

УДК 551.521.17

Применение интегральных характеристик рассеяния для расчета пространственно-временного светового поля точечного изотропного источника света

О.Н. Гапоненко*

*Институт ядерных исследований РАН
142190, г. Москва, Троицк, ул. Физическая, 27*

Поступила в редакцию 4.09.2020 г.

Рассматривается подход, позволяющий рассчитать пространственно-временное распределение интенсивности света от точечного источника с помощью интегральных характеристик рассеяния. Применение такого подхода на практике имеет неоспоримое преимущество, поскольку не требует знания функции рассеяния для всего диапазона углов, в частности, в области малых углов, где измерение индикатрисы рассеяния для сред с преобладающим рассеянием в направлении прямо вперед связано со значительными экспериментальными трудностями.

Ключевые слова: прикладная оптика, поглощение света, рассеяние света, индикатриса рассеяния; applied optics, light absorption, light scattering, scattering phase function.

Задача описания светового поля в оптически проводящей среде исключительно важна как в теории, так и на практике. Поскольку световое поле от пространственно-протяженного источника света можно представить как суперпозицию световых полей от точечных источников, задача может быть сведена к описанию пространственно-временного светового поля, создаваемого точечным источником света. В дальнейшем для простоты мы рассмотрим случай точечного изотропного источника света. Отметим, что обобщение на неизотропный источник не вносит принципиально новых моментов в подход, излагаемый в этой работе.

Как известно, распространение света сопровождается процессами поглощения, в результате которых число фотонов в первичном световом пучке убывает, и процессами рассеяния, в результате которых фотоны изменяют направление распространения. Интенсивность первого процесса принято характеризовать длиной поглощения l_{abs} , которая представляет собой среднюю длину пробега фотонов между актами поглощения; второй процесс характеризуют длина рассеяния l_{scat} (средняя длина между актами рассеяния) и индикатриса (функция) рассеяния $\chi(\theta)$, определяющая вероятность отклонения фотонов от первоначального направления в элементарный телесный угол в окрестности полярного угла θ . В результате совокупного действия этих процессов в оптически проводящей среде число фотонов, дошедших в точку, удаленную на расстояние R от источника света, будет зависеть от времени, т.е. интенсивность света в такой среде будет характеризоваться пространственно-временным распределением.

Часто на практике возникает обратная задача: зная пространственно-временное распределение фотонов в некоторой области, нужно найти характеристики и траекторию движения источника света, создавшего это световое поле. Так, например, на протяжении нескольких десятков лет на оз. Байкал ведется сооружение нейтринного телескопа, разные варианты которого (НТ-36, НТ-72, НТ-144, НТ-200, НТ+, Дубна, Baikal GVD) были введены в эксплуатацию и использовались для регистрации нейтрино высоких энергий (см. [1–4]). Принцип регистрации в этих установках основан на детектировании света от черенковского излучения, возникающего при распространении высокоэнергетических заряженных частиц в оз. Байкал. Зная время прихода света и амплитуду светового сигнала в точках расположения фотоприемников, можно рассчитать энергию, местоположение и траекторию движения элементарных частиц, создавших этот световой сигнал. Было найдено (см., например, [5, 6]), что в месте нахождения Байкальского нейтринного телескопа для светового излучения с длиной волны 490 нм $l_{\text{abs}} = 20$ м, $l_{\text{scat}} = 22,5$ м. Однако пренебрежение временем задержки, возникающей из-за удлинения пути фотонов в результате актов рассеяния, приводит к ошибкам в восстановлении траекторий детектируемых частиц. Также в результате того, что фотоны из-за процессов рассеяния движутся не по прямолинейной траектории, а значит, их путь от источника до приемника становится длиннее, возрастает вероятность поглощения фотонов на пути до детектора. Если не учитывать это явление, описание амплитуды светового сигнала будет неправильным, и, как следствие, появятся ошибки в оценке энергии детектируемых элементарных частиц.

Восстановление характеристик и положения источника света по создаваемому им световому полю —

* Олег Николаевич Гапоненко (olgapone@mail.ru).

очень сложная и до сих пор не решенная до конца задача. Как правило, на практике используют метод компьютерных статистических испытаний (метод Монте-Карло). Для каждого фотона в соответствии с заданными параметрами рассеяния и поглощения случайным образом генерируются путь и направление движения до следующего акта рассеяния или поглощения, затем, если фотон не был поглощен, рассчитывается точка его прихода, и процедура повторяется для всего пути следования фотона. Далее испытания многократно повторяются для набора необходимой статистики, и результат усредняется по всем испытаниям.

