

## ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АЭРОЗОЛЬНО-ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ

Л.Г. Гречко<sup>1</sup>, Е.Ю. Грищук<sup>1</sup>, А.М. Завалов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт химии поверхности им. А.А. Чуйка Национальной академии наук Украины  
ул. Генерала Наумова 17, 03164 Киев-164

<sup>2</sup>Институт физики Национальной академии наук Украины  
проспект Науки 46, 03028 Киев-028

С использованием уравнений переноса излучения в работе проведен численный расчет удельной интенсивности отраженного света ( $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{ср}^{-1}$ ) от плоскопараллельной полубесконечной аэрозольно-дисперсной среды (АДС). Для данного случая найдено значение сферического альbedo и показано, что его величина существенно зависит от мнимой части показателя преломления частиц АДС и от длины волны электромагнитного излучения (ЭМИ) – с уменьшением мнимой части показателя преломления рассеивателей системы и с увеличением длины волны ЭМИ ее альbedo увеличивается. Как следует из расчетов при уменьшении мнимой части показателя преломления в четыре раза – альbedo увеличилось в 1,945 раза (для  $\lambda = 0,4$  мкм). При вычислениях размер частицы среды фиксировался и был равен 0,6 мкм, а длина волны изменялась от 0,4 до 0,7 мкм. Разработанные здесь теоретические методы и соответствующая программа могут найти широкое применение при исследовании радиационного баланса атмосферы Земли и ее ледарном зондировании.

Для использования теории переноса излучения в разных областях химии и физики атмосферы необходимы эффективные теоретические методы решения уравнения переноса в его исходной интегральной или производной интегро-дифференциальной форме. Это уравнение с трудом поддается аналитическому и численному решению. Чтобы упростить задачу необходимо сделать предположения о том, что дисперсная рассеивающая среда является плоскопараллельной, имеет бесконечное горизонтальное протяжение и освещается сверху плоской электромагнитной волной или параллельным и однородным квазимонохроматическим пучком света бесконечного поперечного сечения. Следовательно, все свойства, как рассеивающей среды, так и поля излучения, изменяются только в вертикальном направлении и не зависят от горизонтальных координат. Это определяет так называемую *стандартную задачу* в атмосферной оптике и позволяет ввести теоретическую модель светорассеяния, находящую многочисленные применения в разнообразных областях науки и техники. Данные уравнения, описывающие как внутреннее поле излучения, так и диффузное излучение, покидающее среду [1–3], являются обобщениями уравнений, которые были получены для частного случая макроскопически изотропных и зеркально симметричных сред [4–10]. Однако, в отличие от всех предыдущих работ, в данной работе не накладываются никакие ограничения на форму и ориентацию рассеивающих частиц. Более того, все производные уравнения выводятся непосредственно из уравнения переноса. Тем самым подчеркивается прямая выводимость всех результатов классической теории переноса излучения в случайных дисперсных средах из уравнений Максвелла.

При постановке стандартной задачи [2] рассматривается плоскопараллельный слой разреженной дисперсной среды. Направление распространения излучения  $\mathbf{e}$  в

точке наблюдения будет задаваться упорядоченной парой  $\{u, \varphi\}$ , где  $u = -\cos \theta \in [-1, 1]$  – направляющий косинус, а  $\theta \in [0^\circ, 180^\circ]$  и  $\varphi \in [0^\circ, 360^\circ]$  – зенитный и азимутальный углы в локальной системе координат, имеющей ту же пространственную ориентацию, что и лабораторная система координат. Рассеивающий слой освещается сверху плоской электромагнитной волной или параллельным квазимонохроматическим пучком света. Однородность и бесконечное поперечное сечение падающей волны или падающего пучка света означают, что все характеристики как внутреннего поля излучения, так и излучения, покидающего среду, не зависят от координат  $x$  и  $y$ . Поэтому уравнение [2]

$$-u \frac{d\tilde{\mathbf{I}}(z, \boldsymbol{\mu})}{dz} = -n_0(z) \mathbf{K}(z, \boldsymbol{\mu}) \tilde{\mathbf{I}}(z, \boldsymbol{\mu}) + n_0(z) \int_{4\pi} d\boldsymbol{\mu}' \mathbf{Z}(z, \boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\mu}') \tilde{\mathbf{I}}(z, \boldsymbol{\mu}') \quad (1)$$

