

РАСЧЁТ СПЕКТРАЛЬНОГО И УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКОВ ДИФФУЗНО ОТРАЖЕННОГО И ПРОШЕДШЕГО СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ

Розиков Журабек Юлдашбой угли¹, Гуламов Абдужалил Абдулазиз угли²,
Мухаммаджанов Машрабджан Одильжан угли²

¹ Ферганский государственный университет, преподаватели кафедры физики

² Магистранты ФерГУ

АННОТАЦИЯ

В статье теоретически исследован перенос естественного солнечного излучения в слоях атмосферы с учётом рэлеевского рассеяния на молекулах воздуха. Проведён расчёт спектрального и углового распределения потоков диффузно отраженного, прошедшего и не рассеянного солнечного излучения выходящих из слоев атмосферы. Расчёты интенсивности диффузного излучения проводились в рамках теории S, T - матриц Чандрасекара, развитой методом факторизации.

Ключевые слова: солнечное излучение, перенос излучения, оптическая толщина, спектр чёрного тела, атмосфера.

ABSTRACT

The article theoretically investigates the transfer of natural solar radiation in the layers of the atmosphere, taking into account Rayleigh scattering on air molecules. The calculation of the spectral and angular distribution of fluxes of diffusely reflected, transmitted and not scattered solar radiation emerging from the layers of the atmosphere has been carried out. Calculations of the intensity of diffuse radiation were carried out within the framework of the theory of S, T - Chandrasekhar matrices, developed by the factorization method.

Key words: solar radiation, radiation transfer, optical depth, blackbody spectrum, atmosphere.

ВВЕДЕНИЕ

Поток естественного солнечного излучения падающего на поверхность атмосферы вследствие взаимодействия с атмосферой делится на три потока: первый - часть полного потока, которая после многократного рассеяния проходит через толщину атмосферы и образует диффузно прошедшее излучение, второй - часть рассеянного излучения, отраженного атмосферой в обратном направлении в космос и образующего диффузно отраженное

излучение, третий - часть первичного излучения, которое проходит атмосферу без рассеяния. Кроме этого, часть первичного излучения в зависимости от состояния атмосферы может поглощаться на аэрозольных частицах и переходить в другие виды энергии. В зависимости от отражающих свойств поверхности Земли, часть солнечного излучения, прошедшего через слои атмосферы, отражается от поверхности Земли и образует дополнительный поток излучения в атмосфере. Падающая энергия солнечного излучения распределяется между этими потоками. С изменением угла освещения количество энергии, соответствующая каждому потоку, перераспределяется.

Вышеизложенная задача физики атмосферы широко освещается в учебных пособиях и в монографиях, но последовательные теоретические расчёты на эту тему в литературе отсутствуют. В основном приводятся результаты наблюдений и оценочные цифры для прошедшего излучения. Это связано с определёнными сложностями при расчёте углового распределения интенсивности диффузного излучения для широкого солнечного спектра.

В настоящей статье теоретически исследованы перераспределения солнечного излучения между диффузными и нерассеянными потоками в зависимости от угла освещения, с учётом спектрального распределения. Расчёты интенсивности диффузно рассеянного излучения проводились в рамках теории переноса поляризованного излучения Chandrasekhara для плоскопараллельных сред [1,2], развитой методом факторизации [3-4]. Установлено, что результаты расчёта интенсивности вторичного излучения, выходящего из среды, по уравнению переноса поляризованного излучения на 10% точнее, чем аналогичных расчётов, проведенных скалярным уравнением [1].

Обобщение уравнения переноса монохроматического излучения для расчёта интенсивности поля излучения с широким спектром

При освещении плоскопараллельной, рассеивающей и поглощающей среды без внутренних источников, плоским монохроматическим излучением, поле диффузного излучения в среде определяется уравнением переноса [1]

$$\mu \frac{d\mathbf{I}(\tau, \Omega)}{d\tau} = \mathbf{I}(\tau, \Omega) - \frac{\tilde{\omega}_0}{4\pi} \int_0^1 d\mu' \int_0^{2\pi} d\varphi' \mathbf{P}(\Omega, \Omega') \mathbf{I}(\tau, \Omega') - \frac{\tilde{\omega}_0}{4} \exp(-\tau / \mu_0) \mathbf{P}(\Omega, \Omega_0) \mathbf{F}. \quad (1)$$

