

одновременная генерация в зеленой и красной областях и наконец, когда большая часть  $F_2$ -центров была разрушена, наблюдалась генерация только в зеленой области спектра. В [7] отмечалось, что  $F_3^+$ -центры под действием оптической накачки более устойчивы, чем  $F_2$ -центры, поэтому уменьшение КПД генерации можно связать с ростом потерь, обусловленных  $F_2^+$ -центрами, поскольку они поглощают в области генерации  $F_2^+$ -центров.

Для проверки этого предположения после первого цикла накачки (100 импульсов) кристалл LiF хранился в течение 20 ч при комнатной температуре. При этом за счет разрушения  $F_2^+$ -центров потери в области генерации должны были уменьшаться.

Действительно, проведение второго цикла накачки через 20 ч после первого показало, что при первых же импульсах наблюдается генерация только на  $F_3^+$ -центрах (см. рисунок, б кривая 3). В начале второго цикла пороговый уровень накачки составлял 0.35—0.4 МВт/см<sup>2</sup>, а КПД по поглощенной энергии — 33 %. Во втором цикле за 20 импульсов КПД снижался, однако был выше, чем в первом цикле, и в дальнейшем существенно не изменялся.

Таким образом, показано, что соответствующей оптической обработкой  $\gamma$ -облученных кристаллов LiF можно снижать потери в области накачки и генерации  $F_3^+$ -центров и создать лазер с достаточно стабильными параметрами, перестраиваемый в спектральной области 0.51—0.6 мкм.

#### Литература

- [1] Гусев Ю. Л., Коноплин С. Н., Маренников С. И. — Квант. электрон., 1977, т. 4, № 9, с. 2024—2025.
- [2] Гусев Ю. Л., Коноплин С. Н. — Квант. электрон., 1981, т. 6, № 6, с. 1343—1345.
- [3] Парфианович И. А., Хулугуров В. М., Иванов Н. А. — В кн.: Материалы Всесоюз. конф. «Перестраиваемые по частоте лазеры». Новосибирск, 1984, с. 98—104.
- [4] Гадонас Р., Данелюс Р. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 10, с. 1979—1984.
- [5] Zheng L., Wan L. — Opt. Commun., 1985, v. 55, N 4, p. 277—279.
- [6] Martynovich E. P., Varusnikov V. I., Grigorov V. A. — Opt. Commun., 1985, v. 53, N 4, p. 257—258.
- [7] Хулугуров В. М. — Автореф. канд. дис. Иркутск, 1978. 199 с.

Поступило в Редакцию 4 апреля 1986 г.

### СЛЕДСТВИЕ ТЕОРЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ ВЗАИМНОСТИ ДЛЯ РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД

Левин И. М.

В оптике рассеивающих сред широко применяется теорема оптической взаимности [1, 2]. Несколько ее следствий, впервые сформулированных в [3] и повторенных в [4, 5], используются для расчета световых полей в воде и атмосфере. Здесь мы приведем доказательство еще одного следствия этой теоремы, которое может найти применение в различных задачах оптики мутных сред.

Обозначим через  $\Gamma(\mathbf{r}_2, \mathbf{j}_2 | \mathbf{r}_1, \mathbf{j}_1)$  функцию Грина уравнения переноса излучения в рассеивающей среде. Эта функция определяет яркость светового поля в точке  $\mathbf{r}_2$  в направлении единичного вектора  $\mathbf{j}_2$  при облучении среды бесконечно узким пучком света с единичной начальной мощностью, исходящим из точки  $\mathbf{r}_1$  в направлении  $\mathbf{j}_1$ . Теорема оптической взаимности состоит в выполнении равенства

$$\Gamma(\mathbf{r}_2, \mathbf{j}_2 | \mathbf{r}_1, \mathbf{j}_1) = \Gamma(\mathbf{r}_1, -\mathbf{j}_1 | \mathbf{r}_2, -\mathbf{j}_2). \quad (1)$$