Несмотря на универсальность, этот метод обладает рядом существенных недостатков. Во-первых, параметры среды, в которой производится наблюдение, могут меняться с течением времени, и каждый раз все вычисления приходится проводить заново. Особенно это актуально, если регистрация частиц ведется в естественном природном водоеме, каким является оз. Байкал. К тому же этот метод не позволяет получить явную аналитическую формулу для интенсивности и времени прихода света. Использование различных аппроксимационных и экстраполяционных соотношений частично решает эту проблему, но не устраняет ее полностью. Пожалуй, самый существенный недостаток этого метода в том, что при симуляции актов рассеяния фотонов необходимо знать индикатрису во всем диапазоне углов, включая малоугловую область, где измерение индикатрисы связано с существенными трудностями. Вопросы измерения индикатрисы для сред с сильно преобладающим в направлении прямо вперед рассеянием были рассмотрены в [6, 7]. В частности, в [7] был предложен подход для определения интегральных характеристик рассеяния, таких как средний косинус $\langle \cos(\theta) \rangle$ и транспортная длина L_{tr} , и получены формулы, позволяющие уточнить $\langle \cos(\theta) \rangle$ для области малых углов. В настоящей работе, используя интегральные характеристики рассеяния, мы получим описание светового поля, создаваемого в оптически проводящей среде точечным изотропным источником света, с помощью аналитического подхода.

Рассмотрим световое поле на расстоянии R от точечного изотропного источника света. Пусть фотон, испускаемый источником в некотором направлении, испытывает рассеяние на расстоянии r_1

от точки излучения. Тогда движение фотона на этом участке траектории можно описать вектором \mathbf{r}_1 .

Далее фотон снова движется по прямолинейной траектории и проходит расстояние r_2 в направлении \mathbf{r}_2 до следующего акта рассеяния и так далее, пока не достигнет нужной точки. Несложно увидеть, что движение фотона можно представить в виде ломаной линии со звеньями \mathbf{r}_i с результирующим вектором \mathbf{R} :

$$\mathbf{R} = \sum_{i=1}^n \mathbf{r}_i. \quad (1)$$

Здесь n – число звеньев ломаной (может быть любым). Однако в силу того, что средний путь, проходимый фотоном между актами рассеяния, равен l_{scat} и рассеяние для сильно вытянутой в направлении вперед индикатрисы происходит в основном на малые углы, наиболее вероятными будут траектории, у которых $n \cong R/l_{scat}$. Найдем среднеквадратичное расстояние, проходимое фотонами при их движении в среде:

$$R = \sqrt{\langle \mathbf{R}^2 \rangle} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \langle \mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_j \rangle}. \quad (2)$$

Можно показать [8], что

$$\langle \mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_j \rangle = l_{scat}^2 \langle \cos(\theta) \rangle^{|j-i|}. \quad (3)$$

Подставляя соотношение (3) в формулу (2), получаем

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{\sum_{i=1}^n \langle \mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_i \rangle + 2 \sum_{i < j}^n \langle \mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_j \rangle} = l_{scat} \sqrt{n + 2 \sum_{i < j}^n \langle \cos(\theta) \rangle^{j-i}} = \\ &= l_{scat} \sqrt{n + 2 \sum_{k=1}^n (n-k) \cdot \langle \cos(\theta) \rangle^k}. \end{aligned} \quad (4)$$

Представим средний косинус угла рассеяния в виде

$$\langle \cos(\theta) \rangle = 1 - \Delta \quad (5)$$

и учтем, что для случая, когда рассеяние происходит преимущественно на малые углы, Δ будет малой величиной. Действительно, как было показано в [7], для чистой байкальской воды в месте расположения Байкальского нейтринного телескопа $\langle \cos(\theta) \rangle \approx 0,965$, следовательно, в этом случае $\Delta \approx 0,035$. Тогда

$$\langle \cos(\theta) \rangle^k = (1 - \Delta)^k \approx 1 - k\Delta. \quad (6)$$