Здесь, τ - оптическая толщина среды, $\tilde{\omega}_0 = a^{pac} / (\alpha^{ист} + a^{pac})$ - квантовый выход однократного рассеяния, $\alpha = \alpha^{ногл} + a^{pac}$ - коэффициент ослабления (в единице объёма), $\alpha^{ногл}$ - коэффициент истинного поглощения, a^{pac} - коэффициент рассеяния, z - ось, направленная по нормали от поверхности среды, $\mathbf{P}(\Omega, \Omega_0)$ - рэлеевская угловая матрица. Это уравнение позволяет вычислить $\mathbf{I}(\tau, \Omega)$ -

интенсивность поляризованного излучения, распространяющегося в среде в направлении $\Omega = \Omega(\theta, \varphi)$, на слое τ и описывается матрицей Стокса $\mathbf{I} = \mathbf{I}(I, I_r, U, V)$ (в базисе Чандрасекара).

Для плоскопараллельной среды оптическая толщина атмосферы τ определяется интегралом

$$\tau(\lambda, z) = \int_0^{\infty} \alpha(\lambda, z) dz \quad (2)$$

где интегрирование выполняется от уровня моря ($z = 0$) до верхних слоев атмосферы, с учётом изменения концентрации воздуха по высоте. Из (2) следует, что оптическая толщина среды изменяется в зависимости от длины волны. Такая зависимость была рассчитана различными авторами, по мнению Коульсона [2], данные, приведенные в таблицах Элтермана в [5] более точные, чем у других авторов.

Уравнение переноса (1) написано для монохроматического излучения, но это уравнение можно обобщать и для излучения с широким спектральным распределением. Интенсивности диффузно отраженного и прошедшего излучений из среды с оптической толщиной τ , определяются при помощи \mathbf{S}, \mathbf{T} - матриц

$$\mathbf{I}^{(omp)}(z=0, \Omega) = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu} \mathbf{S}(\tau, \bar{\Omega}, \Omega_0) \mathbf{F}(z=0, \Omega_0), \quad \mathbf{I}^{(npon)}(z, \Omega) = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu} \mathbf{T}(\tau, \Omega, \Omega_0) \mathbf{F}(z=0, \Omega_0). \quad (3)$$

Здесь $\pi \mathbf{F}(z=0, \Omega_0)$ - полный поток плоской монохроматической волны, с определённой длиной волны, падающий на единицу поверхности среды. По таблице Элтермана, длине волны λ этого потока соответствует определённая оптическая толщина τ .

Солнечное излучение имеет широкий спектр, в котором каждой длине волны $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots \lambda_n$ соответствуют разные оптические толщины атмосферы $\tau_1, \tau_2, \tau_3 \dots \tau_n$. В случае рэлеевского рассеяния света не наблюдается переход излучений из одной длины волны в другое. Для описания переноса такого излучения требуются n независимых уравнений в виде (1) и столько же решений

$$\mathbf{I}^{(omp)}(\tau(\lambda_i), \Omega) = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu} \mathbf{S}(\tau(\lambda_i), \bar{\Omega}, \Omega_0) \mathbf{F}(\lambda_i, \Omega_0), \quad \mathbf{I}^{(npon)}(\tau(\lambda_i), \Omega) = \frac{\tilde{\omega}_0}{4\mu} \mathbf{T}(\tau(\lambda_i), \Omega, \Omega_0) \mathbf{F}(\lambda_i, \Omega_0) \quad (4)$$

Для определения полных потоков интенсивностей диффузного излучения в (4) проводим интегрирования по азимутальным и полярным углам (далее индекс i будем опускать)

$$\pi\Phi^{omp}(\lambda) = \int_0^1 \mu d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi I^{omp}(\tau(\lambda), \mu, \varphi), \quad \pi\Phi^{npon}(\lambda) = \int_0^1 \mu d\mu \int_0^{2\pi} d\varphi I^{npon}(\tau(\lambda) - \mu, \varphi). \quad (5)$$

Кроме многократно рассеянного излучения, часть падающего излучения проходит средо без рассеяния. Нерассеянная часть первичного потока, не изменяя направление падения, ослабится на $\exp(-\tau(\lambda)/\mu_0)\pi F(\lambda, \Omega_0)$, и выходит из среды в виде плоской волны [1].

