дит к повышению интенсивности новой $J$-полосы и падению исходной (с $\lambda_{max}=579$ нм), т. е. к их перераспределению. Одновременно наблюдается уменьшение поглощения в мономерной части красителя ($\lambda_{max}=525$ нм).

Для выяснения природы эффекта мы добавляли в раствор различные соли, отличающиеся как анионами, так и катионами. Были использованы соли щелочных металлов (Na, K), металлов (Cd) и редкоземельных элементов (Eu, Gd). Оказалось, что изменение катиона не оказывает никакого влияния на процесс образования новой $J$-полосы. Анионами, стимулирующими ее образование, являются: $Cl^-$, $Br^-$, $J^-$, $CNS^-$, $NO_2^-$, $NO_3^-$, $S_2O_3^{2-}$. Анионы $OH^-$, $F^-$, $JO_3^-$ $CO_3^{2-}$, $SiO_3^{2-}$, $SO_3^{2-}$, $SO_4^{2-}$, $CrO_4^{2-}$ не вызывают изменения спектра поглощения $J$-формы псевдоцианина.

Ионы, вызывающие появление новой $J$-полосы, известны как коагуляторы коллоидных частиц. Возможно, действие таких анионов заключается в изменении степени агрегации псевдоизоцианина, т. е. в укрупнении его полимеров. Действительно, новая (стимулированная электролитами) $J$-полоса совпадает с $J$-полосой, обычно наблюдаемой для концентрированных водных растворов этого красителя [2], а $J$-полоса с $\lambda_{max}=579$ нм близка к полученной в этанольном растворе [5] и приписанной красителю с небольшой степенью его агрегации. Возможно также что новая $J$-полоса соответствует агрегату псевдоизоцианина с другой пространственной структурой молекул красителя или с измененным (электролитом) межплоскостным расстоянием его составляющих. Образование нескольких $J$-состояний тиакарбоцианинов в фотографических эмульсиях при адсорбции на поверхности галогенидов серебра отмечалось Натансон [6] и связывается с наличием в эмульсиях определенного количества роданидов [7].

Во время выполнения нашей работы появилась статья Купера [8], в которой было получено аналогичное «расщепление» $J$-полосы псевдоизоцианина в аналогичных условиях (77°K), однако без добавления электролитов. В качестве растворителя им использовалась смесь этиленгликоля и воды (1 : 1). Нам не удалось воспроизвести эти результаты. В этой системе мы всегда получали одну $J$-полосу с $\lambda_{max}=579$ нм. Добавление электролитов в такой раствор вызывало образование второй $J$-полосы ($\lambda_{max}=573$ нм). По-видимому, эффект, обнаруженный в работе [8], обусловлен избытком свободных анионов ($Br^-$) красителя или наличием примесей (хлоридов) в этиленгликоле.

В заключение автор выражает глубокую благодарность М. В. Савостьяновой, В. Л. Ермолаеву и Э. Б. Лившиц за интерес к работе и полезное обсуждение ее результатов.

### Литература

[1] V. Czikkely, H. D. Försterling, H. Kuhn. Chem. Phys. Lett., *6*, 11, 1970.
[2] G. Scheibe. Koll. Z., *82*, 1, 1938; H. Ecker. Koll. Z., *92*, 35, 1940; W. Hoppe. Koll. Z., *109*, 21, 27, 1944.
[3] J. Leermakers, B. Carroll, C. Staud. J. Chem. Phys., *5*, 878, 1937.
[4] С. В. Натансон, Н. И. Сенникова. Кинотехника, *2*, 56, 1963.
[5] H. Zimmerman, G. Scheibe. Z. Elektrochem., *60*, 566, 1956.
[6] С. В. Натансон. ДАН СССР, *106*, 497, 1956.
[7] М. К. Гречко. Ж. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., *8*, 137, 1963.
[8] W. Cooper. Chem. Phys Lett., *7*, 73, 1970.

Поступило в Редакцию 16 декабря 1970 г.

---

*УДК 535.36*

# К ВОПРОСУ О РАССЕЯНИИ ВОЛН НА СТАТИСТИЧЕСКИ НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

*С. М. Козел* и *Г. Р. Локшин*

В настоящей работе с помощью метода Кирхгофа получено выражение для рассеянного поля, которое справедливо (в отличие от вывода, данного Исаковичем [1, 2]) как в ближней, так и в дальней зонах рассеивающей площадки и учитывает вид диаграммы излучения источника. Это выражение оказывается достаточно простым и удобным для решения некоторых задач рассеяния, в частности при определении пространственно-временных корреляционных свойств когерентного излучения, рассеянного движущейся диффузной поверхностью.