дополняется граничными условиями

$$\tilde{\mathbf{I}}(z_t, \boldsymbol{\mu}) = \delta(\mu - \mu_0) \delta(\varphi - \varphi_0) \mathbf{I}_0, \quad (2)$$

$$\tilde{\mathbf{I}}(z_b, -\boldsymbol{\mu}) = \mathbf{0}, \quad (3)$$

где  $\tilde{\mathbf{I}}(z, \boldsymbol{\mu}) = \delta(\boldsymbol{\mu} - \boldsymbol{\mu}_0) \mathbf{I}_c(z) + \tilde{\mathbf{I}}_d(z, \boldsymbol{\mu})$  – полный удельный вектор Стокса, включающий как когерентный, так и диффузный компоненты,  $\mathbf{K}$  и  $\mathbf{Z}$  – матрица экстинкции и фазовая матрица, усреднённые по всем состояниям частиц (отметим, что угловые скобки, означающие усреднение здесь и далее опускаются),  $\mathbf{I}_0$  – вектор Стокса,  $\mathbf{0}$  – четырехэлементный столбец с нулевыми элементами.

Интенсивность отраженного излучения дается формулой [2, 3]

$$I(-\mu, \varphi) = \mu_0 R(\mu, \mu_0, \varphi) F, \quad (4)$$

в которой  $R(\mu, \mu_0, \varphi)$  – функция отражения, а  $\pi F$  – падающий поток на единицу площади. Далее находим функцию отражения при точном решении уравнения переноса. Функцию раскладываем  $R(\mu, \mu_0, \varphi)$  в ряд Фурье по азимуту [1, 2]

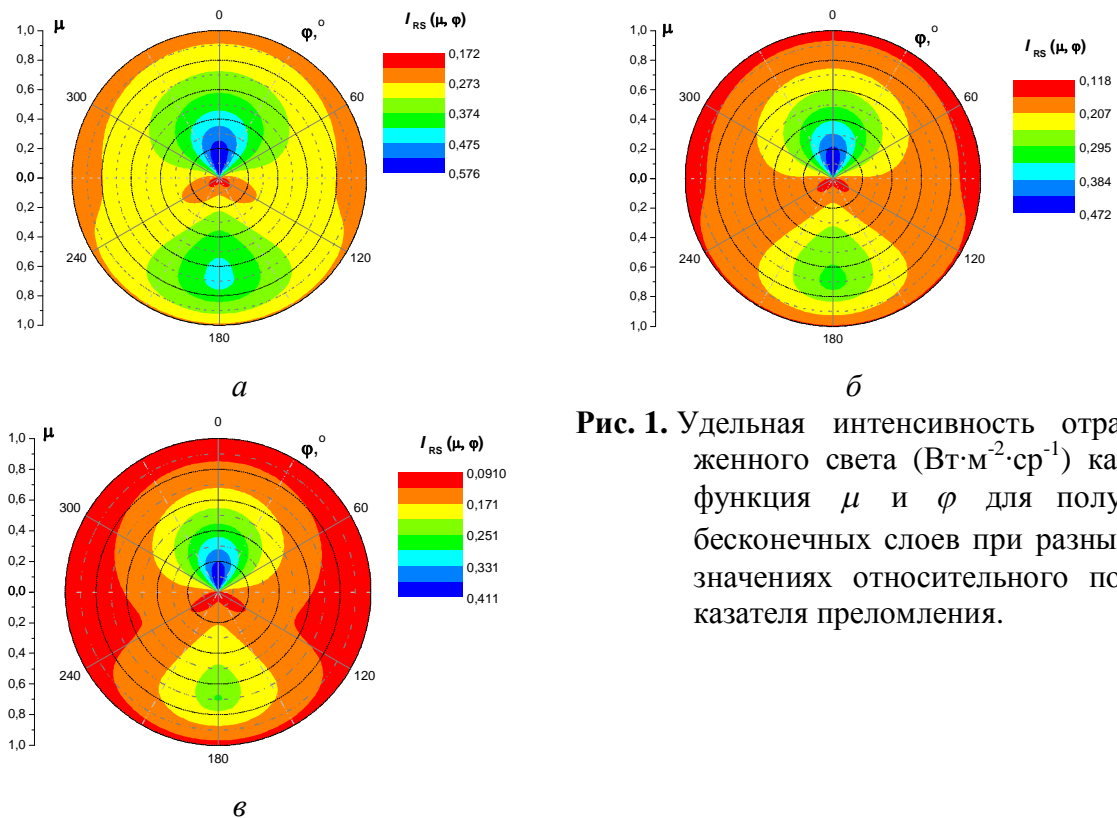
$$R(\mu, \mu_0, \varphi) = R^0(\mu, \mu_0) + 2 \sum_{m=1}^{m_{\max}} R^m(\mu, \mu_0) \cos(m\varphi). \quad (5)$$