Определим отношения этих трёх потоков к падающему потоку и их просуммируем

$$\eta_{omp}(\lambda) = \Phi_{omp}(\lambda) / \mu_0 F(\lambda, \mu_0, \varphi_0), \quad \eta_{npon}(\lambda) = \Phi_{npon}(\lambda) / \mu_0 F(\lambda, \mu_0, \varphi_0). \\ \eta_{полн}(\lambda) = \eta_{omp}(\lambda) + \eta_{npon}(\lambda) + \exp(-\tau(\lambda)/\mu_0). \quad (6)$$

В случае консервативной среды ($\tilde{\omega}_0 = 1$), когда атмосфера чистая и в ней нет поглощения, сумма этих трёх величин независимо от угла падения и длины волны падающего света, должен равняться единице,

$$\eta^{omp}(\lambda) + \eta^{npon}(\lambda) + \eta^{нерас}(\lambda) = 1. \quad (7)$$

Последняя формула является критерием для оценки правильности проведенных аналитических и численных расчётов. Величины $\eta^{omp}, \eta^{npon}, \eta^{нерас}$ - коэффициенты отражения диффузно отраженного, прошедшего и нерассеянного излучений, характеризуют отражательную и пропуска тельную способность среды при длине волны λ , и являются функциями распределения этих величин по спектру.

Солнечная энергия в основном сосредоточена в интервале спектра 0.20 - 4.00 мкм. Расчёты проводились в интервале солнечного спектра 0.27 - 1.10 мкм, шагом 0.01 мкм, так как примерно 91% всей энергии, падающей на поверхность атмосферы солнечного излучения, сосредоточена в этой области спектра. С другой стороны, сильное перераспределение энергии наблюдается в этой области спектра.

Результаты численных расчётов

На рис.1 приведены результаты численных расчётов спектрального распределения $\eta^{omp}(\lambda), \eta^{npon}(\lambda), \eta^{нерас}(\lambda)$ - величин при различных углах освещения. Из рис. 1а видно, что при нормальном падении излучения в среду ($\theta_0 = 0^\circ$), в потоки диффузного излучения основной вклад вносят коротковолновые излучения. С отклонением угла падения от нормали, доля потока диффузного излучения увеличивается. Это связано с тем, что с увеличением угла падения относительно нормали, падающее излучение прежде чем выходить наружу, в среде проходит больше геометрическое расстояние,

чем при нормальном освещении, вследствие этого увеличивается число рассеяний.

Из рисунков также видно, что доля нерассеянного излучения имеет максимальное значение при нормальном падении. С отклонением угла падения от нормали, уменьшается доля нерассеянного потока. При $\theta_0 \rightarrow 90^\circ$, доля нерассеянного потока в коротковолновой области спектра практически равняется нулю, нерассеянный поток наблюдается только в длинноволновой области спектра (рис.1с, 1d).

Известно, что спектральное распределение падающего плоского потока солнечного излучения очень близко к спектру чёрного тела [6,7]. Если функцию распределения спектра $f(\lambda)$ определить по спектру чёрного тела и нормировать к единице, то (4) можно переписать в следующем виде

$$\mathbf{F}(\lambda, \Omega_0) = f(\lambda) \mathbf{F}(z = 0, \Omega_0), \quad \int_0^{\infty} f(\lambda) d\lambda = 1. \quad (8)$$

Здесь в отличие от в (1) и (3), $\pi \mathbf{F}(z = 0, \Omega_0)$ включает в себя весь спектр падающего излучения. Для полного спектра солнечного излучения, падающего на внешнюю поверхность атмосферы, $\pi \mathbf{F}(z = 0, \Omega_0)$ численно равно постоянной солнца ($e_0 = 1371 \text{ Вт/м}^2$).

