

М.В. Кабанов

ФОРМУЛЫ ДЛЯ ПОТОКОВ ПРЯМОГО И РАССЕЯННОГО СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕЗОБЛАЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Институт оптического мониторинга СО РАН, Томск

Поступила в редакцию 23.11.98 г.

Принята к печати 11.12.98 г.

Получены аналитические формулы в приближении однократного рассеяния для приходящих (к земной поверхности) потоков солнечного излучения. Обсуждаются границы применимости полученных формул и возможные области их применения для безоблачной атмосферы. Отмечается перспективность по использованию формул для моделирования процессов переноса солнечного излучения в условиях малых изменений содержания атмосферного аэрозоля природного или антропогенного происхождения.

Введение

Перенос солнечного излучения в земной атмосфере является одним из определяющих факторов, формирующих тепловой баланс на различных высотах в атмосфере, включая приземный слой атмосферы. Строгое формальное описание баланса приходящей и уходящей солнечной энергии при этом осуществляется с помощью уравнений переноса излучения и включает учет таких физических процессов преобразования солнечного излучения, как поглощение атмосферными газами, тепловое излучение и свечение атмосферы, а также рассеяние атмосферным аэрозолем, облаками и подстилающей поверхностью [1].

Решение интегродифференциальных уравнений переноса солнечного излучения в атмосфере сопряжено с большими математическими трудностями. Только для отдельных частных случаев удается получить решение в аналитической форме. Для практически важных случаев решения получают численными методами, существенно развитыми в последние десятилетия [2], но обеспечивающими результаты расчетов для конкретного и ограниченного ряда атмосферно-оптических ситуаций. При таких расчетах выявление физических закономерностей переноса солнечного излучения при пространственно-временных изменениях атмосферных условий оказывается крайне затруднительным. Поэтому поиск приближенных, но гибких к изменениям атмосферных условий формул для потоков солнечного излучения остается актуальным и особенно важным для решения задач глобальных, региональных и локальных климатологических изменений [3].

Широкий диапазон атмосферно-оптических ситуаций в земной атмосфере по ее аэрозольному составу с достаточной четкостью разделяется на три основных типа ситуаций: безоблачная атмосфера, атмосфера со сплошной облачностью, атмосфера с переменной (разорванной) облачностью. При этом особенностью безоблачной атмосферы является относительно слабое ослабление солнечного излучения за счет рассеяния атмосферным аэрозолем, что позволяет надеяться на высокую точность формул в приближении однократного рассеяния. Ниже описываются вывод этих формул для приходящих потоков солнечного

излучения и оценка границ их применимости для безоблачной атмосферы. В основе нового подхода лежит последовательный расчет не только энергетического ослабления прямого солнечного излучения за счет молекулярного поглощения и рассеяния атмосферным аэрозолем, но и однократно рассеянного излучения с учетом его ослабления за счет более высоких кратностей рассеяния.

Исходные рассуждения

Предлагаемый нами подход к решению задач по переносу солнечного излучения в земной атмосфере является попыткой применения результатов теоретических и экспериментальных исследований по переносу в рассеивающих средах оптического излучения от различных типов источников (точечных, коллимированных, узких лазерных пучков и т. д.) методами физического моделирования. Эти результаты были обобщены в ряде монографий [4–6] и здесь привлечены нами для анализа приходящих потоков солнечного излучения в атмосфере. Главный физический результат упомянутых исследований состоит в том, что перенос оптического излучения в рассеивающих средах можно рассматривать и описывать последовательно:

1) для потока прямого излучения, ослабляемого в рассеивающей среде по экспоненциальному закону Бугера;

2) для потока однократно рассеянного излучения с частичным учетом двукратно рассеянного излучения, т.е. в приближении, которое мы называем приближением однократного рассеяния, а Исимару [7] называет первым приближением многократного рассеяния;

3) для потока многократно рассеянного излучения (с кратностью рассеяния 2-го и выше порядков), для которого на достаточно больших оптических глубинах из уравнений переноса излучения получают асимптотические формулы так называемого «глубинного режима» [8].