И решаем численно нелинейное интегральное уравнение Амбарцумяна [8]

$$\begin{aligned} (\mu + \mu_0) R^m(\mu, \mu_0) &= \frac{\varpi}{4} P^m(-\mu, \mu_0) + \frac{\varpi}{2} \mu_0 \int_0^1 P^m(\mu, \mu') R^m(\mu', \mu_0) d\mu' + \\ &+ \frac{\varpi}{2} \mu \int_0^1 R^m(\mu, \mu') P^m(\mu', \mu_0) d\mu' + \\ &+ \varpi \mu \mu_0 \int_0^1 \int_0^1 R^m(\mu, \mu') P^m(-\mu', \mu'') R^m(\mu'', \mu_0) d\mu'' \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\varpi$  – альbedo однократного рассеяния,  $P^m(\mu, \mu')$  – Фурье-компоненты фазовой функции.

На рис. 1 – 3 показаны результаты проведенных численных расчетов углового распределения удельной интенсивности отраженного света  $I_{RS}(\mu, \varphi)$  Вт·м<sup>-2</sup>·ср<sup>-1</sup> (ср – стерадиан) для полубесконечного плоскопараллельного слоя для частиц распределенных по степенному закону [5]. Задаются разные относительные показатели преломления  $m = 1,53 + i \cdot 0,005$ ,  $m = 1,53 + i \cdot 0,002$  и  $m = 1,53 + i \cdot 0,008$  при трех различных значениях длины волны (мкм)  $\lambda = 0,4$ ,  $\lambda = 0,63$ ,  $\lambda = 0,7$  неполяризованного параллельного пучка света. При этом зенитный угол падения  $\mu_0 = 0,7$  ( $\mu = |-\cos(\theta)|$ ), а азимутальный угол падения считается равным нулю. Интенсивность падающего света равна  $I_0 = \pi$  Вт·м<sup>-2</sup>. Эффективный радиус частиц в расчетах не изменялся и полагался равным  $a = 0,6$  мкм. Расчет поглощения и рассеяния отдельной частицы велся по теории Ми [1].



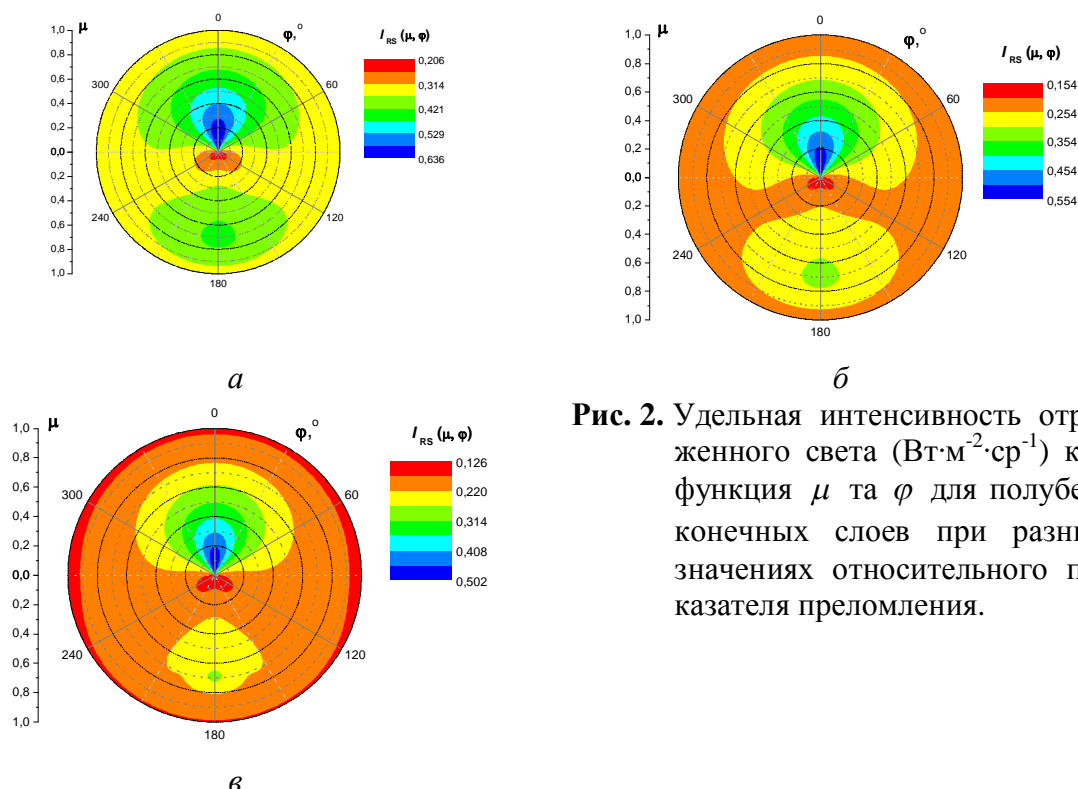
**Рис. 1.** Удельная интенсивность отраженного света (Вт·м<sup>-2</sup>·ср<sup>-1</sup>) как функция  $\mu$  и  $\varphi$  для полубесконечных слоев при разных значениях относительного показателя преломления.