Результатам наших расчётов очень хорошо соответствует функция распределения чёрного тела, рассчитанная при температуре $T = 5630^\circ \text{K}$ (кривая 7, рис.1а) [6]. Для сопоставления на рис.1а приведён результат расчёта функцию распределения чёрного тела при температуре $T = 5800^\circ$ (кривая 8, рис.1а).

В таблице 1 приведены результаты численных расчётов интегралов для $\eta^{omp}, \eta^{npon}, \eta^{нерас}$ величин, в рассматриваемой нами интервале длин волн спектра

$$\beta^{omp} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \eta^{omp}(\lambda), \quad \beta^{npon} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \eta^{npon}(\lambda), \quad \beta^{нерас} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \eta^{нерас}(\lambda) \quad . \quad (9)$$

Величины $\beta^{omp}, \beta^{npon}, \beta^{нерас}$ - интегральные потоки выходящего излучения из среды, которые определяют полный поток выходящего излучения по всему спектру. Численные значения этих интегралов равны площади графиков, описываемых функциями $\eta^{omp}(\lambda), \eta^{npon}(\lambda), \eta^{нерас}(\lambda)$, приведенных на рис.1. Из таблицы видно, что с изменением угла освещения наблюдается перераспределение выходящих потоков из среды, но по закону сохранения энергии их сумма остаётся постоянным. Погрешность в расчётах остаётся ниже, чем 1%, что указывает на высокую точность расчётов.

Условие нормировки для функции распределения (8), выполняется в интервале длин волн $[\lambda_1, \lambda_2]$, и не зависит от угла освещения

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda f(\lambda) = 1. \quad (10)$$

В конце статьи заметим, что аналогичных расчётов можно проводить и для неконсервативной среды, когда в среде имеется поглощение, а также с учётом влияния отражения излучения от поверхности Земли на поле излучения.

ВЫВОДЫ

В работе показано, что уравнение переноса монохроматического поляризованного излучения в плоскопараллельных средах можно обобщать и для исследования переноса поляризованного излучения, с широким спектральным распределением. Проведены расчёты спектрального распределения полных потоков, а также по формуле (9), полного интегрального потока, выходящего из среды, включающего в себя излучения по всему спектру. Результаты расчётов показали, что при малых значениях угла освещения относительно зенита, нерассеянные излучения преобладают над диффузно рассеянными излучениями. С увеличением значения угла освещения доля нерассеянных излучений падает, увеличивается доля рассеянных излучений. Неожиданным можно считать то, что при всех значениях длин волн и угла освещения поток диффузно отраженного излучения преобладает над диффузно прошедшим излучением, особенно в коротковолновой области спектра.

Результаты расчётов показывают, что в рамках теории **S, T** - матриц, можно оценить долю тепловой энергии в составе солнечной радиации, в инфракрасной области спектра, которая в основном поглощается атмосферой.

