что при облучении пучком электронов мишени, расположенной в магнитном поле, действующем перпендикулярно направлению пучка, в пространственном распределении дозы наблюдается максимум, аналогичный максимуму на кривой Брэгга. Его амплитуда зависит от величины магнитного поля. По мере роста магнитного поля от нуля до 3.0 Тл она возрастает линейно. Предложена модель диполь-антидипольной магнитной системы, позволяющая уменьшить влияние на распределение дозы рассеянных полей. В рамках модели удалось увеличить градиент спада рассеянного магнитного поля в ~ 3 раза.

Эффективность облучения мишени в магнитном поле возрастает примерно в 2 раза по сравнению с облучением без поля, а по сравнению с облучением высокоэнергетичными фотонами — в 2.5–3 раза. При этом доза, передаваемая здоровым тканям перед мишенью, возрастает на 25–40%, а за мишенью падает в 3–4 раза. Увеличение магнитного поля не влияет на размер области, где доза превышает 90% ее максимального значения, немного увеличивает дозу, передаваемую ткани перед мишенью, но сильно уменьшает величину дозы за мишенью. Путем изменения конфигурации магнитного поля можно изменять форму пика в распределении дозы, размер области, где доза превышает 90% ее максимального значения, соотношение дозы, передаваемой мишени и здоровым тканям.

Влияние на живую ткань магнитного поля представляет самостоятельную научную задачу. Однако можно предположить, что поле влияет на живую ткань существенно меньше, чем ионизирующее излучение, и в лучевой терапии не является фактором риска, отрицательно сказывающимся на возможностях предлагаемого способа облучения.

Таким образом, изменяя энергию пучка, форму магнита, его расположение над объектом и величину магнитного поля, можно оказывать влияние на положение и характеристики максимума в распределении дозы. Это дает возможность активно управлять распределением дозы при лучевой терапии, осуществляемой пучком электронов. Реализация этого метода перспективна для используемых и разрабатываемых в настоящее время для лучевой терапии ускорителей.

Авторы признательны Б.С. Ишханову, М.Ф. Ломанову и В.В. Розанову за внимание к работе и ценные замечания.

Литература

1. *Khan F.M.* The Physics of Radiation Therapy. Baltimore, Maryland, USA, 1992.
2. *Chu W.T., Ludewigt B.A., Renner T.R.* // Rev. Sci. Instr. 1993. **64**. P. 2055.
3. *Варзарь С.М., Тултаев А.В., Черняев А.П.* // Медицинская физика. 2001. № 9. С. 58.
4. *Тултаев А.В., Черняев А.П.* Способ лучевой терапии. Заявка на патент № 2001102391 от 29.01.2001.
5. *Тултаев А.В., Черняев А.П.* Метод формирования пространственного распределения дозы пучков фотонного и электронного излучения в биологических средах: Препринт НИИЯФ МГУ. № 2001-4/644. М., 2001.

Поступила в редакцию
16.07.01

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.39

О БАЛАНСЕ ЭНЕРГИИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА

С.Г. Ильина

(*кафедра молекулярной физики и физических измерений*)

E-mail: iline@cs.msu.su

Предполагается, что углы падения и преломления являются комплексными при отражении света от границы раздела двух поглощающих сред. Компоненты комплексных углов вычисляются с помощью закона преломления Снеллиуса. При таких предположениях расчеты отраженных и преломленных энергетических потоков по формулам Френеля приводят к полному балансу энергии.

Рассмотрение традиционными методами энергетических потоков при отражении света, падающего на границу раздела двух поглощающих сред, приводит к нарушению баланса энергии [1–6]. В настоящей работе на основе формализма комплексного угла преломления (см. [7] и [1, § 36]) предложен метод вычисления энергетических потоков, который обеспечивает сохранение баланса энергии при отражении, т.е. учитывает полностью энергетические потоки. Ранее идея представления угла преломления в комплексном виде дискутировалась в ряде работ (см., напр., [3, 4]), но указанный выше результат получен не был. Добавление интерференционного члена в работах [5, 6] и других работах этих авторов восстанавливает баланс энергии при отражении. Известно, что интерференционные явления (стоячие волны) на границе раздела металл–диэлектрик наблюдались экспериментально [1].

