

Б.А. Таращанский, О.Н. Гапоненко, В.И. Добрынин

О МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ ПО СВЕТОВОМУ ПОЛЮ ИСТОЧНИКА С ШИРОКОЙ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ

Обсуждается возможность восстановления индикатрисы рассеяния по световому полю, создаваемому в однородной среде точечным источником с широкой диаграммой направленности. Рассматривается вопрос о влиянии погрешностей измерения яркости светового поля и показателя ослабления света в среде на точность восстановления индикатрисы. Приведены данные измерения углового распределения яркости на расстоянии 5 м от ламбертовского источника и восстановленная на их основе индикатриса рассеяния света водной средой оз. Байкал.

Одной из основных задач оптики является определение первичных оптических свойств среды (которые не зависят от условий освещения или наблюдения). К первичным гидрооптическим характеристикам относятся: показатели поглощения – κ , рассеяния – σ , ослабления – $\varepsilon = \kappa + \sigma$ и индикатриса рассеяния света – χ [1]. Измерения этих характеристик, как правило, производятся путем изучения структуры световых полей, создаваемых искусственными источниками излучения. Широкое распространение в оптических исследованиях океана получили точечные источники: изотропный, ламбертовский (косинусный) и узконаправленный [2].

В [3] был предложен метод измерения показателя поглощения при помощи изотропного источника света и измерителя полупространственной облученности. В [4, 5] обоснованы методы расчета κ и вероятности выживания кванта – $\Lambda = \sigma/\varepsilon$ по пространственно-угловому распределению яркости светового поля, формирующегося в морской среде при погружении в нее изотропного источника. Для вычисления Λ по методу [5] требуется дополнительная информация об индикатрисе рассеяния.

<Стандартная> методика измерения индикатрисы заключается в фотометрировании рассеянного излучения под углом γ к направлению падающего узконаправленного пучка света [2]. В данной работе изучается возможность восстановления $\chi(\gamma)$ по угловому распределению яркости светового поля точечного источника с широкой диаграммой направленности. Соответствующая задача для изотропного источника исследована в предшествующей работе [6].

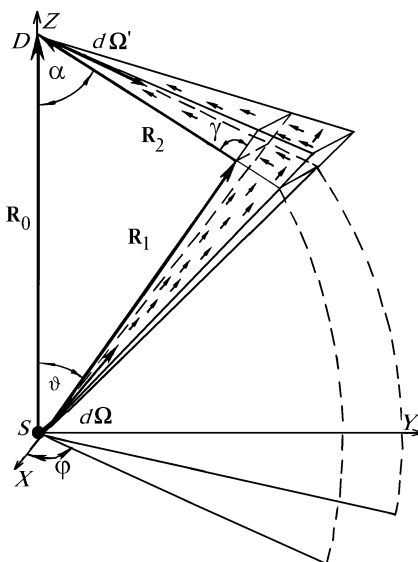


Рис. 1. Система координат. S – источник света, D – фотоприемник, $d\Omega$ – направление испускания фотона, $d\Omega'$ – направление наблюдения, ϑ , γ , α – полярные углы испускания, рассеяния и наблюдения, φ – азимут

Рассмотрим условия распространения света и предположения, использованные при получении формул. Для описания пространственной структуры светового поля точечного источника введем систему координат, представленную на рис. 1. Источник монохроматического излучения (S) поместим в начало координат. На расстоянии R_0 от источника расположен фотоприемник D , имеющий площадь $S_D \ll R_0^2$ и апертурный угол $\Omega_D \ll 4\pi$, ориентированный в направлении $d\Omega'$. Максимум излучения источника совпадает с направлением на фотоприемник, а его угловая характеристика описывается известной функцией $-F(\vartheta)$. Фотон, испущенный источником в направлении $d\Omega$, на расстоянии R_1 претерпевает рассеяние на угол γ и до попадания на фотоприемник дополнительно проходит расстояние R_2 .

Для количественного описания светового поля определим величину плотности потока фотонов B_p через элемент площади dS , перпендикулярный к направлению элементарного телесного угла $d\Omega$ в момент времени t :

$$B_p = dN_p / (dt dS d\Omega), \quad (1)$$

здесь N_p – число фотонов.

Далее B_p будем называть яркостью, поскольку для монохроматического излучения она связана с энергетической яркостью излучения B_e простым соотношением [2]: $B_p = B_e / h\nu$, где $h\nu$ – энергия кванта.