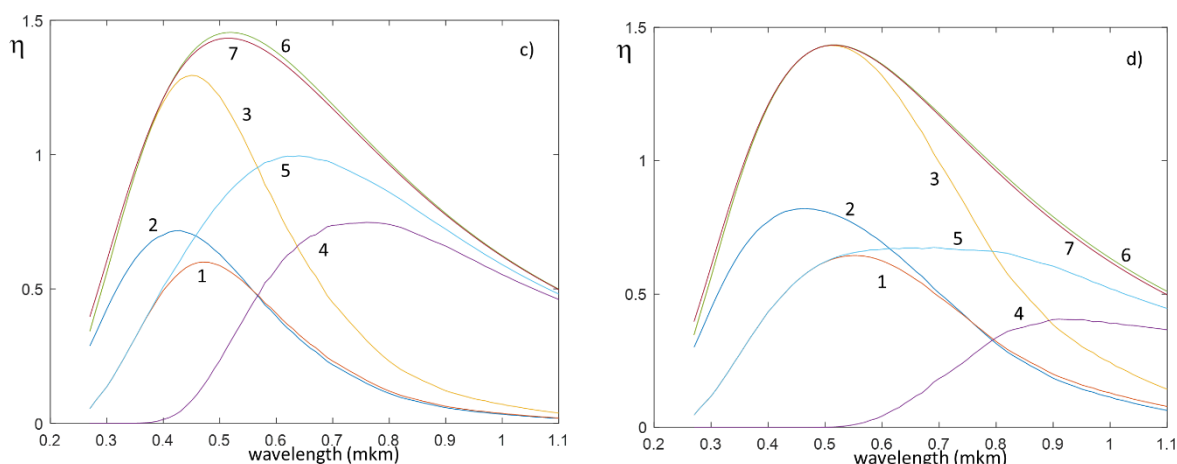


Рис. 1. Результаты расчётов спектрального распределения диффузно отраженного, прошедшего и нерассеянного излучений при различных значениях угла освещения: $\theta_0 = 0^0$ (a), 60^0 (b), 85^0 (c), 88.5^0 (d) . Кривым 1-6 соответствуют $\eta^{прон}$, $\eta^{отр}$, $\eta^{отр} + \eta^{прон}$, $\eta^{нерас}$, $\eta^{отр} + \eta^{прон} + \eta^{нерас}$.

Кривые 7 и 8 на рис.а результаты расчёта спектральной функции распределения чёрного тела при температуре $T = 5630^{\circ}$, $T = 5800^{\circ}$, соответственно.

Таблица 1. Результаты расчётов полных интегральных потоков по всему спектру по формуле (9). Показано перераспределения выходящих потоков при различных значениях угла освещения.

Угол освещения	β^{npon}	β^{omp}	$\beta^{omp} + \beta^{npon}$	$\beta^{нерас}$	$\beta^{npon} + \beta^{нерас}$	$\beta^{omp} + \beta^{npon} + \beta^{нерас}$
$\mu_0 = 1, \theta_0 = 0^{\circ}$	0.0616	0.0658	0.1273	0.8703	0.9319	0.9978
$\mu_0 = 0.86, \theta_0 = 30^{\circ}$	0.0747	0.0740	0.1487	0.8546	0.9293	1.0033
$\mu_0 = 0.70, \theta_0 \approx 45^{\circ}$	0.0852	0.0868	0.1720	0.8303	0.9155	1.0027
$\mu_0 = 0.6, \theta_0 = 60^{\circ}$	0.1055	0.1110	0.2166	0.7862	0.8917	1.0028
$\mu_0 = 0.34, \theta_0 \approx 70^{\circ}$	0.1321	0.1441	0.2762	0.7272	0.8593	1.0034
$\mu_0 = 0.17, \theta_0 \approx 80^{\circ}$	0.1911	0.2220	0.4133	0.5912	0.7823	1.0045
$\mu_0 = 0.08, \theta_0 \approx 85^{\circ}$	0.2503	0.3038	0.5541	0.4511	0.7014	1.0052
$\mu_0 = 0.02, \theta_0 \approx 88.5^{\circ}$	0.3583	0.4593	0.8175	0.1852	0.5435	1.0028

REFERENCES

1. Chandrasekhar S 1953 (2003) Radiative transfer. Dover Publications Inc, New York
2. Coulson K. L., Polarization and intensity of light in the atmosphere.: A. Deepak Publishing. r. II, IV, VII, 1988 (2017)
3. Roziqov, Jurabek and Sobirov, Makhmud and Yusupova, Dilfuza and Ruziboyev, Valijon, Some Features in the Angular Distribution of the Degree of Polarization of Diffusely Transmitted Radiation in a Medium with a Finite Optical Thickness. Available at SSRN: <http://dx.doi.org/10.2139/ssrn.4378158>
4. Sobirov M.M., Rozikov J.Yu., Ruziboyev V.U. Polyarizatsionniye xarakteristiki diffuzno otrajennogo i propushyennogo izlucheniya v srede s konechnoy opticheskoy

tolshinoy // Uzbekskiy fizicheskiy jurnal, AN RUzb. Tashkent, <http://doi.org/10.52304/.v23i2.234>, Vol. 23, No.2, pp.11-20, 2021

5. Elterman, L. UV. Visibe and IR attenuation for altitudes to 50 km, 1968. AFCRL-68-0153, Env. Res. Pap. No. 285. U.S. Air Forse.

6. Солнечная энергетика: В.И.Виссарионов, В.Дерюгина, В.А.Кузнецова, Н.К.Калинина. Москва, Изд. МЭИ, 2008, стр.207.