Баланс энергии при отражении в настоящей работе получен с помощью указанного выше формализма без привлечения дополнительных физических соображений, при этом интерференционный член может быть выражен через комплексный угол преломления. Согласно [8], неоднородные электромагнитные волны, образующиеся, в частности, при преломлении плоской электромагнитной волны на границе с поглощающей средой, могут быть определены с помощью комплексного волнового вектора $k = \frac{\omega}{c}(n - i\kappa)\mathbf{s}$, где $\mathbf{s}$ — единичный вектор, характеризующий направление плоской волны. Если волна неоднородна, вектор $\mathbf{s}$ становится комплексным, что эквивалентно введению комплексного угла преломления.

В настоящей работе представление о неоднородной волне развито в форме явного определения компонент комплексного угла преломления, что использовано в дальнейшем для вычисления энергетических потоков.

Рассмотрим сначала случай падения однородной световой волны из вакуума (показатель преломления $N_1 = 1$) на плоскую границу раздела с поглощающей средой ($N_2 = n - i\kappa$) под углом φ. Из соотношения [9]

$$\sin\varphi = \sin\psi\,(n - i\kappa) \tag{1}$$

следует, что угол преломления ψ должен быть комплексным: $\psi = x + iy$ [7]. Это означает, что если оптические постоянные среды выражаются комплексным числом, $N_2 = n - i\kappa$, то волновые характеристики отраженной и преломленной волн должны выражаться через комплексный угол преломления. Равенство (1) дает возможность найти выражения величин n, κ через x, y:

$$n = \frac{\sin x \operatorname{ch} y \sin\varphi}{\sin^2 x + \operatorname{sh}^2 y}; \quad \kappa = \frac{\cos x \operatorname{sh} y \sin\varphi}{\sin^2 x + \operatorname{sh}^2 y}.$$

Значения компонент комплексного угла преломления (x, y) могут быть вычислены с помощью величин T и S, представляющих собой квадраты модулей функций $\sin\psi$, $\cos\psi$ и выражающихся через оптические постоянные сред:

$$T \equiv |\sin(x+iy)|^2 \equiv \frac{1}{2}(\operatorname{ch} 2y - \cos 2xt) = \frac{\sin^2\varphi}{n^2 + \kappa^2}, \tag{2}$$

$$S \equiv |\cos(x+iy)|^2 \equiv \frac{1}{2}(\operatorname{ch} 2y + \cos 2x) = \\ = \sqrt{1 + T^2 - \frac{2T^2(n^2 - \kappa^2)}{\sin^2\varphi n_1^2}}, \tag{3}$$

$$\operatorname{ch} 2y = S + T, \tag{4}$$

$$\cos 2x = S - T. \tag{5}$$

Поскольку формулы Френеля для амплитуд отраженного и преломленного света выражаются через функции суммы и разности углов падения и преломления, то наиболее просто интенсивности s- и p-компонент линейной поляризации отраженного и преломленного света выражаются именно через φ, x, y:

$$r_s = \frac{\operatorname{ch} 2y - \cos 2(\varphi - x)}{\operatorname{ch} 2y - \cos 2(\varphi + x)}; \quad r_p = r_s \frac{\operatorname{ch} 2y + \cos 2(\varphi + x)}{\operatorname{ch} 2y + \cos 2(\varphi - x)}.$$

Интенсивности преломленного света могут быть записаны в виде

$$d_s = \frac{4T}{T + S\operatorname{tg}^2\varphi + \sin 2x \operatorname{tg}\varphi},$$

$$d_p = \frac{16T\cos^2\varphi}{\sin^2 2\varphi + 4ST + 2\sin 2\varphi \sin 2x \operatorname{ch} 2y}.$$

Рассмотрим теперь граничные условия на поверхности раздела сред для электромагнитной волны s- и p-поляризации, требующие непрерывности тангенциальных составляющих векторов E и H [9]. Для падающей волны s-поляризации граничные условия имеют вид

$$\begin{cases} 1 + R_s = D_s, \\ 1 - R_s = \dfrac{N_2\cos\psi}{N_1\cos\varphi} D_s. \end{cases}$$