Можно показать, что угловое распределение яркости рассеянного излучения в приближении однократного рассеяния будет равно

$$B_{p1}(R_0, \alpha) = (I_0 / 4\pi R_0^2) (\sigma R_0) (1/\sin \alpha) \int_0^{\pi-\alpha} \chi(\alpha + \vartheta) \exp[-\varepsilon R(\alpha, \vartheta)] F(\vartheta) d\vartheta. \quad (2)$$

Здесь I_0 – интенсивность источника,

$$R(\alpha, \vartheta) = R_1 + R_2 = R_0(\sin \alpha + \sin \vartheta) / \sin(\alpha + \vartheta)$$

– путь фотонов от источника до приемника излучения. Результат не зависит от азимутального угла ϕ ввиду осевой симметрии.

Приведем выражения угловых характеристик

$$F(\vartheta) = 1/4\pi$$

– для изотропного источника и

$$F(\vartheta) = \begin{cases} \cos \vartheta / \pi & \text{при } \vartheta \leq \pi/2 \\ 0 & \text{при } \vartheta > \pi/2 \end{cases}$$

– для ламбертовского источника.

Уравнение (2) имеет простой физический смысл: в случае однократного рассеяния поле излучения в направлении $d\Omega'$ формируется из фотонов, рассеянных на углы $\alpha \leq \gamma = (\alpha + \vartheta) \leq \pi$ ($0 \leq \vartheta \leq \pi - \alpha$); вероятность рассеяния на единичной длине траектории фотона определяется показателем рассеяния в данном направлении – $\sigma(\gamma) = \sigma \chi(\gamma) / 4\pi$; а так как в среде происходит ослабление излучения, вклад отдельного акта рассеяния взят с весом $\exp[-\varepsilon R(\alpha, \vartheta)]$; множитель $(\sin \alpha)^{-1}$ появляется в результате перехода от потока рассеянных фотонов к яркости – плотности потока в единичном телесном угле – $d\Omega' = \sin \alpha d\alpha d\phi$.

Поток фотонов через фотоприемник равен (1)

$$\dot{N}_p = \frac{dN_p}{dt} = \int \int_{S_D \Omega_D} B_p(R_0, \alpha) d\Omega' dS. \quad (4)$$

Для углов α , при которых $\sin\alpha \gg \Delta\alpha$ ($2\Delta\alpha$ – апертурный угол фотоприемника), можно ограничиться простой оценкой интегралов (4), считая подынтегральную функцию постоянной на малых интервалах: $\Omega_D/4\pi \ll 1$, $S_D/R_0^2 \ll 1$. Внесем коэффициенты, не зависящие от угловой координаты α в множитель $\dot{N}_0 = I_0(\sigma R_0) (\Omega_D/4\pi)(S_D/R_0^2)$. Тогда с учетом (2) и (4) получим

$$\dot{N}_p(\alpha) \sin\alpha = \dot{N}_0 \int_0^{\pi-\alpha} \chi(\alpha + \vartheta) \exp[-\varepsilon R(\alpha, \vartheta)] F(\vartheta) d\vartheta. \quad (5)$$

Отсюда видно, что индикатриса $\chi(\gamma = \alpha + \vartheta)$ может быть найдена из экспериментальных данных $\dot{N}_p(\alpha)$ путем решения интегрального уравнения. Константу \dot{N}_0 довольно сложно получить непосредственно из эксперимента, однако она не входит в окончательный результат благодаря условию нормировки индикатрисы:

$$\int_{4\pi} \chi(\Omega) d\Omega = 2\pi \int_0^\pi \chi(\gamma) \sin(\gamma) d\gamma = 1.$$

Для решения уравнения (5) перейдем от непрерывных переменных α и ϑ к дискретным: $\alpha_k = k h$ и $\vartheta_l = l h$ ($k, l = 0, \dots, n-1$; $h = \pi/n$). Произведем замену интеграла конечной суммой (метод прямоугольников), и вынеся слагаемое с $\vartheta_{l=0}$ в левую часть уравнения, получим:

$$\chi(\alpha_k) = \left\{ f(\alpha_k)/h - \sum_{l=1}^{n-(k+1)} \chi(\alpha_k + \vartheta_l) \exp[-\varepsilon R(\alpha_k, \vartheta_l)] F(\vartheta_l) \right\} \exp(\varepsilon R_0)/F(0), \quad (6)$$

где $f(\alpha) = (\dot{N}_p(\alpha) / \dot{N}_0) \sin\alpha$.