Относительный показатель преломления	а) $m = 1,53 + i \cdot 0,002$ б) $m = 1,53 + i \cdot 0,005$ в) $m = 1,53 + i \cdot 0,008$
Эффективный радиус	$a = 0,6$ мкм
Сферическое альbedo	а) 0,467 б) 0,314 в) 0,240
Длина волны падающего света	$\lambda = 0,4$ мкм
Зенитный угол падения	$\mu_0 = 0,7$

Для каждого случая указано рассчитанное значение сферического альbedo, которое вычислялось как показано в работе [2] по формуле

$$A_s = \frac{2}{\pi} \int_0^1 \mu_0 \int_0^1 \mu d\mu \int_0^{2\pi} R(\mu, \mu_0, \varphi) d\varphi d\mu_0. \quad (7)$$

Расчеты показали, что с уменьшением мнимой части показателя преломления частицы аэрозоля сферическое альbedo существенно возрастает. Действительно, для показателя преломления частицы с мнимой частью 0,008 альbedo равно 0,240, а для 0,002 – 0,427 (для длины волны 0,4 мкм и среднего размера частицы 0,6 мкм). Приблизительно те же соотношения имеют место и при других длинах волн. Таким образом, основным фактором, определяющим величину альbedo данной системы, является рассеяние излучения частицами аэрозоля. В данном конкретном случае альbedo также чувствительно к длине волны электромагнитного излучения – с увеличением длины волны альbedo возрастает.