Как известно, скалярное волновое уравнение имеет единственное решение $\Psi(P)$ внутри некоторой области, если на ее границе заданы значение поля $\Psi(s)$ и его производной $\frac{\partial\Psi}{\partial n}(s)$. Это решение дается известной теоремой Грина

$$\Psi(P)=\frac{1}{4\pi}\int\left[\frac{e^{-ikr}}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial n}(s)-\Psi(s)\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-ikr}}{r}\right)\right]ds. \quad (1)$$

Используя плоские формулы Френеля (метод Кирхгофа), свяжем падающее на поверхность поле $\varphi(s) = E(s)\dfrac{e^{ikr_0(s)}}{r_0(s)}$ со вторичным полем на поверхности $\Psi(s)$

$$\Psi(s) = \eta\varphi(s), \quad \frac{\partial\Psi}{\partial n}(s) = -\eta\frac{\partial\varphi}{\partial n}(s).$$

Здесь $\eta$ — локальный френелевский коэффициент отражения.

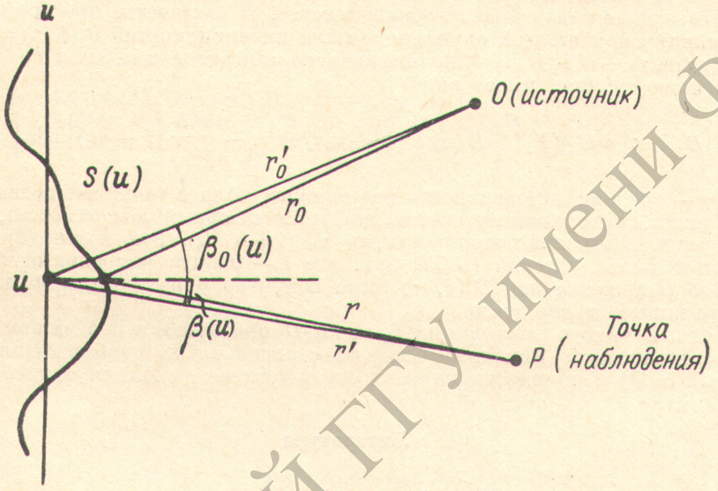
Принимая во внимание, что

$$\frac{\partial\Psi}{\partial n}(s) = -\eta\left(\mathbf{n}\frac{\mathbf{r}_0}{r_0}\right)\frac{\partial}{\partial r_0}\left[E(s)\frac{e^{-ikr_0}}{r_0}\right], \quad \frac{\partial}{\partial n}\frac{e^{-ikr}}{r} = \left(\mathbf{n}\frac{\mathbf{r}}{r}\right)\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{e^{-ikr}}{r}\right),$$

выражение (1) может быть преобразовано к виду

$$\Psi(P) = -\frac{i}{4\pi}\int\eta\frac{E(s)}{r_0 r}e^{-ik(r_0+r)}(\mathbf{nq})\,ds, \tag{2}$$

где $\mathbf{q} = k\left(\dfrac{\mathbf{r}_0}{r_0} + \dfrac{\mathbf{r}}{r}\right)$ — вектор рассеяния. При написании последнего выражения использовано приближение $\lambda/r_0 \ll 1$ и $\lambda/r \ll 1$ (источник и точка наблюдения




находятся в волновой зоне). Перейдем теперь от интегрирования по неровной поверхности $S(\mathbf{u})$ к интегрированию по «подстилающей» плоскости. Для этого используем приближенные соотношения (см. рисунок)

$$\left.\begin{aligned} r_0 &\simeq r_0' - S(\mathbf{u})\cos\beta_0(\mathbf{u}) \simeq r_0' - S(\mathbf{u})\cos\beta_0, \\ r &\simeq r' - S(\mathbf{u})\cos\beta(\mathbf{u}) \simeq r' - S(\mathbf{u})\cos\beta. \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Здесь $\beta_0$ и $\beta$ — значения углов $\beta_0(\mathbf{u})$ и $\beta(\mathbf{u})$ при $\mathbf{u} = 0$ (предполагается, что начало координат в плоскости $\mathbf{u}$ совпадает с центром рассеивающей площадки). Условия применимости приближения (3) имеют вид

$$\frac{\sigma_s D}{\lambda R_0} \ll 1, \quad \frac{\sigma_s D}{\lambda R} \ll 1. \tag{4}$$

Здесь $\sigma_s$ — среднеквадратичная высота неровностей, $D$ — размер рассеивающей площадки, определяемый диаграммой излучения $E(s)$, а $R_0$ и $R$ — значения радиусов $r_0'$ и $r'$ для точки $\mathbf{u} = 0$. Легко видеть, что условия (4) являются достаточно мягкими, они не запрещают источнику и точке наблюдения лежать как в ближней, так и в дальней зонах.

При выполнении условий (4) показатель экспоненты в (2) может быть записан в виде

$$k(r_0 + r) \simeq k(r_0' + r') - q_3 S(\mathbf{u}), \tag{5}$$

где $q_3 = k(\cos\beta_0 + \cos\beta)$ — проекция вектора рассеяния на нормаль к подстилающей плоскости.