На рис. 1 приведены результаты экспериментальных исследований по затуханию каждого из выделенных выше потоков оптического излучения в лабораторных условиях с помощью специально разработанной методики измерений [9]. При полулогарифмическом масштабе на рис. 1 поток прямого излучения (кривая 1) описывается прямой линией

во всем диапазоне оптических толщ в соответствии с законом Бугера. Штриховая кривая 2 с максимумом при $\tau = 1$ описывает зависимость измеренного потока однократно рассеянного излучения от оптической толщи и соответствует формулам в приближении однократного рассеяния. Штриховая кривая 3 описывает зависимость измеренного потока многократно рассеянного излучения от оптической толщи. Продолжение кривых 1–3 экстраполировано точками в соответствии с ожидаемым ходом кривых в отсутствие фоновых помех при измерениях.

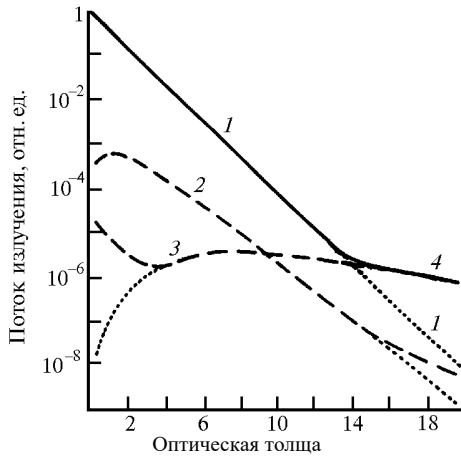


Рис. 1. Зависимость потоков прямого (1), однократно рассеянного (2) и многократно рассеянного (3) излучения от оптической глубины

Как видно из рис. 1, при выбранных экспериментальных условиях (пучок с диаметром 4 мм и с длиной волны 0,63 мкм, раствор молока в воде с коэффициентом ослабления $0,85 \text{ см}^{-1}$) только при оптических толщинах $\tau \geq 15$ поток многократно рассеянного излучения превышает поток прямого излучения и наблюдается отклонение затухания суммарного потока от экспоненциального (по закону Бугера). При этом измеренный поток однократно рассеянного излучения (кривая 2) оказывается заметно ниже, чем сплошная кривая 4 для измеренного суммарного потока излучения во всем диапазоне исследованных оптических толщ. Такое соотношение измеренных потоков прямого и рассеянного излучения по величине является результатом тех конкретных экспериментальных условий, которые были выбраны при измерениях. Однако выделение потоков прямого излучения, однократно рассеянного и многократно рассеянного излучений при общем описании переноса оптического излучения в рассеивающих средах представляется физически обоснованным, а принципиальная зависимость всех трех выделенных потоков излучения от оптической толщи – достаточно универсальной и не зависящей от условий переноса излучения, в том числе и для условий переноса солнечного излучения в земной атмосфере.

Формулы в приближении однократного рассеяния

Рассмотрим схему приходящих потоков солнечного излучения при зенитном угле Солнца θ на горизонтальную единичную площадку S (рис. 2).

Для расчета приходящего к площадке S потока прямого солнечного излучения достаточно проследить траекторию луча 1 на рис. 2. Рассматривая здесь и далее только случай слабо селективного ослабления за счет аэрозольно-

го ослабления и за счет возможного непрерывного поглощения атмосферными газами, воспользуемся законом Бугера. Тогда освещенность E_d на площадке S , создаваемая ослабленным (атмосферным слоем толщиной H) потоком солнечного излучения, определяется по формуле

$$E_d(\theta) = E_*(\theta) e^{-\tau m(\theta)}, \quad (1)$$

где $E_*(\theta)$ – освещенность, создаваемая потоком прямого солнечного излучения на верхней границе атмосферы (на высоте H); τ – интегральная оптическая толщина вертикального слоя атмосферы (от 0 до H). При этом оптическая толщина $\tau(h)$ элементарного слоя атмосферы dh определяется произведением $k(h) dh$, где $k(h)$ – коэффициент ослабления на высоте h . Функция $m(\theta)$ носит название функции Бемпорада и при пренебрежении сферичностью атмосферы $m(\theta) = 1/\cos \theta$ [5].