С учетом формулы (6) из соотношения (4) найдем

$$\begin{aligned} R &\approx l_{scat} \sqrt{n + 2 \sum_{k=1}^n (n-k)(1-k\Delta)} = l_{scat} \sqrt{n + 2 \sum_{k=1}^n n - 2 \sum_{k=1}^n k - 2\Delta n \sum_{k=1}^n k + 2\Delta \sum_{k=1}^n k^2} = \\ &= l_{scat} \sqrt{n + 2n^2 - 2 \frac{n(n+1)}{2} - 2\Delta n \frac{n(n+1)}{2} + 2\Delta \frac{n(n+1)(2n+1)}{6}} = \\ &= l_{scat} \sqrt{n + 2n^2 - n^2 - n - \Delta \left(n^2(n+1) - \frac{n(n+1)(2n+1)}{3} \right)} = \\ &= l_{scat} \sqrt{n^2 - \frac{\Delta}{3} n(n+1)(3n-2n-1)} = l_{scat} \sqrt{n^2 - \frac{\Delta}{3} n(n+1)(n-1)} = \\ &= l_{scat} \sqrt{n^2 - \frac{\Delta}{3} n(n^2-1)} = l_{scat} \sqrt{n^2 - \frac{\Delta}{3} n^2 \left(n - \frac{1}{n} \right)} = l_{scat} n \sqrt{1 - \frac{\Delta}{3} \left(n - \frac{1}{n} \right)} = L \sqrt{1 - \frac{\Delta}{3} \left(n - \frac{1}{n} \right)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $L = nl_{\text{scat}}$ – средний путь, пройденный фотонами. Полученная формула (7) не совсем удобна для дальнейшего вывода. Поэтому учтем, что для случая с сильно преобладающим рассеянием в направлении прямо вперед Δ – малая величина, в нашем случае $\Delta \approx 0,035$ (см. обсуждение перед формулой (6)). Тогда член, содержащий Δ под квадратным корнем в заключительном равенстве в формуле (7), мал по сравнению с 1, если n также мало, поэтому его влияние становится ощутимым лишь по мере возрастания n . Но тогда добавкой $1/n$ в (7) можно пренебречь по сравнению с n , и формула принимает более простой вид:

$$R \approx L \sqrt{1 - \frac{n}{3} \Delta}. \quad (8)$$

Расчеты показывают, что в нашем случае замена (7) на более простое выражение (8) дает относительную ошибку не более 0,5%. Интересно также отметить, что даже для случая умеренного рассеяния в направлении вперед, например с $\langle \cos(\theta) \rangle = 0,8$, относительная ошибка, связанная с заменой (7) на более простую приближенную формулу (8), как показывают расчеты, не превосходит 2%.

Как известно, транспортная длина – это расстояние, на котором частица полностью «забывает» свое первоначальное направление. Эта величина определяется по формуле

$$L_{\text{tr}} = \frac{l_{\text{scat}}}{1 - \langle \cos(\theta) \rangle} \quad (9)$$

(см., например, [9]). С учетом равенства (9) формула (8) можно придать вид

$$R \approx L \sqrt{1 - \frac{1}{3} \cdot \frac{L}{L_{\text{tr}}}}. \quad (10)$$

В [7] было найдено, что в месте расположения Байкальского нейтринного телескопа $L_{\text{tr}} = 643$ м. Столь большое значение транспортной длины связано с тем, что средний косинус угла рассеяния очень близок к 1 для сред, где преобладает рассеяние в направлении прямо вперед. Такая ситуация встречается не только при изучении распространения света в естественных водоемах, но и в различных биомедицинских исследованиях [10–21].

Рассмотрим диапазон расстояний $R \lesssim L_{\text{tr}}$. Выразим для этого случая из формулы (10) L как функцию R . Если попытаться точно разрешить соотношение (10) относительно величины R , получится очень сложное и громоздкое выражение. Вместо этого будем решать уравнение (10) методом последовательных приближений. Учтем, что мы рассматриваем диапазоны расстояний, не превосходящие транспортную длину, тогда отношение расстояний под квадратным корнем в (10) не превосходит 1, и это отношение умножается на множитель $1/3$ (также меньше 1). Поэтому в нулевом приближении можно