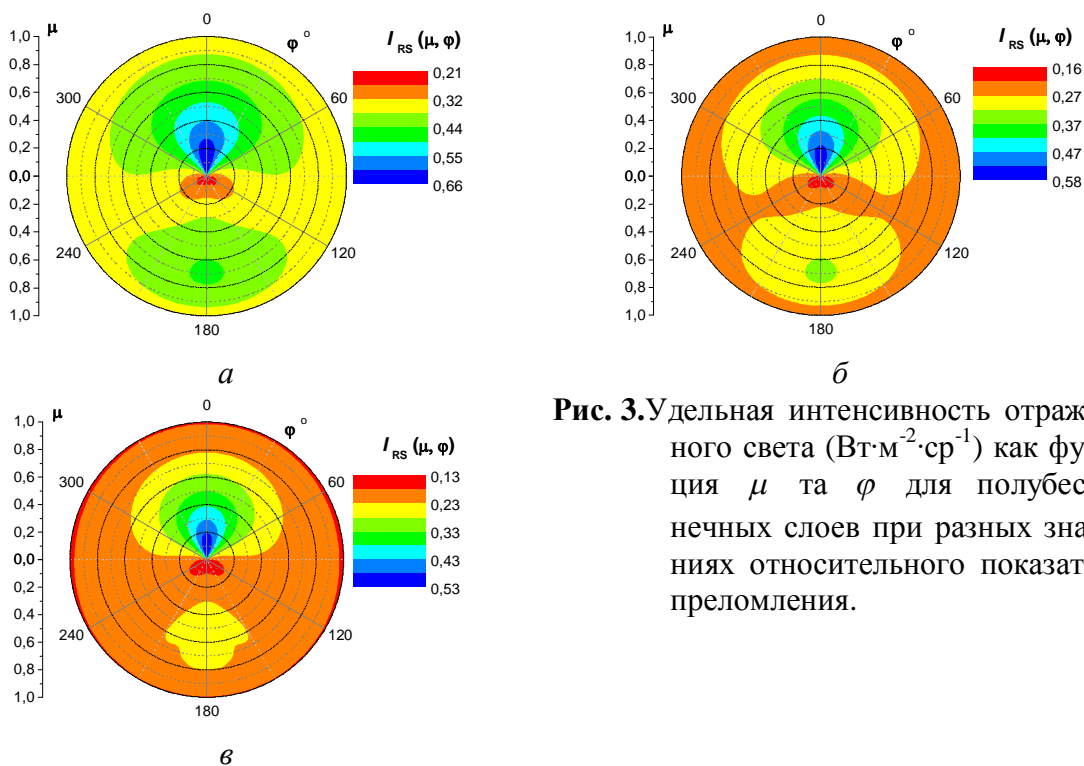


**Рис. 2.** Удельная интенсивность отраженного света ( $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$ ) как функция  $\mu$  та  $\varphi$  для полубесконечных слоев при разных значениях относительного показателя преломления.

Относительный показатель преломления	а) $m = 1,53 + i \cdot 0,002$ б) $m = 1,53 + i \cdot 0,005$ в) $m = 1,53 + i \cdot 0,008$
Эффективный радиус	$a = 0,6$ мкм
Сферическое альbedo	а) 0,556 б) 0,404 в) 0,324
Длина волны падающего света	$\lambda = 0,63$ мкм
Зенитный угол падения	$\mu_0 = 0,7$

В заключение необходимо отметить, что в 70-е годы XX века была высказана идея о возможности целенаправленного воздействия сульфатного аэрозоля на климатические процессы и замедления, тем самым, глобального потепления [11], которая активно обсуждается в последнее время [12, 13]. В [11] было показано, что увеличение

удельной массы стратосферных аэрозолей примерно на  $10^{-6}$  г/см<sup>3</sup> приводит к понижению средней температуры нижнего слоя атмосферы на 1,5 °С. В работе [12] был предложен метод массированного воздействия на климат путем распыления в атмосферу 200000 тонн серы, которая при горении и взаимодействии с влагой воздуха образует 600000 тонн сернокислотных аэрозольных частиц. Предположительно при этой массе аэрозоля температура понизится на несколько десятых градуса. Такой массированный выброс в стратосферу позволил бы предотвратить глобальное потепление. Эксперимент по доставке в стратосферу и сжиганию в ней больших количеств серы (пирогенный синтез наночастиц) с последующим гидролизом триоксида серы можно осуществить имеющимися техническими средствами. При предлагаемом в [12] увеличении массы стратосферных аэрозолей охлаждение может достигать 2 °С при альбедо подстилающей поверхности, равном 0,3. Прямые наблюдения за составом стратосферных аэрозолей и, в частности, полярных стратосферных облаков показали, что это аэрозоли вулканического происхождения, которые содержат сульфатные частицы, сосредоточены в слое толщиной в несколько километров на высоте 18 – 20 км. Они с наибольшей вероятностью и способствуют выхолаживанию стратосферы.



**Рис. 3.** Удельная интенсивность отраженного света ( $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{ср}^{-1}$ ) как функция  $\mu$  та  $\varphi$  для полубесконечных слоев при разных значениях относительного показателя преломления.

Относительный показатель преломления	а) $m = 1,53 + i \cdot 0,002$ б) $m = 1,53 + i \cdot 0,005$ в) $m = 1,53 + i \cdot 0,008$
Эффективный радиус	$a = 0,6$ мкм
Сферическое альбедо	а) 0,576 б) 0,425 в) 0,345
Длина волны падающего света	$\lambda = 0,7$ мкм
Зенитный угол падения	$\mu_0 = 0,7$

Развитые в данной работе численные методы решения уравнения переноса в полубесконечном слое могут быть использованы при расчете альбедо земной атмосферы при его экспериментальных измерениях (космическими средствами), а также при различных дистанционных наблюдениях состояния аэрозоля разных областей земной поверхности (города, индустриальные районы) [14].