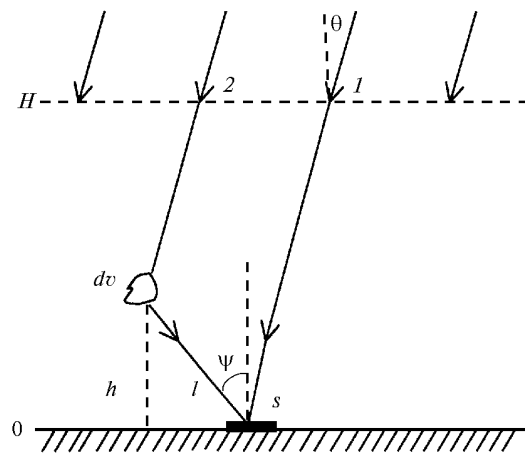


Рис. 2. Схема для расчета приходящих потоков солнечного излучения

Для расчета приходящего к площадке S потока однократно рассеянного солнечного излучения достаточно проследить траекторию луча 2 на рис. 2. Согласно теории однократного рассеяния [5] светимость элементарного объема dv равна

$$dI_{dv} = \frac{k_p(h)}{4\pi} f(\theta + \psi, h) E_*(\theta) e^{-k(h)(H-h)m(\theta)} dv, \quad (2)$$

где $k_p(h)$ – коэффициент рассеяния на высоте h ; $f(\theta + \psi, h)$ – индикатриса рассеяния на высоте h , а

$$dv = 2\pi l^2 \sin \psi d\psi dl. \quad (3)$$

Светимость элементарного объема dv обуславливает на площадке S дополнительную освещенность dE_s , равную

$$dE_s = \frac{dI_{dv}}{l^2} e^{-k(h)l} \cos \psi, \quad (4)$$

где $l = h/\cos \psi$, а h и ψ обозначены на рис. 1.

Для расчета суммарного потока однократно рассеянного излучения, попадающего на выбранную площадку, необходимо проинтегрировать (4) по двум независимым переменным h и ψ объема dv . При этом интегрирование по азимутальным углам относительно выбранной площадки S уже осуществлено в (2) с учетом независимости потока от

этих углов. Подставив (2) в (4) и выполнив очевидные сокращения, для суммарной освещенности, создаваемой однократно рассеянным излучением, получаем

$$E_s = \frac{E_*(\theta)}{2} \int_0^{\pi/2} \sin\psi \, d\psi \int_0^H k_p(h) f(\theta + \psi, h) e^{-k(h)(H-h)m(\theta)} \times e^{-k(h)h/\cos\psi} \, dh. \quad (5)$$

Интегрирование в (5) можно осуществить в предположении, что в рассматриваемом слое атмосферы индикатриса рассеяния $f(\theta + \psi)$ и коэффициенты рассеяния k не зависят от высоты h . Столь неприемлемое, на первый взгляд, предположение оправдывается тем, что полученную после интегрирования формулу далее легко обобщить на многослойную атмосферу с произвольными значениями этих параметров в каждом слое. С учетом сделанного допущения формула (5) после интегрирования приобретает следующий вид:

$$E_s = \frac{E_*(\theta)}{2} k_p e^{-\tau m(\theta)} \int_0^{\pi/2} f(\theta + \psi) \sin\psi \, d\psi \int_0^H e^{-khg(\theta, \psi)} \, dh, \quad (6)$$

где $\tau = kH$, а через $g(\theta, \psi)$ обозначена величина $[\sec\psi - m(\theta)]$, появившаяся в показателе экспоненты.

В безоблачной атмосфере доля рассеянного излучения становится сравнимой с долей прямого солнечного излучения только при оптических толщах $\tau = 6-7$ [10], а при малых зенитных углах Солнца θ оптическая толщина меньше единицы. Поэтому получаемую после интегрирования по h в (6) экспоненту можно разложить в ряд и с большой точностью ограничиться двумя членами ряда $e^{-x} = 1 - x + \dots$. Тогда для освещенности E_s получаем

$$E_s = E_*(\theta) e^{-\tau m(\theta)} \tau_p F(\theta), \quad (7)$$

где через $F(\theta)$ обозначен результат интегрирования индикатрисы рассеяния с сопутствующими множителями по ψ в (6), а $\tau_p = k_p H = \Lambda k H = \Lambda \tau$, $\Lambda = k_p/k$, $k = (k_p + k_n)$, k_n – коэффициент поглощения в рассматриваемом атмосферном слое (от 0 до H).

Окончательно для потока рассеянного солнечного излучения в приближении однократного рассеяния имеем

$$E_s(\theta) = E_*(\theta) \Lambda F(\theta) \tau e^{-\tau m(\theta)}, \quad (8)$$

а для полного потока солнечного излучения в этом же приближении

$$E(\theta) = E_d(\theta) + E_s(\theta) = E_* e^{-\tau_*} [1 + D(\theta) \tau_*], \quad (9)$$

где наклонная оптическая толщина $\tau_* = \tau m(\theta)$ отличается от вертикальной τ множителем $m(\theta)$, зависящим только от положения Солнца на небосводе. При этом величина $D(\theta) = \Lambda F(\theta)/m(\theta)$ зависит не только от направления прямого солнечного излучения θ , но и от рассеивающих свойств атмосферного слоя, т.е. от коэффициента ослабления, индикатрисы рассеяния и от соотношения k_p/k .