Как следует из уравнения (6), значение индикатрисы в точке α_k может быть вычислено по известному из эксперимента потоку фотонов $\dot{N}_p(\alpha)$ при $\alpha = \alpha_k$, а также по значениям индикатрисы в точках $\alpha_{k+1}, \dots, \alpha_{n-1} = \pi - h \approx \pi$. Для начала рекуррентного процесса необходимо знать индикатрису в единственной точке, при $\alpha = \pi$. Используя уравнение (5), найдем

$$\chi(\pi) = -\exp(\varepsilon R_0) \lim_{\alpha \rightarrow \pi-0} (\partial f / \partial \alpha) / F(0),$$

а с ним и решение исходной задачи.

Необходимо отметить, что уравнение (5) относится к классу некорректных интегральных уравнений. Это означает, что небольшие изменения вида функции $f(\alpha)$ могут привести к значительному изменению решения $\chi(\gamma)$. Точность вычислений по формуле (6) возрастает при уменьшении шага h . В то же время для малых значений h становится существенной погрешность измерений $\dot{N}_p(\alpha)$ и появляется необходимость в выборе оптимального шага. Данный метод нахождения $\chi(\gamma)$ является устойчивым. Небольшое отклонение в одном из значений $\chi(\alpha_m)$ (при $k < m < n$ не приведет к значимому изменению индикатрисы в точке α_k , поскольку $\chi(\alpha_k)$ в формуле (6) вычисляется как сумма многих слагаемых одного порядка.

Для иллюстрации предлагаемого нами метода восстановления индикатрисы воспользуемся данными работы [4]. В ней приведены угловые распределения яркости $B_\varepsilon(R, \alpha)$ на расстояниях $10 \leq R \leq 115$ м от изотропного источника света. Измерения проводились в северо-восточной части Черного моря на глубине 100 м. Для тех же вод в [4] приводятся данные измерений индикатрисы $\chi_{bs}(\gamma)$ для ряда углов γ .

Измеренная $\chi_{bs}(\gamma)$ и рассчитанная по формуле (6) $\chi_2(\gamma)$ ($R_0 = 10$ м и $\varepsilon = 0,12$ м⁻¹) индикатрисы приведены на рис. 2.

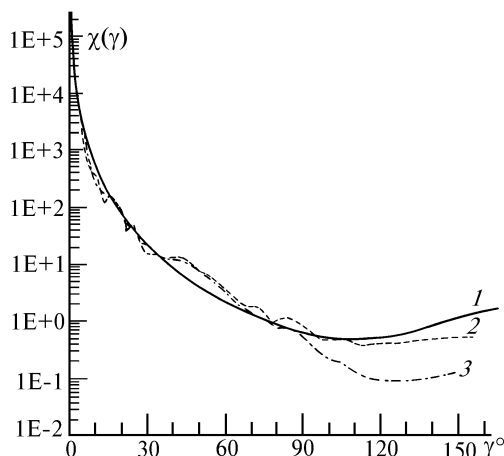


Рис. 2. Индикатриса рассеяния в относительных единицах (северо-восточная часть Черного моря). 1 – результат непосредственного измерения индикатрисы [4], 2 – индикатриса, рассчитанная по угловому распределению яркости светового поля, создаваемого в среде при погружении в нее изотропного источника. Результаты измерений яркости из [4], (метод расчета приведен в тексте), 3 – расчет индикатрисы по тем же данным на основе метода из [7]

Там же изображена индикатриса, полученная путем дифференцирования поля яркости изотропного источника по углу α [7]:

$$\chi_1(\gamma) = - \left[\frac{\partial \{B_e(R_0, \alpha) \sin \alpha\}}{\partial \alpha} \right]_{\alpha=\gamma} \quad (7)$$

В [7] используется свойство высокой направленности индикатрис естественных водоемов. В этом случае различия в траекториях фотонов становятся несущественными ($R(\alpha, \vartheta) \simeq R_0$) и формула (7) может быть получена (с точностью до нормировочного множителя) непосредственно из (5). Область применения метода (7) ограничена углами $\gamma < 30^\circ$ [7]. Мы же для сравнения двух методов расчета приводим $\chi_1(\gamma)$ во всем диапазоне.

Ввиду разной нормировки измеренной и расчетных индикатрис было произведено их масштабирование. При этом значения расчетных индикатрис домножались на коэффициенты $m_{1,2}$, определяемые из выражения

$$m_{1,2} = (1/n) \sum_{i=1}^n \chi_{bs}(\gamma_i) / \chi_{1,2}(\gamma_i),$$

где суммирование производится по области углов $4,5^\circ \leq \gamma_i \leq 95^\circ$.