Работа выполнена при финансовой поддержке общего проекта НАН Украины и Российского фонда фундаментальных исследований (договор № 28 от 02 апреля 2008 г.

### Литература

1. Исимару К. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах / Пер. с англ. М.: Мир, 1981. – Т. 1. – 281 с.
2. Mishchenko M., Dlugach J. Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layers: an efficient radiative transfer solution and applications to snow and soil surfaces // *J. Quant. Spectr. & Radiative Transfer*. – 1999. – V. 63. – P. 409 – 432.
3. Mishchenko M.I. Radiative transfer theory: from Maxwell's equations to practical applications // *Wave Scattering in Complex Media: From Theory to Applications* / Eds.: B.A. van Tiggelen, S.E. Skipetrov. – Dordrecht: Kluwer. – 2003. – P. 367 – 414.
4. Розенбуш В.К., Киселев Н.Н. Исследование поляризации излучения избранных высокоальбедных объектов вблизи оппозиции // *Изв. Крымской Астрофиз. Обс.* – 2006. – Т. 103. – С. 219 – 231.
5. Hansen J.E., Travis L.D. Light scattering in planetary atmospheres // *Space Sci. Rev.* – 1974. – V. 16. – P. 527 – 610.
6. Hovenier J.W., van der Mee C, Domke H. Transfer of polarized light in planetary atmospheres – basic concepts and practical methods. – Berlin: Springer, 2004. – 258 p.
7. Lenoble J. (Ed.) Radiative transfer in scattering and absorbing atmospheres: standard computational procedures. – Hampton, VA: A. Deepak Publishing, 1985. – 300 p.
8. Амбарцумян В.А. Научные труды. – Ереван: Изд. АН АрмССР, 1960. – Т. 1. – 430 с.
9. Мищенко М.И. Отражение и пропускание поляризованного света анизотропными атмосферами. I. Основные уравнения и методика расчета // *Кинемат. и физ. неб. тел.* – 1988. – Т. 4. № 6. – С. 3 – 10.
10. Mishchenko M.I. Multiple scattering of polarized light by anisotropic plane-parallel media // *Transp. Theory Statist. Phys.* – 1990. – V. 19. – P. 293 – 316.
11. Будыко М.И. Изменения климата. – Л.: Гидрометеиздат, 1974. – 280 с.
12. Израэль Ю.А. / *Метеорология и гидрология*. – 2005. – № 10. – С. 5 – 9.
13. Crutzen P. J. An Editorial Essay. *Climatic Change*. – 2006. – V. 77, № 6 – P. 211.
14. Гинзбург А.С., Губанова Д.П., Минашкин В.М. Влияние естественных и антропогенных аэрозолей на глобальный и региональный климат // *Рос. хим. журн.* – 2008. – Т. 52, № 5. – С. 112 – 119.

# TRANSFER OF ELECTROMAGNETIC IRRADIATION IN AEROSOL-DISPERSE MEDIA

L.G. Grechko<sup>1</sup>, E.Yu. Grischuk<sup>1</sup>, A.M. Zavalov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Chuiko Institute of Surface Chemistry of National Academy of Sciences of Ukraine  
General Naumov Str. 17, 03164 Kyiv-164*

<sup>2</sup>*Institute of Physics of National Academy of Sciences of Ukraine  
Nauky Prosp. 46, 03028 Kyiv-28*

*Using transfer equations for irradiation, a numerical calculation has been made in the work on specific intensity of reflected light ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ ) from plane-parallel semi-infinite aerosol-disperse media (ADM). In case given, a value was found of spherical albedo and it was shown to depend significantly on the imaginary part of refraction index for ADM particles and on the wavelength of electromagnetic irradiation (EMI): the system albedo increases when the imaginary part of refraction index of diffusers decreases and the EMI wavelength increases. As it is follows from the calculations, when the imaginary part of refraction become one quarter of initial one, the albedo becomes 1.945 times as much (for  $\lambda = 0.4$  mcm). When calculating, media particle size was fixed to 0.6 mcm and wavelength varied from 0.4 to 0.7 mcm. The theoretical methods developed here and related program can find a wide use for investigations of radiation balance of the Earth atmosphere and for its sounding.*