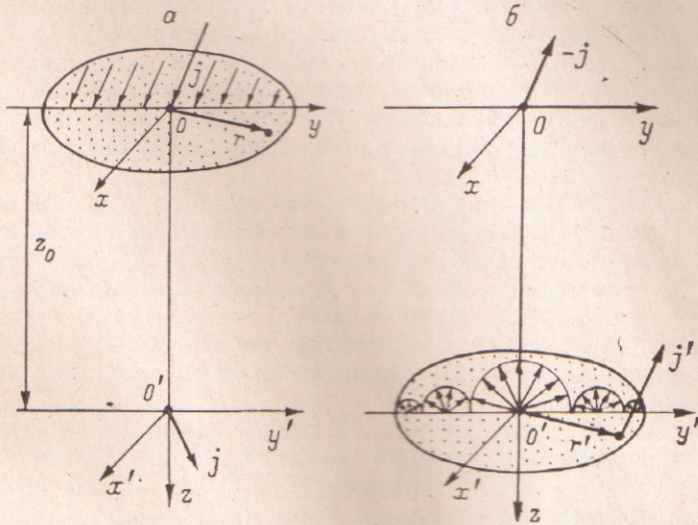


Пусть слой рассеивающей среды, безграничный в направлениях  $x$  и  $y$ , имеет толщину  $z_0$  в направлении  $z$ . Оптические характеристики среды постоянны в плоскости  $xy$  и произвольно меняются по координате  $z$ .

Рассмотрим два варианта освещения слоя (см. рисунок). В первом варианте (а) параллельный световой поток, падающий в направлении  $\mathbf{j}$ , создает на верхней границе слоя произвольное распределение облученности  $E(\mathbf{r}) = E_0 f(\mathbf{r})$ , где  $E_0$  — облученность в точке  $O$ ,  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор точки в плоскости  $xOy$ . Облученность в точке  $O'$  на нижней границе слоя выразится через функцию Грина следующим образом:

$$E(O') = E_0 \int_{\infty}^{\infty} \int_{\cap} f(\mathbf{r}) \Gamma(O', \mathbf{j}' | \mathbf{r}, \mathbf{j}) \cos(\mathbf{j}', \mathbf{z}) d\mathbf{r} d\mathbf{j}', \quad (2)$$

где  $d\mathbf{r}$  — элемент площади вокруг точки  $\mathbf{r}$ ,  $d\mathbf{j}'$  — элемент телесного угла вокруг направления  $\mathbf{j}'$ .



Во втором варианте (б) слой освещен снизу излучающей (или отражающей) поверхностью с яркостью  $B(\mathbf{r}') = B_0 f(\mathbf{r}')$ , в каждой точке одинаковой по всем направлениям  $\mathbf{j}'$  ( $\mathbf{r}'$  — радиус-вектор произвольной точки в плоскости  $x'O'y'$ ).  $B_0$  — яркость в точке  $O'$ . Таким образом, на нижней границе слоя располагается диффузный излучатель с таким же относительным распределением светимости  $f(\cdot)$ , как и направленный излучатель в первом варианте.

Яркость поля в точке  $O$  в направлении  $-\mathbf{j}$  при облучении среды элементарным световым потоком, исходящим из точки  $\mathbf{r}'$  плоскости  $x'O'y'$  в направлении  $\mathbf{j}'$ , выразится через функцию Грина соотношением

$$dB(O, -\mathbf{j}) = B_0 f(\mathbf{r}') \cos(\mathbf{j}', \widehat{-z}) d\mathbf{r}' d\mathbf{j}' \Gamma(O, -\mathbf{j} | \mathbf{r}', \mathbf{j}'). \quad (3)$$

Подставив яркость в точке  $O$  в направлении  $-\mathbf{j}$  найдем интегрированием (3) по координатам точки поверхности  $x'O'y'$  и телесному углу

$$\begin{aligned} B(O, -\mathbf{j}) &= B_0 \int_{\infty}^{\infty} \int_{\cap} f(\mathbf{r}') \Gamma(O, -\mathbf{j} | \mathbf{r}', \mathbf{j}') \cos(\mathbf{j}', \widehat{-z}) d\mathbf{r}' d\mathbf{j}' = \\ &= B_0 \int_{\infty}^{\infty} \int_{\cap} f(\mathbf{r}') \Gamma(O, -\mathbf{j} | \mathbf{r}', -\mathbf{j}') \cos(\mathbf{j}', \widehat{z}) d\mathbf{r}' d\mathbf{j}'. \end{aligned} \quad (4)$$

