычным путем коэффициенты отражения и пропускания прозрачного слоя в данном случае, очевидно, не являются таковыми на самом деле и должны быть соответствующим образом переопределены. Это переопределение может быть сделано опять-таки на основе правильного учета интерференционного слагаемого, которое в данном случае описывается выражением

$$I = -\frac{\dfrac{4R_1(1 - R_2)}{1 - R_1}\sin^2\Delta + 4r_2\sqrt{R_1}\sin 2\varphi \sin\Delta}{1 + R_1R_2 + 2r_2\sqrt{R_1}\cos(2\varphi + \Delta)}. \tag{20}$$

Отсюда видно, что интерференционный член здесь имеет более сложную структуру: на его «происхождении» существенно сказывается влияние второй границы. Поэтому в случае прозрачного слоя часть интерференционного потока должна быть отнесена к $\tilde{R}$, а часть — к $\tilde{D}$. Это следует из уже использовавшегося нами выше общего принципа, который в применении к слою можно сформулировать так: коэффициенты пропускания слоя должны быть одинаковыми при падении на него соответствующих волн как с той, так и с другой стороны. Тогда оказывается, что именно та часть интерференционного слагаемого (20), числитель которой не зависит от толщины слоя h, должна быть отнесена к $\tilde{D}$, а оставшаяся его часть — к $\tilde{R}$. С учетом этого для истинных коэффициентов отражения (R) и пропускания (D) слоя имеем следующие выражения:

$$R = \tilde{R} + I_1, \quad D = \tilde{D} + I_2, \tag{21}$$

где

$$\left.\begin{aligned} I_1 &= -\frac{4r_2\sqrt{R_1}\sin 2\varphi \sin\Delta}{1 + R_1R_2 + 2r_2\sqrt{R_1}\cos(2\varphi + \Delta)}, \\ I_2 &= -\frac{4R_1(1 - R_2)\sin^2\Delta/(1 - R_1)}{1 + R_1R_2 + 2r_2\sqrt{R_1}\cos(2\varphi + \Delta)}. \end{aligned}\right\} \tag{21a}$$

Прямыми расчетами можно показать, что полученные таким путем выражения для R и D совпадают с соответствующими выражениями для коэффициентов отражения и пропускания того же слоя в случае, если излучение падает на него из прозрачной среды.

Литература

[1] Ф. И. Федоров. Оптика анизотропных сред. Минск, 1958.
[2] J. Santavi. Atti Fondaz «G. Ronchi». econtrib. Jst. naz. Ottica, *25*, 201, 1970.
[3] B. Dold. Optik, *22*, № 9, 1965.
[4] A. Vašiček. Optik, *19*, № 6, 1962.
[5] Л. Дунайский. Чехослов. физ. ж., *12*, № 9, 1962.

Поступило в Редакцию 7 августа 1972 г.