7. James A. Coakley Jr. and Ping Yang, Atmospheric Radiation, 2014, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Boschstr. 12, 69469 Weinheim, Germany

8. Розиков, Ж. Ю., Собиров, М. М., & Рузибоев, В. У. (2021). Поляризационные характеристики диффузно отраженного и проходящего излучения в среде с конечной оптической толщиной. «Узбекский физический журнал», 23(2), 11-20.

9. Sobirov, M. M., Rozikov, J. Y., & Ruziboyev, V. U. Formation of neutral points in the polarization characteristics of secondary radiation in the semi-infinite medium model. *International Journal of Multidisciplinary Research and Analysis*, 4, 406-412.

10. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SOME QUESTIONS OF THE THEORY OF POLARIZED RADIATION TRANSFER IN AN ISOTROPIC MEDIUM WITH A FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 3(4), 16-22.

11. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SPECIFIC FEATURES IN POLARIZATION OF DIFFUSELY REFLECTED AND TRANSMITTED RADIATION IN A MEDIUM WITH FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 24(5), 85-89.

12. Собиров, М. М., & Розиков, Ж. Ю. (2020). Особенность в поляризации диффузно отраженного и пропущенного излучения в среде с конечной оптической толщиной. *Научнотехнический журнал*, 85-89.

13. Собиров, М. М., & Розиков, Ж. Ю. (2020). Некоторые вопросы теории переноса поляризованного излучения в изотропной среде с конечной оптической толщиной. *Научно-технический журнал*, 15-24.

14. Ivchenko, E. L., & Sobirov, M. M. (1986). Theory of two-phonon resonance light scattering involving an acoustic and an optical phonon. *Fizika Tverdogo Tela*, 28(7), 2023-2031.

15. SOBIROV, M., & Yuldashev, N. K. (1984). THEORY OF TRANSFER OF POLARIZED RADIATION IN CUBIC-CRYSTALS LOCATED IN A LONGITUDINAL MAGNETIC-FIELD IN THE REGION OF EXCITON RESONANCE. *ZHURNAL EKSPERIMENTALNOI I TEORETICHESKOI FIZIKI*, 87(2), 677-690.

16. Ахмедов, Б. Б. (2020). МЕТОД КР-ВОЗМУЩЕНИЙ С УЧЕТОМ ВЫРОЖДЕНИЯ. In *Наука и современное общество: актуальные вопросы, достижения и инновации* (pp. 21-25).
17. Akhmedov, B., Rozikov, J., Muminov, I., & Ruziboev, V. (2018). ABOUT WAVEFUNCTIONS IN LOW-DIMENSIONAL SEMICONDUCTORS. *Central Asian Problems of Modern Science and Education*, 3(4), 51-57.
18. Полвонов, Б. З., Насиров, М., Мирзаев, В., & Разиков, Ж. (2019). Диагностика полупроводниковых материалов методом поляритонной люминесценции. In *General question of world science* (pp. 39-42).
19. Akhmedov, B. B., Rozikov, J. Y., & Muminov, I. A. MATERIAL'S ELECTRONIC STRUCTURE. *Zbiór artykułów naukowych recenzowanych*, 78.
20. Rozikov, J., Akhmedov, B., Muminov, I., & Ruziboev, V. (2019). DIMENSIONALLY QUANTIZED SEMICONDUCTOR STRUCTURES. *Scientific Bulletin of Namangan State University*, 1(6), 58-63.
21. Собиров, М. М. (2021). ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА В ЧИСТОЙ АТМОСФЕРЕ. *EDITOR COORDINATOR*, 308.
22. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SPECIFIC FEATURES IN POLARIZATION OF DIFFUSELY REFLECTED AND TRANSMITTED RADIATION IN A MEDIUM WITH FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 24(5), 85-89.
23. Sobirov, M. M., & Rozikov, J. Y. (2020). SOME QUESTIONS OF THE THEORY OF POLARIZED RADIATION TRANSFER IN AN ISOTROPIC MEDIUM WITH A FINITE OPTICAL THICKNESS. *Scientific-technical journal*, 3(4), 16-22.