Как видно, формула (9) по внешнему виду совпадает с ранее полученной [5, 11] по затуханию оптического излучения в рассеивающих средах для точечного источника излу-

чения. Такое совпадение представляется естественным, так как основное ограничение соответствующей формулы в [5, 11] было связано с требованием малости конуса излучения источника или угловой апертуры для приемника излучения. При получении формулы (9) предполагается, что площадка S является плоской, а приходящее к этой площадке солнечное излучение ограничено в узком конусе (не более $0,5^\circ$). Поэтому полученный результат вычислений не является неожиданным и подтверждает общую закономерность по затуханию оптического излучения в приближении однократного рассеяния.

Для иллюстрации на рис. 3 приведены результаты вычислений потоков прямого (сплошная кривая) и рассеянного излучения в приближении однократного рассеяния по формуле (9). Если принять, что заметное отклонение от закона Бугера, описывающего затухание прямого излучения, наступает при равенстве потоков прямого и рассеянного излучения и при $\tau = 6$, как оценивается в [10], то величина D при этих условиях легко находится из равенства потоков и равна примерно 0,17.

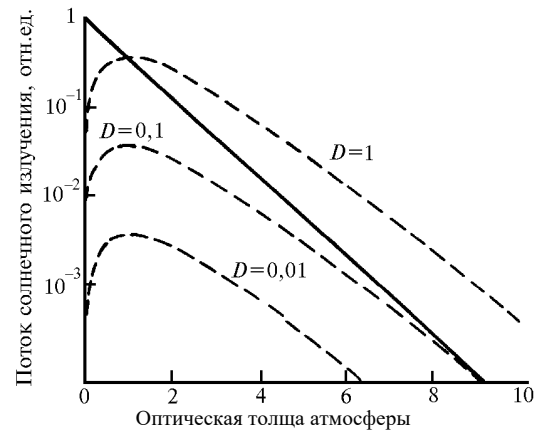


Рис. 3. Зависимость потоков солнечного излучения от наклонной оптической толщи атмосферы

Обобщение для многослойной атмосферы

Полученные выше формулы для потоков солнечного излучения в приближении однократного рассеяния допускают простое обобщение на стратифицированную по аэрозольным слоям атмосферу. Такое обобщение удастся в случае, когда потоком рассеянного излучения можно пренебречь по сравнению с потоком прямого излучения при расчете светимости элементарного объема dv в любом из аэрозольных слоев. Это допущение для безоблачной атмосферы укладывается в рамки приближения однократного рассеяния, при котором вторая и более высокие кратности рассеяния учитываются только как дополнительный фактор ослабления излучения на пути луча до и после однократного рассеяния рассматриваемым элементарным объемом.

Обращаясь к рис. 2 и рассматривая на нем выделенный слой атмосферы от 0 до H как вышележащий слой, запишем формулу (9) для освещенности нижней границы этого слоя в обозначениях с индексом 1:

$$E_1(\theta) = E_*(\theta) e^{-\tau_1} [1 + D_1(\theta) \tau_1], \quad (10)$$

где наклонная оптическая толщина τ_1 и параметр $D_1(\theta)$ определяют оптические свойства этого вышележащего слоя.

Для нижележащего слоя можно воспользоваться теми же рассуждениями, что и для освещенности, создаваемой потоками прямого и рассеянного солнечного излучения на нижней границе второго слоя, записать формулу в виде

$$E_2(\theta) = E_1(\theta) e^{-\tau_2} [1 + D_2(\theta) \tau_2], \quad (11)$$

где τ_2 и $D_2(\theta)$ определяют оптические свойства второго слоя.

Продолжая те же рассуждения, для освещенности на нижней границе n -го аэрозольного слоя можно записать

$$E_n(\theta) = E_*(\theta) e^{-(\tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_n)} \prod_l^n (1 + D_l \tau_l), \quad (12)$$

где символ \prod_l^n в (12) означает произведение выражений, находящихся за этим символом.