пренебречь этим вкладом, и формула (10) в нулевой итерации примет вид

$$R \approx L, \quad (11)$$

в следующем приближении подставим под корень в (10) вместо L полученное на предыдущем шаге приближение (11), тогда

$$R \approx L \sqrt{1 - \frac{1}{3} \cdot \frac{R}{L_{\text{tr}}}}, \quad (12)$$

что, в свою очередь, дает

$$L \approx \frac{R}{\sqrt{1 - \frac{1}{3} \cdot \frac{R}{L_{\text{tr}}}}} = \frac{R \sqrt{1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{R}{L_{\text{tr}}}}}{\left(\sqrt{1 - \frac{1}{3} \cdot \frac{R}{L_{\text{tr}}}} \right) \left(\sqrt{1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{R}{L_{\text{tr}}}} \right)} = \frac{R \sqrt{1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{R}{L_{\text{tr}}}}}{\sqrt{1 - \frac{1}{9} \left(\frac{R}{L_{\text{tr}}} \right)^2}}. \quad (13)$$

Множитель $\left(\frac{R}{L_{\text{tr}}} \right)^2$ под корнем в знаменателе этой формулы имеет второй порядок разложения, поэтому для формулы первого порядка им пренебрегают, и соотношение принимает вид

$$L \approx R \sqrt{1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{R}{L_{\text{tr}}}}. \quad (14)$$

Несложно показать, что ошибка здесь не превосходит $\frac{1}{2} \left(\frac{R}{3L_{\text{tr}}} \right)^2 = \frac{1}{18} \left(\frac{R}{L_{\text{tr}}} \right)^2$. Таким образом, даже

для самых больших допустимых расстояний $R = L_{\text{tr}}$ погрешность полученной формулы не превосходит 6%. К тому же надо учесть, что для $L_{\text{tr}} = 634$ м и для $l_{\text{abs}} = 20$ м на расстоянии $R = L_{\text{tr}}$ от источника практически не будет видно рассеянного света из-за почти полного его поглощения. Поэтому на практике ограничиваются гораздо более скромными расстояниями R ; обычно $R = (5 \div 10)l_{\text{abs}} (< 200$ м для нашего случая). Тогда величина погрешности будет равна $\frac{1}{18} \left(\frac{R}{L_{\text{tr}}} \right)^2 = \frac{1}{18} \left(\frac{200}{643} \right)^2 = 0,005 = 0,5\%$, что, несомненно, является очень хорошим результатом.

Формула (14) связывает средний путь L , пройденный фотонами от источника до детектора, с расстоянием R между источником и приемником. Вероятность того, что фотон дойдет до приемника и не будет поглощен в среде, равна

$$P = \exp(-L/l_{\text{abs}}). \quad (15)$$

Тогда с учетом формул (14) и (15) для интенсивности света в точке наблюдения для диапазона расстояний $R \lesssim L_{\text{tr}}$ в рамках сделанных приближений получаем:

$$I(R) = \frac{Q_0}{4\pi R^2} \exp\left(-R \sqrt{1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{R}{L_{\text{tr}}}} / l_{\text{abs}}\right), \quad (16)$$

где Q_0 — мощность источника света. Если бы рассеяния в среде не было, то интенсивность света в точке наблюдения описывалась бы формулой

$$I_0(R) = \frac{Q_0}{4\pi R^2} \exp(-R/l_{\text{abs}}). \quad (17)$$

На рис. 1 показан график отношения $I(R)/I_0(R)$ как функции расстояния от источника для $l_{\text{abs}} = 20$ м, $l_{\text{scat}} = 22,5$ м, $L_{\text{tr}} = 643$ м (см. выше). Видно, что, хотя на малых расстояниях $I(R)$ не сильно отличается от $I_0(R)$, для расстояний $R \geq 60$ м интенсивность света в точке наблюдения становится ощутимо меньше, чем $I_0(R)$, и учет рассеяния приводит к неправильной оценке амплитуды светового сигнала.