Здесь R_s, D_s — комплексные амплитуды отраженной и преломленной волн, амплитуда падающей волны принимается равной единице. Умножая первое уравнение, взятое в комплексно-сопряженном виде, на второе, получим соотношение

$$1 - 2iB_s - r_s = (\alpha - i\beta)d_s,$$

в котором

$$\begin{gathered} B_s = \operatorname{Im} R_s, \\ \alpha - i\beta = \frac{N_2\cos\psi}{N_1\cos\varphi} = \frac{(n_2 - i\kappa_2)\cos(x + iy)}{\cos\varphi}, \\ \alpha = \frac{\cos x \operatorname{ch} y n - \sin x \operatorname{sh} y \kappa}{\cos\varphi}, \\ \beta = \frac{\cos x \operatorname{ch} y \kappa + \sin x \operatorname{sh} y n}{\cos\varphi}. \end{gathered} \tag{6}$$

Приравнивая действительные и мнимые части справа и слева, получаем два равенства:

$$1 - r_s = \alpha d_s, \tag{7}$$

$$2B_s = \beta d_s, \tag{8}$$

где $r_s = R_s R_s^*$, $d_s = D_s D_s^*$, r_s и αd_s — потоки энергии отраженного и преломленного света, нормированные на поток падающего света. Аналогично из граничных условий для p-поляризации падающей волны:

$$\begin{cases} 1+R_p = \dfrac{\cos\psi}{\cos\varphi} D_p, \\ 1-R_p = \dfrac{N_2}{N_1} D_p \end{cases}$$

можно вывести соотношения, подобные (7), (8), для p-компоненты падающего света:

$$1 - r_p = k d_p, \tag{9}$$

$$2B_p = l d_p, \tag{10}$$

$$k - il = \frac{N_2 \cos^* \psi}{N_1 \cos^* \varphi} = \frac{(n - i\kappa)\cos(x - iy)}{\cos\varphi},$$

$$k = \frac{\cos x \operatorname{ch} y n + \sin x \operatorname{sh} y \kappa}{\cos\varphi},$$

$$l = \frac{\cos x \operatorname{ch} y \kappa - \sin x \operatorname{sh} y n}{\cos\varphi}.$$

Формулы (7) и (9) являются уравнениями баланса энергии для s- и p-компонент поляризации. Для рассматриваемого случая, выполнив численные расчеты для любых значений φ, n, κ по указанной схеме, получим баланс энергии на границе раздела для s- и p-компонент поляризации.

Предположим теперь, что свет падает из одной поглощающей среды ($N_1 = n_1 - i\kappa_1$) на плоскую границу с другой ($N_2 = n_2 - i\kappa_2$). Согласно предыдущим рассуждениям, угол падения на границу раздела будет комплексным, $\varphi = x_1 + iy_1$. Численные значения компонент угла падения зависят от «предыстории» света, выходящего в данный момент из поглощающей среды с N_1. Мы задаем их достаточно произвольно. За нулевое приближение можно принять значения компонент x_1, y_1, близкие по порядку величины к рассчитанным через T_1, S_1 (формулы (2)–(4)) компонентам комплексного угла преломления, если свет падает из вакуума на границу с первой средой (N_1). Однако в точности равными рассчитанным они быть не могут, так как в процессе распространения в среде с N_1 величина угла $\varphi = x + iy$, вообще говоря, может измениться.

Равенство (1) записывается для рассматриваемого случая следующим образом:

$$\sin(x_2 + iy_2) = \frac{n_1 - i\kappa_1}{n_2 - i\kappa_2} \sin(x_1 + iy_1) =$$

$$= (M - iK)\sin(x_1 + iy_1),$$

где $M = \dfrac{n_1 n_2 + \kappa_1 \kappa_2}{n_2^2 + \kappa_2^2}$, $K = \dfrac{\kappa_1 n_2 - n_1 \kappa_2}{n_2^2 + \kappa_2^2}$.