Учитывая, что доля рассеянного излучения в безоблачной атмосфере невелика и составляет десятые доли от потока прямого излучения, перекрестные произведения типа $D_i \tau_i \times D_j \tau_j$ в (12) составляют сотые доли от потока прямого излучения. Следовательно, в рамках приближения однократного рассеяния формула (12) может быть упрощена и записана в виде

$$E_n(\theta) = E_*(\theta) e^{-\sum_n \tau_n} (1 + \sum_n D_n \tau_n), \quad (13)$$

который обеспечивает эффективное компьютерное моделирование процессов переноса солнечного излучения в многослойной атмосфере.

Из полученной в приближении однократного рассеяния формулы (13) следует, что роль аэрозольных слоев равнозначна на различных высотах при формировании потоков солнечного излучения. В отличие от потока прямого солнечного излучения (первое слагаемое в формуле) приходящий поток однократно рассеянного солнечного излучения (второе слагаемое в формуле) формируется каждым из аэрозольных слоев со своим весовым коэффициентом, определяемым величиной D_n . Последняя зависит только от оптических свойств каждого аэрозольного слоя и не зависит от его высоты.

Оценка границ применимости

Привлекательность полученных выше формул состоит в том, что они позволяют создать простые модели по учету влияния атмосферного аэрозоля естественного и антропогенного происхождения на радиационный баланс в приземном слое атмосферы. Тем самым обеспечивается возможность моделирования одной из наиболее динамичной погодообразующей компоненты климатической системы. Вместе с тем полученные выше формулы являются приближенными и имеют границы применимости, определяемые рядом допущений при их выводе.

Принципиальное ограничение для полученных формул связано с главным допущением, обозначенным в названии статьи и формирующим круг рассматриваемых атмосферно-оптических ситуаций как «безоблачная атмосфера». Это допущение означает, что приближенные формулы описывают перенос солнечного излучения в атмосферных условиях, когда поток прямого превышает поток рассеянного излучения. К таким условиям относятся так назы-

ваемые дни солнечного сияния. Число этих дней, например, в г. Томске за год превышает 140 [12]. Для сравнения число дней без солнца в г. Томске составляет около 90. Иначе говоря, охватываемые для расчета по формулам в приближении однократного рассеяния атмосферно-оптические ситуации составляют около 40% даже в г. Томске, который относится по этому показателю к средней широтной зоне в России.

Количественная оценка границ применимости полученных выше приближенных формул может быть основана на учете главного допущения, сделанного при выводе этих формул. Это допущение состоит в том, что в формуле (6) экспонента была заменена двумя первыми членами ее ряда. Принимая долю потока рассеянного излучения в 30% от потока прямого излучения, для максимально допускаемой при такой замене погрешности можно получить значения, представленные в виде кривых на рис. 4. Зависимость рассчитанной погрешности от зенитного угла Солнца на этом рисунке является следствием зависимости величины наклонной оптической толщи атмосферы от положения Солнца при фиксированных величинах вертикальной оптической толщи τ (указаны на рис. 3).

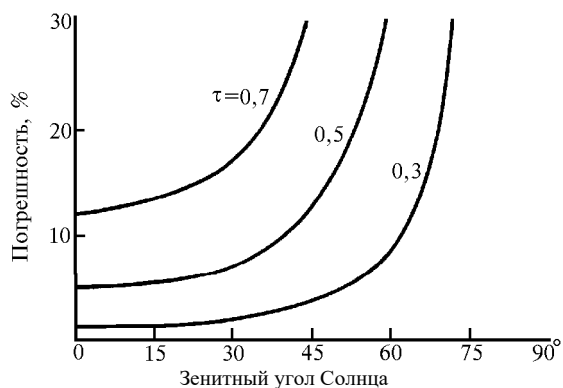


Рис. 4. Погрешность расчетов по приближенным формулам при различных вертикальных оптических толщах атмосферы τ

Из приведенных на рис. 3 оценок максимальных погрешностей следует, что применение приближенных формул оправдано только при малых значениях вертикальной оптической толщи (при $\tau \leq 0,3$). Согласно имеющимся статистическим данным по спектральной прозрачности атмосферы [5], эти условия являются типичными для безоблачной атмосферы в спектральной области $\lambda > 0,5$ мкм. Такие границы применимости приближенных формул следуют из жестких оценок, не учитывающих ряда смягчающих обстоятельств (сильная вытянутость вперед индикатрисы рассеяния, меньшая доля рассеянного излучения в поглощающей атмосфере и т.д.). Учет таких обстоятельств и более точная оценка границ применимости полученных формул выходят за рамки настоящей статьи и требуют дополнительных исследований. Следует ожидать, что в реальной атмосфере границы применимости формул в приближении однократного рассеяния будут более широкими. В частности, подобные теоретические оценки для переноса оптического излучения в рассеивающих средах от точечных источников приводили нас к границам применимости аналогичных формул до $\tau \approx 3$, а экспериментальные исследования в искусственных туманах и дымаках подтвердили их применимость до $\tau \approx 9$ [5].