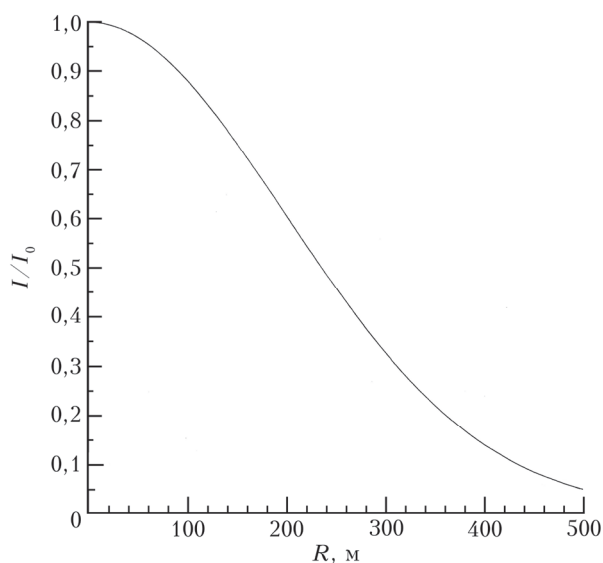


Рис. 1. Отношения $I(R)/I_0(R)$ как функция расстояния от источника

На рис. 2 приведен результат расчета для времени задержки прихода фотонов в точку наблюдения по сравнению со случаем, когда рассеяние отсутствует:

$$\Delta t = (L - R)/c_w = (R \sqrt{1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{R}{L_{\text{tr}}}} - R)/c_w \quad (18)$$

($c_w = 225407863$ м/с — скорость света в воде).

Из рис. 2, в частности, видно, что на расстоянии $R = 60$ м от источника света задержка во времени прихода фотонов составляет 4 нс, причем эта задержка очень быстро возрастает при увеличении R . Так, например, на расстоянии $R = 100$ м от источника задержка во времени прихода фотонов составляет $\Delta t = 11,4$ нс, а при $R = 150$ м — $\Delta t = 25,4$ нс. Следовательно, ошибка в восстановлении положения источника света составляет 1; 2,5 и 6 м. Выполненные в настоящей работе расчеты показывают, что применение формул (16) и (18) позволяет гораздо лучше описать амплитуды сигнала и распределение времен задержки фотонов в байкальском эксперименте.

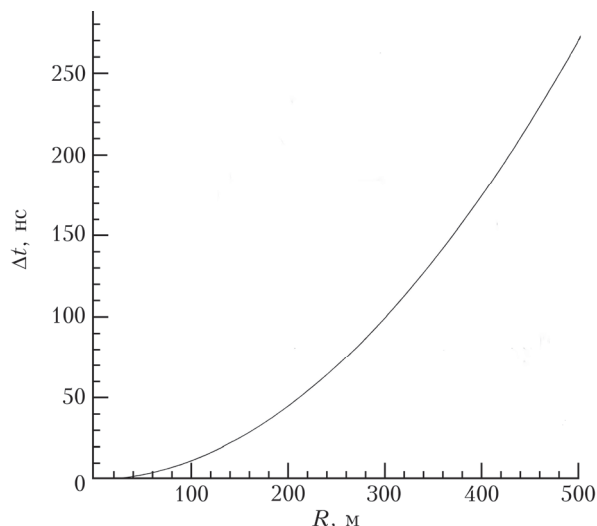


Рис. 2. Время задержки прихода фотонов в точку наблюдения как функция расстояния от источника

Из (16) и (18) очевидно, что для расчета интенсивности и времени прихода фотонов в точку наблюдения не требуется знание индикатрисы рассеяния, вместо этого можно ограничиться интегральными характеристиками рассеяния: средним косинусом угла рассеяния или транспортной длиной, связанной со средним косинусом и длиной рассеяния соотношением (9). Это обстоятельство заметно упрощает расчет светового поля на различных расстояниях от источника света.

Для случая преобладающего в направлении прямо вперед рассеяния предложен аналитический подход, позволяющий описать световое поле точечного изотропного источника света с помощью интегральных характеристик, таких как длина поглощения l_{abs} и транспортная длина L_{tr} . Преимущество предлагаемого подхода в том, что он позволяет рассчитать интенсивность света на разных расстояниях от источника, а также задержку во времени прихода фотонов, связанную с удлинением их пути в результате рассеяния, без явного использования всей индикатрисы рассеяния, получение которой часто бывает связано со значительными экспериментальными трудностями (см. [6]). Этот подход был применен для расчета светового поля и времен прихода фотонов в точку наблюдения для глубинной воды оз. Байкал в месте расположения Байкальского нейтринного телескопа и может с успехом использоваться в других ситуациях.