Как видно из рис. 2, имеется неплохое соответствие между $m_{1,2} \chi_{1,2}(\gamma)$ и $\chi_{bs}(\gamma)$. Так, при изменении индикатрисы примерно на 4 порядка ($\chi_{bs}(4,5^\circ) / \chi_{bs}(95^\circ) \simeq 6 \cdot 10^3$) средние по интервалу $4,5^\circ \div 95^\circ$ относительные отклонения расчетных значений от данных измерений

$$\delta_{1,2} = \frac{1}{m_{1,2}} \sqrt{(1/n) \sum_{i=1}^n [\chi_{bs}(\gamma_i) / \chi_{1,2}(\gamma_i) - m_{1,2}]^2}$$

не превышают 30%.

Поскольку погрешность измерений яркости на малых углах довольно велика ($\simeq 20\%$), а индикатриса измерена с погрешностью не менее 10% [4], такое согласие между экспериментальной и рассчитанными по полю яркости индикатрисами можно признать удовлетворительным.

Сравнение вида функций $\chi_1(\gamma)$, $\chi_2(\gamma)$ и $\chi_{bs}(\gamma)$ показывает, что первый и второй методы имеют одинаковую точность восстановления при $\gamma \leq 90^\circ$ (расширение области применения формулы (7) для χ_1 до 90° , по-видимому, обусловлено высокой направленностью <черноморской> индикатрисы). Предлагаемый в данной работе метод (χ_2) значительно лучше описывает поведение $\chi_{bs}(\gamma)$ в области углов $\gamma > 90^\circ$.

Развитый выше подход был применен нами к исследованию индикатрис байкальской воды.

В рамках работ по изучению условий глубоководной регистрации элементарных частиц на оз. Байкал проводились измерения оптических характеристик водной среды озера [7–9]. В одном из экспериментов исследовалось угловое распределение яркости на расстоянии 5 м от ламбертовского источника. Измерения проводились на глубине 1000 м в южно-байкальской котловине, на удалении 3,5 км от берега (месте расположения нейтринного детектора), где водная среда оптически однородна.

Конструкция прибора и источника света, а также их характеристики подробно описаны в [8]. Для измерений яркости светорассеивающий коллектор, расположенный перед иллиминатором прибора и используемый в измерениях κ , был заменен на систему из двух плоских зеркал. Сканирование по углу α с шагом $0,5^\circ$ обеспечивалось вращением одного из зеркал. Поворот осуществлялся посредством храпового механизма с электромагнитным приводом. Апертурный угол фотоприемника при помощи коллиматора был ограничен значением $\Delta\alpha = 0,5^\circ$.

Линейный динамический диапазон фотоприемника (ФЭУ-130 в режиме счета фотонов) и измерительного тракта значительно уже диапазона изменения яркости рассеянного света. Поэтому при двух значениях угла α ($2,5^\circ$ и 9°) было произведено ступенчатое увеличение яркости источника. В этих точках определялись коэффициенты пересчета, которые использовались в дальнейшем для построения гладкой функции $B(\alpha)$.

В эксперименте измерялось число однофотозлектронных импульсов $N_{pe}(\alpha)$, возникающих на аноде ФЭУ за время $\tau = 10$ с. Скорость счета фотоэлектронов $\dot{N}_{pe}(\alpha) = N_{pe}(\alpha)/\tau$ пропорциональна потоку фотонов, распространяющихся в водной среде в заданном направлении:

$$\dot{N}_{pe}(\alpha) = W \eta K \dot{N}_p(\alpha), \quad (8)$$

где K – произведение коэффициентов отражения зеркал, пропускания иллиминатора и светофильтра; η – квантовый выход фотокатода ФЭУ для данной длины волны света; W – вероятность регистрации фотоэлектрона.