Дополнительный аргумент в пользу более расширенного применения приближенных формул связан с основ-

ной целью их получения. Аналитический вид этих формул предназначается не только для расчетов доли рассеянного солнечного излучения, но и для моделирования изменений этой доли за счет возможных изменений содержания атмосферного аэрозоля, обусловленных природными или антропогенными процессами. Для решения таких задач границы применимости приближенных формул могут оказаться более широкими.

Заключение

Полученные выше формулы в приближении однократного рассеяния имеют ряд параметров с простым физическим смыслом, а границы их применимости доступны для экспериментальной проверки. При исследовании атмосферных процессов, включая и процессы взаимодействия атмосферы с другими компонентами окружающей среды, отмеченные обстоятельства играют особенно важную роль. В частности, простой вид этих формул обеспечивает возможность первых производных по оптической толщине атмосферы, что позволяет оценить и скорость атмосферно-радиационных процессов и чувствительность этих процессов даже к слабым возмущениям природного или антропогенного происхождения.

При выводе приближенных формул не учитывались поляризационные эффекты при рассеянии, но выбранный подход не исключает в будущем решение и этой задачи. Более того, необходимый учет сферической геометрии лучей при расчете поляризации небосвода для безоблачной атмосферы в приближении однократного рассеяния может оказаться полезным для уточнения полученных выше формул и расширения границ их применимости.

Настоящая работа выполнена после опубликования монографии [13], в которой обобщено современное состояние проблем по исследованию основных процессов и взаимодействию атмосферы с внешними факторами, а

также изложены концептуальные основы регионального мониторинга атмосферы. Поэтому за более подробными пояснениями задач и областей применения полученных формул автор считает вправе отослать читателя к упомянутой монографии и к статье [3].

1. *Соболев В.В.* Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 335 с.
2. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике* / Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
3. *Заварзин Г.А., Котляков В.М.* Стратегия изучения Земли в свете глобальных изменений // Вестник РАН. 1998. Т. 68. № 1. С. 23–29.
4. *Зуев В.Е., Кабанов М.В.* Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). М.: Сов. радио, 1977. 368 с.
5. *Зуев В.Е., Кабанов М.В.* Современные проблемы атмосферной оптики. Т. 4. Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеоздат, 1987. 254 с.
6. *Кабанов М.В.* Атмосферные оптические помехи. Томск: Изд-во ТГУ, 1991. 206 с.
7. *Исмаиру А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. М.: Мир, 1981. 280 с.
8. *Розенберг Г.В.* Световой режим в глубине среды с рэлеевским рассеянием // Оптика и спектроскопия. 1959. Т. 7. Вып. 3. С. 407–416.
9. *Кабанов М.В., Савельев Б.А.* Экспериментальные исследования яркости многократно рассеянного вперед света при распространении узких коллимированных пучков // Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 4. № 9. С. 960–967.
10. *Розенберг Г.В.* Сумерки. М.: ГИФМЛ, 1963. 380 с.
11. *Кабанов М.В.* Об учете однократного рассеяния при измерениях прозрачности атмосферы // Изв. вузов. Физика. 1962. № 4. С. 28–32.
12. *Климатический атлас СССР.* Т. 2. М.: Гидрометеоздат, 1962. 165 с.
13. *Кабанов М.В.* Региональный мониторинг атмосферы. Ч. 1. Научно-методические основы. Томск: Изд-во СО РАН, 1997. 210 с.

M.V. Kabanov. Equations for Direct and Scattered Fluxes of Solar Radiation in Cloudless Atmosphere.

The analytical formulae within singlescattering approximation are derived for incoming (to the Earth surface) fluxes of solar radiation. The applicability limits of the obtained formulae and possible regions of their use for the case of cloudless atmosphere are under discussion. It is shown that they are promising in modeling processes of solar radiation transfer under conditions of slight variations of concentration of natural and anthropogenic aerosol in the atmosphere.