1. Belolaptikov I.A., Bezrukov L.B., Borisovets B.A., Budnev N.M., Bugaev E.V., Chensky A.G., Danilchenko I.A., Djilkibaev J.-A.M., Dobrynin V.I., Domogatsky G.V., Donskykh L.A., Doroshenko A.A., Dudkin G.N., Egorov V.Yu., Fialkovsky S.V., Garus A.A., Gaponenko O.N., Golikov A.V., Gress O.A., Gress T.A., Gushtan M.N., Heller R., Kabikov V.B., Heukenkamp H., Karle A., Klabukov A.M., Klimov A.I., Klimushin S.I., Koshechkin A.P., Krabi J., Kulepov V.F., Kuzmichov L.A., Lanin O.Yu., Lopin A.L., Lubsandorzhiev B.K., Milenin M.B., Mikolajski T., Mirgazov R.R.,

- Moroz A.V., Moseiko N.I., Nemchenko M.N., Niki-forov S.A., Ogievetsky N.V., Osipova E.A., Padu-senko A.N., Panfilov A.I., Parfenov Yu.V., Pav-lov A.A., Petukhov D.P., Pocheikin K.A., Pokhil P.G., Pokolev P.A., Rosanov M.I., Rubzov V.Yu., Rzhest-shitski A.V., Sinegovsky S.I., Sokalski I.A., Spie-riing Ch., Streicher O., Sumanov A.A., Tanko L., Thon T., Tarashanski B.A., Trofimenko I.I., Wie-busch Ch., Wischnewski R., Zurbanov V.L. The Baikal underwater neutrino telescope: Design, performance and first results // *Astr. Phys.* 1997. V. 7. P. 263–282.
2. Aynutdinov V.M., Balkanov V.A., Belolaptikov I.A., Bezrukov L.B., Borschev D.A., Budnev N.M., Burmi-strov K.V., Danilchenko I.A., Davidov Ya.I., Domo-gatsky G.V., Doroshenko A.A., Dyachok A.N., Dzhil-kibaev Zh.A.M., Fialkovsky S.V., Gaponenko O.N., Golubkov K.V., Gress O.A., Gress T.I., Grishin O.V., Klabukov A.M., Klimov A.I., Kochanov A.V., Koni-shev K.V., Koshechkin A.P., Kulepov V.F., Kuzmi-chev L.A., Kuznetsov Vy.E., Lubsandorzhiev B.K., Mikheyev S.P., Mikolajski T., Milenin M.B., Mirga-zov R.R., Osipova E.A., Panfilov A.I., Pan'kov G.I., Parfenov Yu.V., Pavlov A.A., Petukhov D.P., Pliskov-sky E.N., Pokhil P.G., Poleschuk V.A., Popova E.G., Prosin V.V., Rosanov M.I., Rubzov V.Yu., Shaibo-nov B.A., Shirokov A.V., Spiering Ch., Tarashan-sky B.A., Vasiliev R.V., Wischnewski R., Yashin I.V., Zhukov V.A. The Baikal neutrino telescope // *Phys. At. Nucl.* 2006. V. 69, N 11. P. 1914–1921.
 3. Aynutdinov V., Avrorin A., Balkanov V., Belolapti-kov I., Budnev N., Danilchenko I., Domogatsky G., Doroshenko A., Dyachok A., Dzhilkibaev Zh.A., Fial-kovsky S., Gaponenko O., Golubkov K., Gress O., Gress T., Grishin O., Klabukov A., Klimov A., Kocha-nov A., Konischev K., Koshechkin A., Kuzmichev L., Kulepov V., Middell E., Mikheyev S., Milenin M., Mirgazov R., Osipova E., Pan'kov G., Panfilov A., Pe-tukhov D., Pliskovsky E., Pokhil P., Poleschuk V., Popova E., Prosin V., Rozanov M., Rubzov V., Sheifler A., Shoibonov B., Shirokov A., Spiering Ch., Tarashansky B., Wischnewski R., Yashin I., Zhukov V. Search for relativistic magnetic monopoles with the Baikal Neutrino Telescope // *Astrophys. J.* 2008. V. 29. P. 366–372.
 4. BAIKAL Collaboration, Status of the Baikal-GVD Neu-trino Telescope // *EPJ Web of Conferences.* 2019. V. 207. P. 01003. URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201920701003>.
 5. Гапоненко О.Н., Миргазов Р.Р., Таращанский Б.А. Определение первичных гидрооптических характери-стик по световому полю точечного источника // *Оп-тика атмосфер. и океана*, 1996. Т. 9, № 8. С. 1069–1076.
 6. Таращанский Б.А., Гапоненко О.Н., Добрынин В.И. Измерение индикатрисы рассеяния по световому по-лю источника с широкой диаграммой направленности // *Оптика атмосфер. и океана*. 1994. Т. 7, № 11–12. С. 1508–1515.