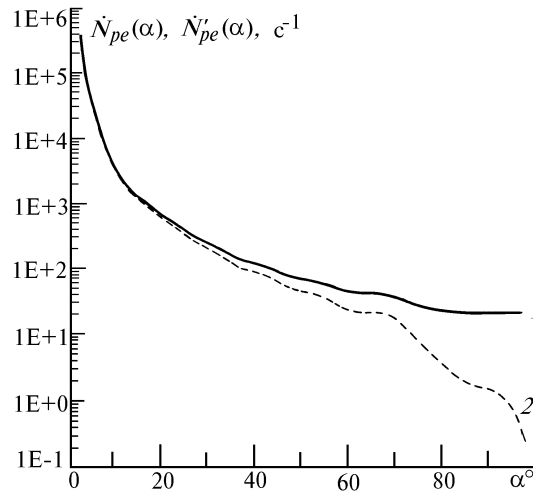


Рис. 3. Угловое распределение яркости на расстоянии 5 м от ламбертовского источника света (оз. Байкал, глубина 1000 м). 1 – измеренная скорость счета однофотозлектронных импульсов ФЭУ-130 $\dot{N}_{pe}(\alpha)$, 2 – расчетные значения $\dot{N}'_{pe}(\alpha)$

Погрешность измерений $\dot{N}_{pe}(\alpha)$ возникает из-за временной нестабильности измерительного тракта и яркости источника, статистических флуктуаций N_{pe} , разъюстировки оптической системы, погрешности при определении коэффициентов пересчета. По нашим оценкам, относительная ошибка измерений $\dot{N}_{pe}(\alpha)$, обусловленная этими причинами, не превышает 5% для $\alpha < 100^\circ$, что соответствует погрешности восстановления $\chi(\gamma) \leq 20\%$.

Результат измерений $\dot{N}_{pe}(\alpha)$ приведен на рис. 3. Для данного распределения по формуле (6) была рассчитана индикатриса рассеяния света байкальской водой $\chi_{0,в}(\gamma)$. Затем значения индикатрисы подставлялись в уравнение (5) и вычислялся поток рассеянного излучения $\dot{N}'_{pe}(\alpha)$. Согласно (8) определялась ожидаемая скорость счета импульсов ФЭУ $\dot{N}'_{pe}(\alpha)$.

Различие расчетных значений \dot{N}'_{pe} и экспериментальных данных \dot{N}_{pe} дает оценку погрешности восстановления индикатрисы. Как видно из рис. 3, имеется достаточно хорошее соответствие между $\dot{N}_{pe}(\alpha)$ и $\dot{N}'_{pe}(\alpha)$ в широком диапазоне углов $\alpha \lesssim 70^\circ$.

При $\alpha > 100^\circ$ суммарная скорость счета импульсов ФЭУ \dot{N}_i даже при максимальной яркости источника становится сравнимой \dot{N}_{dc} – скоростью счета импульсов темнового тока ФЭУ. Относительная ошибка определения \dot{N}_{pe} при этом резко возрастает, поскольку $\dot{N}_{pe} = \dot{N}_i - \dot{N}_{dc}$. В эксперименте значения $\dot{N}_{pe}(\alpha)$ были измерены с необходимой точностью лишь до $\alpha = 100^\circ$. При расчете индикатрисы было принято $f(\alpha_k) = 0$ при $\alpha_k > 100^\circ$. В результате этого функция $f(\alpha)$ оказалась разрывной. Ее аномальное поведение на краю интервала повлияло на результат конкретной численной процедуры (6), чем и объясняется существующее расхождение \dot{N}_{pe} и \dot{N}'_{pe} при $\alpha \lesssim 70^\circ$. С удалением от точки разрыва разность $(\dot{N}_{pe} - \dot{N}'_{pe})$ быстро уменьшается, что служит иллюстрацией упоминавшейся выше устойчивости решения.

Индикатриса рассеяния байкальской воды (26 марта 1988 г., in situ, $H = 1000$ м, $\lambda = 497$ нм, $\varepsilon = 0,08\text{м}^{-1}$)

$\gamma, ^\circ$	$\chi(\gamma), \text{cp}^{-1}$	$\gamma, ^\circ$	$\chi(\gamma), \text{cp}^{-1}$	$\gamma, ^\circ$	$\chi(\gamma), \text{cp}^{-1}$
2	$1,5 \cdot 10^2$	10	$8,9 \cdot 10^{-1}$	50	$1,6 \cdot 10^{-2}$
3	$3,6 \cdot 10^1$	15	$1,9 \cdot 10^{-1}$	60	$9,2 \cdot 10^{-3}$
4	$1,2 \cdot 10^1$	20	$1,2 \cdot 10^{-1}$	70	$6,5 \cdot 10^{-3}$
5	$7,5 \cdot 10^0$	25	$7,6 \cdot 10^{-2}$	80	$4,7 \cdot 10^{-3}$
6	$5,4 \cdot 10^0$	30	$5,3 \cdot 10^{-2}$	90	$3,4 \cdot 10^{-3}$
7	$3,6 \cdot 10^0$	35	$3,8 \cdot 10^{-2}$	100	$2,8 \cdot 10^{-3}$
8	$2,3 \cdot 10^0$	40	$2,8 \cdot 10^{-2}$	–	–
9	$1,5 \cdot 10^0$	45	$2,2 \cdot 10^{-2}$	–	–

В таблице приведены значения индикатрисы рассеяния байкальской воды, рассчитанные по угловому распределению яркости на расстоянии 5 м от ламбертовского источника. Индикатриса нормирована на единицу в интервале $2^\circ \leq \gamma \leq 100^\circ$.