Используя теорему взаимности (1), перепишем (4) в виде

$$B(O, -\mathbf{j}) = B_0 \int_{\infty}^{\infty} \int_{\cap} f(\mathbf{r}') \Gamma(\mathbf{r}', \mathbf{j}' | O, \mathbf{j}) \cos(\mathbf{j}', \widehat{z}) d\mathbf{r}' d\mathbf{j}'. \quad (5)$$



Далее обратим внимание на то обстоятельство, что функция Грина, входящая в выражение (2), инвариантна относительно параллельного сдвига точек  $r$  и  $O'$  в плоскостях  $xOy$  и  $x'O'y'$ . Иначе говоря, можно записать

$$\Gamma(O', j' | r, j) = \Gamma(t, j' | r + t, j), \quad (6)$$

где  $t$  — произвольный вектор, лежащий в плоскости  $xOy$  ( $x'O'y'$ ). Положив  $t = -r$ , перепишем (2) с учетом (6)

$$E(O') = E_0 \iint_{\infty} \iint_{\cap} f(r) \Gamma(-r, j' | O, j) \cos(\widehat{j', z}) dr dj'. \quad (7)$$

Из сравнения (5) и (7) видно, что если функция  $f(r)$  центрально-симметрична ( $f(r) = f(-r)$ ), имеет место тождество

$$T_1 = E(O')/E_0 \equiv T_2 = B(O, -j)/B_0. \quad (8)$$

Таким образом, ослабление облученности в плоскопараллельном слое рассеивающей среды, на верхнюю границу которого в направлении  $j$  падает параллельный световой пучок, создающий на ней произвольное центрально-симметричное распределение облученности, тождественно ослаблению яркости диффузной отражающей (или излучающей) подстилающей поверхности с таким же распределением светимости при наблюдении с верхней границы слоя в направлении  $j$ .

Аналогичным образом можно доказать, что функция  $T_1$  в случае освещения слоя ограниченным параллельным пучком, создающим на верхней границе равномерную облученность ( $f(r) \equiv 1$ ) в пределах центрально-симметричной области  $\Sigma$  (с центром в точке  $O$ ), совпадает с функцией  $T_3 = P_2/P_0$ , где  $P_2$  — мощность излучения, проходящая через область  $\Sigma$ , помещенную на нижнюю границу слоя (с центром в точке  $O'$ ) при условии, что в точку  $O$  на верхней границе слоя помещен мононаправленный точечный источник света, излучающий мощностью  $P_0$  в направлении  $j$ .

Одно из очевидных применений доказанного следствия — расчет видимой яркости подстилающей поверхности на верхней границе атмосферы при дистанционном зондировании с ИСЗ. Например, в [6, 7] ослабление яркости океана слоем атмосферы с оптической толщиной  $\tau$  при наблюдении под углом  $\mu = \arccos \mu$  определяется как  $T_2 = \exp(-\tau/\mu)$ . Между тем, поскольку угловое распределение яркости излучения, выходящего из моря, близко к изотропному, в соответствии с доказанным следствием,  $T_2 = T_1$  (где  $T_1$  — ослабление этим же слоем атмосферы естественной освещенности при зенитном угле Солнца  $i = \arccos \mu$ ). Величина  $T_1$  (рассчитанная и табулированная, например, в [8]) существенно отличается от  $\exp(-\tau/\mu)$ . Например, при  $\tau = 0.5$ ,  $i = 20^\circ$ ,  $T_1 \approx 0.9$ , в то время как  $\exp(-\tau/\mu) \approx 0.6$ . При больших  $\tau$  различие будет еще больше.

Выражаю признательность В. П. Козлову за ценные критические замечания.

#### Литература

- [1] Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. М., 1960. 520 с.
- [2] Кейз К., Цвайфель П. Линейная теория переноса. М., 1972. 384 с.
- [3] Левин И. М. — Изв. АН СССР. ФАО, 1969, т. 5, № 1, с. 62—76.
- [4] Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред. Минск, 1969. 592 с.
- [5] Зега Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск, 1985. 327 с.
- [6] Буренков В. И., Гуревич И. Я., Копелевич О. В., Шифрин К. С. — В кн.: Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Новосибирск, 1979, с. 41—58.
- [7] Шифрин К. С., Винникова Т. В. — В кн.: Оптика моря. М., 1983, с. 182—189.
- [8] Шифрин К. С., Пятовская Н. П. Таблицы наклонной дальности видимости и яркости дневного неба. Л., 1959. 211 с.

Поступило в Редакцию 17 апреля 1986 г.