Производя вычисления по предыдущей схеме (2)–(4), получаем выражения

$$T_2 = T_1\left(M^2 + K^2\right), \quad T_1 = \frac{1}{2}(\operatorname{ch} 2y_1 - \cos 2x_1),$$

$$S_2 = \sqrt{1 + T_2^2 - 2[(A^2 - B^2)(M^2 - K^2) + 4ABMK]},$$

где $A = \sin x_1 \operatorname{ch} y_1$, $B = \operatorname{sh} y_1 \cos x_1$.

Компоненты угла преломления $\psi = x_2 + iy_2$ определяются по формулам (4), (5):

$$\operatorname{ch} 2y_2 = S_2 + T_2, \quad \cos 2x_2 = S_2 - T_2.$$

Используя полученные данные, можно вычислить энергетические коэффициенты отражения и прохождения по формулам, которые для этого общего случая имеют вид

$$r_s = \frac{\operatorname{ch}[2(y_1 - y_2)] - \cos[2(x_1 - x_2)]}{\operatorname{ch}[2(y_1 + y_2)] - \cos[2(x_1 + x_2)]},$$

$$r_p = r_s \frac{\operatorname{ch}[2(y_1 + y_2)] + \cos[2(x_1 + x_2)]}{\operatorname{ch}[2(y_1 - y_2)] + \cos[2(x_1 - x_2)]},$$

$$d_s = \frac{8T_2 S_1}{\operatorname{ch}[2(y_1 + y_2)] - \cos[2(x_1 + x_2)]},$$

$$d_p = \frac{2d_s}{\operatorname{ch}[2(y_1 - y_2)] + \cos[2(x_1 - x_2)]}.$$

Коэффициенты α, β, k, l, определяемые формулами (6), заменяются на более общие выражения a', b', k', l':

$$a' = \rho\cos\zeta, \quad b' = \rho\sin\zeta,$$

где

$$\rho = \sqrt{\frac{S_2\left(n_2^2 + \kappa_2^2\right)}{S_1\left(n_1^2 + \kappa_1^2\right)}},$$

$$\zeta = \operatorname{arctg}\frac{\kappa_1}{n_1} + \operatorname{arctg}(\operatorname{tg} x_1 \operatorname{th} y_1) -$$

$$- \operatorname{arctg}\frac{\kappa_2}{n_2} - \operatorname{arctg}(\operatorname{tg} x_2 \operatorname{th} y_2),$$

$$k' = \rho\cos\zeta', \quad l' = \rho\sin\zeta',$$

где

$$\zeta' = \operatorname{arctg}\frac{\kappa_2}{n_2} - \operatorname{arctg}(\operatorname{tg} x_2 \operatorname{th} y_2) -$$

$$- \operatorname{arctg}\frac{\kappa_1}{n_1} + \operatorname{arctg}(\operatorname{tg} x_1 \operatorname{th} y_1).$$

Подставив в формулы (7), (9) выражения для r_s, d_s, r_p, d_p и соответствующие им коэффициенты a', b', k', l' и придав им численные значения, получаем также полный баланс энергии при отражении.

В таблице приведены параметры излучения, падающего на границу раздела (x_1 и y_1) и преломленного на этой границе (x_2 и y_2); аналоги действительных углов падения и преломления (x_1 и x_2) в радианах; оптические постоянные первой и второй сред (n_1, κ_1 и n_2, κ_2); преломленные ($a'd_s$ и $k'd_p$) и отраженные (r_s и r_p) потоки, которые попарно в сумме равны единице. Для слабо поглощающих сред, у которых величина показателя поглощения κ не превосходит 0.1–0.2, а значения n_1 и n_2 изменяются в пределах 0.8–1.5, уравнения (7), (9) выполняются практически при любых значениях компонент угла падения x_1, y_1. Для сред с сильным (металлическим) поглощением и очень малыми или