Для $(\mathbf{n}, \mathbf{q})\,ds$ имеем

$$(\mathbf{n}, \mathbf{q})\,ds = \left(-\frac{\partial S}{\partial u_1}q_1 - \frac{\partial S}{\partial u_2}q_2 + q_3\right)du_1 du_2 = m\,[S(\mathbf{u}), \mathbf{q}]\,d^2\mathbf{u}. \tag{6}$$

Здесь $m[S(\mathbf{u}), \mathbf{q}]$ — функция, зависящая от локальных углов наклона и, вообще говоря, от геометрии задачи. Используя (5) и (6) и полагая, что $r_0 \simeq R_0$ и $r \simeq R$ в амплитудном множителе ($D/R_0$, $D/R \ll 1$), а также принимая во внимание, что френелевский коэффициент отражения $\eta$ является медленно изменяющейся функцией угла и что основной вклад в поле в точке наблюдения дают «блики» (участки поверхности с одинаковыми углами наклона), выражение для рассеянного поля запишем в виде

$$\Psi(P) = -\frac{i\eta}{4\pi R R_0} \int E(\mathbf{u})\, e^{-ik(r_0'+r')}\, m[S(\mathbf{u}), \mathbf{q}]\, e^{iq_3 S(\mathbf{u})}\, d^2\mathbf{u}. \tag{7}$$

Формула (7) аналогична выражению для рассеянного поля при дифракции на случайном амплитудно-фазовом экране, если считать, что амплитудные флуктуации экрана описываются функцией $m[S(\mathbf{u}), \mathbf{q}]$, а фазовые — функцией $S(\mathbf{u})$.

Пренебрежение «краевым эффектом», которое обычно делается [2], означает пренебрежение амплитудными флуктуациями экрана. Заметим, что вектор $q$ в выражении для $m[S(\mathbf{u}), \mathbf{q}]$ можно считать постоянным для точек наблюдения, находящихся на расстоянии порядка радиуса корреляции рассеянного поля (при условии $\lambda/D \ll 1$). При этом функция $m$ зависит только от статистики локальных углов наклона неровной поверхности.

Рассеянное поле $\Psi(p)$ при некоторых достаточно общих предположениях [4] имеет нормальный закон распределения. В этом случае выражение (7) может быть использовано для исследования корреляционных свойств поля интенсивностей, представляющего в ряде задач практический интерес. В частности, пространственно-временная функция корреляции случайного поля интенсивностей $B(\xi, \tau) = \langle I(\mathbf{R}, t) \times I(\mathbf{R}+\xi, t+\tau)\rangle - \langle I(R, t)\rangle^2$, возникающего при рассеянии волн на движущейся диффузной поверхности, имеет вид

$$B(\xi, \tau) = I^2(P) \left| \int E(\mathbf{u})\, E(\mathbf{u} + \mathbf{v}_0\tau) \exp\left\{-\frac{ik\mathbf{u}}{R}(\xi - \mathbf{v}\tau)\right\} d^2\mathbf{u} \right|^2. \tag{8}$$

Здесь $I(P)$ — средняя интенсивность рассеянного поля в точке наблюдения (индикатриса рассеяния, определяемая статистикой рассеивающей поверхности), $\mathbf{v}_0$ — поперечная скорость диффузной поверхности, $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0\,(1 + R/R_0)$. Выражение (8) справедливо при дополнительном условии $lD/\lambda R \ll 1$, где $l$ — радиус корреляции поверхности. Аналогичное выражение для $B(\xi, \tau)$ было получено ранее [5] для частного случая $\delta$-коррелированной поверхности.

Поперечный радиус корреляции $\xi_1 \approx \lambda R/D$ оказывается зависящим от размера освещенной площадки $D$. Использованные в настоящей работе приближения отличаются от принятых в [3] и во многих случаях соответствуют условиям оптического эксперимента.

**Литература**


[1] М. А. Исакович. ЖЭТФ, *23*, 305, 1952.
[2] С. М. Рытов. Введение в статистическую радиофизику, изд. «Наука», М., 1966.
[3] Ю. А. Кравцов, И. М. Фукс А. Б. Шмелев. Изв. вузов, радиофизика, 1971.
[4] P. Beckmann, A. Spizzichina. The scattering of electromagnetic Waves from Rough Surfaces. Pergamon Press, Oxford, London, New York, Paris, 1963.
[5] В. В. Анисимов, С. М. Козел, Г. Р. Локшин. Опт. и спектр., *27*, 483, 1969.



Поступило в Редакцию 18 декабря 1970 г.


---


*УДК 535.2+621.373 : 535*


# О ВОЗМОЖНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В КАПЛЕ ВОДЫ С ПОМОЩЬЮ ГИГАНТСКИХ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРА


*В. Н. Пожидаев*


Целью работы является оценка возможного поведения капли при воздействии на нее излучения от лазера, генерирующего в режиме модуляции добротности импульсы длительностью в десятки нсек.

Вопрос о воздействии на жидкости, в том числе и воду, сфокусированного излучения твердотельного лазера, работающего в таком режиме, рассматривался в работах [1, 2]. В работе [1] сообщалось о том, что в ряде жидкостей под действием излу-