 7. Гапоненко О.Н. К вопросу определения интегральных характеристик рассеяния // *Оптика и спектроскоп.* 2020. Т. 128, № 5. С. 627–630.
 8. Кутель Ч. Статистическая термодинамика. М.: Наука, 1977. 336 с.
 9. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в слу-чайной-неоднородных средах. М.: Мир, 1981. Т. 1.
 10. O'Sullivan T.D., Cerussi A.E., Cuccia D.J., Trom-berg B.J. Diffuse optical imaging using spatially and temporally modulated light // *J. Biomed. Opt.* 2012. V. 17. P. 071 311–1–14.
 11. Mutyal N., Radosevich A., Gould B., Rogers J.D., Go-mes A., Turzhitsky V., Backman V. A fiber optic probe de-sign to measure depth-limited optical properties in-vivo with Low-coherence Enhanced Backscattering (LEBS) spect-roscopy // *Opt. Express.* 2012. V. 20. P. 19 643–19 657.
 12. Зимняков Д.А., Ювченко С.А., Исаева А.А., Исае-ва Е.А., Ушакова О.В. Анизотропия рассеяния света вспененными жидкостями // *Оптика и спектроскоп.* 2018. Т. 125, № 5. С. 699–707.
 13. Братченко И.А., Захаров В.П. Приближенный метод расчета распределения энергии оптического излучения в многократно рассеивающих средах // *Компьютер-ная оптика*. 2008. Т. 32, № 4. С. 370–374.
 14. Reyes Coronado A., Garsia-Vlenzuela A., Sanchez-Pe-rez C., Barrera R.G. Measurement of the effective re-fractive index of a turbid colloidal suspension using light refraction // *N. J. Phys.* 2005. V. 7. P. 89.
 15. Петтикова В.М., Третьяков Е.В., Шувалов В.В. Устойчивость фазовой функции Хенъи–Гринштейна и быстрое интегрирование по путям в условиях много-кратного рассеяния света // *Квант. электрон.* 2006. Т. 36, № 11. С. 1039–1042.
 16. Тимофеев А.М. Расчет поля излучения в полупро-зрачной среде с учетом падающего коллимированного излучения // *Теплофизика и аэромеханика*. 2012. Т. 19, № 1. С. 67–74.
 17. Кузьмин В.Л., Романов В.П. Когерентные эффекты при рассеянии света в неупорядоченных системах // *Успехи физ. наук*. 1996. Т. 166, № 3. С. 247–278.
 18. Копилевич Ю.И., Кононенко М.Е., Задорожная Е.И. Влияние индикатрисы рассеяния вперед на характери-стики светового пучка в морской воде // *Оптический журн.* 2010. Т. 77, № 10. С. 10–14.
 19. Северов Д.А. Об ослаблении потока солнечной корот-коволновой радиации, поглощаемой земной поверхно-стью, при инъекции в стратосферу серникозлотного аэрозоля // *Фундаментальная и прикладная клима-тология*. 2016. № 2. С. 38–54.
 20. Везо О.С., Войтылов А.В., Войтылов В.В., Пет-ров М.П., Трусов А.А. Исследования рассеяния и реф-ракции света в водных дисперсных системах дето-национного алмаза // *Оптика и спектроскоп.* 2018. Т. 125, № 6. С. 778–785.
 21. Маньковский В.И. Параметры индикатрис рассеяния света в тропических водах атлантического океана // *Оптика атмосфер. и океана*. 2018. Т. 31, № 8. С. 634–639; *Mankovsky V.I. Parameters of scattering phase functions in tropical Atlantic waters // Atmos. Ocean.* 2018. V. 31, N 6. P. 604–610.

O.N. Gaponenko. The calculation of the spatiotemporal light field of a point like isotropic source with the help of integral characteristics of scattering.

The spatiotemporal light field of a point like isotropic source is calculated with the help of integral characteristics of scattering. This approach has an ample advantage since it does not require the scattering function to be known for all possible angles, especially for small angles, where the measurement for media with the strong forward scattering is very difficult.