x_1	y_1	n_1	κ_1	n_2	κ_2	x_2	y_2	$a'd_s$	r_s	$k'd_p$	r_p
0.6981	0.1	1.5	0.1	1.0	0	1.29	0.1812	0.6532	0.3467	0.8775	0.1224
0.6981	0.1	1.5	0.1	0.9	0.2	1.0736	0.564	0.5799	0.4200	0.7078	0.2921
0.0030	0.22	0.067	4.045	1.0	0	1.1135	0.0053	0.0111	0.989	0.0108	0.989
0.3839	0.018	3	0.1	1.0	0	1.5357	0.498	0.7453	0.2546	0.7446	0.2553
0.6981	0.05	0.4	0.1	1.0	0	0.2269	0.0706	0.6829	0.3171	0.8994	0.1506
0.1940	0.538	0.4	1	1.0	0	0.6974	0.00005	0.4035	0.5965	0.6082	0.3918
0.2579	0.793	0.4	1	1.0	0	1.4004	0.0015	0.0973	0.9027	0.2483	0.7516
0.027	0.209	0.4	3	1.0	0	0.6981	0.00024	0.1118	0.8882	0.1843	0.8157
0.0409	0.318	0.4	3	1.0	0	1.4067	0.00145	0.026	0.9740	0.1898	0.8102

очень большими значениями показателя преломления область значений x_1, y_1 более ограничена. Это указывает на возможность формирования на границе раздела неоднородной волны с определенными характеристиками. Заметим также, что уравнения (8), (10) для обычных сред представляют собой тождества. Если же вторая среда является усиливающей, то их, по-видимому, можно использовать для вычисления усиления в отраженном свете.

Таким образом, сохранение баланса энергии, продемонстрированное при расчетах задачи отражения света, показывает, что формализм комплексного угла преломления дает адекватное описание неоднородной волны. Ранее автором было показано [7], что такое представление позволяет получить точные формулы для определения оптических постоянных по отражению.

Автор выражает благодарность В.А. Кизелю за обсуждение проблемы, а также В.Б. Брагинскому и М.Л. Городецкому за полезные замечания.

Литература

1. *Кизель В.А.* Отражение света. М.: Наука, 1973.
2. *Бойко Б.Б., Лещенко В.Г., Петров Н.С.* // Журн. прикл. спектр. 1973. **19**, №4. С. 669.
3. *Dold B.* // Optik. 1965. **B22**, No. 9. P. 615.
4. *Keussler V.V.* // Optik. 1969. **B30**, No. 2. P. 152.
5. *Бойко Б.Б., Лещенко В.Г., Петров Н.С.* // Ковариантные методы в теоретической физике. Оптика и акустика. Минск, 1981. С. 40.
6. *Веремей В.В., Горбунова Л.В., Пуговкин Л.В.* // Опт. и спектр. 1978. **44**, №2. С. 345.
7. *Ильина С.Г.* // ДАН СССР. 1971. **200**, №3. С. 568.
8. *Агранович В.М., Гинзбург В.Л.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов. М.: Наука, 1979. С. 432.
9. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. С. 855.

Поступила в редакцию
13.06.01

УДК 548.0:532.783

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРОВ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКЕ

Д.Ф. Киселев, Т.М. Глушкова, С.А. Иванов, М.М. Фирсова, А.П. Штыркова

(*кафедра общей физики*)

E-mail: kiselevdf@mail.ru

Определен параметр порядка S гомеотропно ориентированных тонких пленок жидкокристаллического полимера, помещенного в электрооптическую ячейку. Из наблюдаемых квазипериодических поляризационных спектров поглощения методом огибающих интерференционных экстремумов определены оптические параметры электродов и восстановлен истинный поляризационный спектр поглощения полимера. По дихроичному отношению в полосе поглощения при $\lambda = 405$ нм с учетом эффектов локального поля вычислена величина S.

Введение

Ориентированные пленки жидкокристаллических полимеров (ЖКП) в последние годы занимают все большее место в современных технологиях и широко используются в качестве материалов для элементов интегральной оптики, в системах оптической записи и обработки оптической информации, включая поляризационную голографию [1–4].

Известным способом ориентирования ЖКП-пленок является воздействие на них электрического поля. В случае, когда пленка расположена внутри электрооптической ячейки (система типа «сэндвич»), к электродам которой приложено электри-