Для расчета $\chi(\gamma)$ по формуле (6) помимо $N_p(\alpha)$ необходимо знать показатель ослабления ε . По данным работы [8] для оз. Байкал на глубине 1000 м характерное значение ε равно $0,08\text{ м}^{-1}$. Численное моделирование дает слабую зависимость индикатрисы от конкретного значения ε в окрестности этой величины (изменения $\chi(\gamma)$ в (6) для малых изменений ε компенсируются при нормировке). Поэтому замена ε на любую ее оценку $\tilde{\varepsilon}$ при их различии, например в 30%, приводит не более чем к 10%-му изменению индикатрисы для углов $\gamma \leq 100^\circ$.

Результаты, изложенные в данной статье, получены в приближении однократного рассеяния. В общем случае выражение (2) можно рассматривать как первый член разложения яркости по числу последовательных однократных перерассеиваний. Необходимым условием применения приближения первого порядка является малость параметра разложения $\sigma R_0 \ll 1$. В проведенном эксперименте значение параметра оценивается как $\sigma R_0 \approx 0,2$. Согласно [7] поправка на многократное рассеяние, рассчитанная по методу Монте-Карло, не превышает 10% для углов γ от 0 до 30° .

Учет влияния многократного рассеяния на поведение $\chi(\gamma)$ при больших углах γ и получение более точной оценки ε (по пространственно-угловому распределению яркости рассеянного излучения) является предметом наших дальнейших исследований.

1. Гидрооптические характеристики (термины и определения). ГОСТ 19210 – 73. М.: Госстандарт, 1974. 10 с.
2. Оптика океана. В 2 т. Т. 1. Физическая оптика океана / Отв. ред. А.С. Монин. М.: Наука, 1983. 372 с.
3. Bauer D., Brun-Cattan C., Saliot A. // Cah. Oceanogr. 1971. V. 23. №9. P. 841–858.
4. Пелевин В.Н., Прокудина Т.М. // Оптика океана и атмосферы. М.: Наука, 1972. С. 148–157.
5. Прокудина Т.М., Пелевин В.Н. // Там же. С. 157–168.
6. Гапоненко О.Н., Добрынин В.И., Миргазов Р.Р., Почейкин К.А., Таращанский Б.А. // I Межреспубликанский симпозиум <Оптика атмосферы и океана>. (Тезисы докл.). Томск: Томский научный центр СО РАН, 1994. Ч. 1. С. 90–91.
7. Безруков Л.Б., Буднев Н.М., Таращанский Б.А. // Оптика моря и атмосферы. (Тезисы докл.). Красноярск: Институт физики им. Л.В. Киренского СО АН СССР, 1990. Ч.2. С. 10–11.
8. Безруков Л.Б., Буднев Н.М., Таращанский Б.А. // Океанология. 1990. Т. 30. №6. С. 1022–1026.
9. Безруков Л.Б., Буднев Н.М., Добрынин В.И. и др. // Докл. АН СССР. 1984. Т. 277. Т. 5. С. 1240–1244.
10. Васильева А.П., Тихонов Н.М. Интегральные уравнения. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. 156 с.
11. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. (Справочное пособие). Киев: Наукова думка, 1986. 542 с.

НИИ прикладной физики
при Иркутском государственном университете

Поступила в редакцию
25 июля 1994 г.

B. A. Tarashchansky, O. N. Gaponenko, V. I. Dobrynin. On a Method of Dispersion Index Measuring by the Light Field of the Source With Wide Directional Diagram.

A possibility is discussed to reconstruct the dispersion index by a light field of a point source with wide directional diagram in a homogeneous medium. Dependence of accuracy of the reconstruction on errors of measuring the light field brightness and extinction coefficient is treated. The data are presented of measuring of the angular distribution of brightness at a distance of 5 m from the Lambert source and the obtained value of the dispersion index of the Baikal Lake water.