Поляризационные характеристики диффузно отраженного и проходящего излучения в среде с конечной оптической толщиной

М.М. Собиров, Ж.Ю. Розиков*, В.У. Рузибоев

Ферганский государственный университет, ул. Мураббийлар 19, 150100, Фергана, Узбекистан

Получена 09.04.2021

* Corresponding author: e-mail roziqovjurabek1991@gmail.com, Phone: +998905348910

Рассчитаны степени поляризации диффузно проходящего и диффузно отраженного назад излучения вследствие многократного рассеяния в слоях мутной среды с конечной оптической толщиной, когда среда возбуждалась неполяризованным монохроматическим излучением. Исследованы образования, исчезновения и изменения положения нейтральных точек в угловых поляризационных характеристиках вторичного излучения в зависимости от угла освещения, оптических параметров и геометрической толщины среды. Расчёты проведены в рамках теории **S** и **T** матриц Чандрасекара, развитой по новой методике расчёта уравнения переноса поляризованного излучения в средах с конечными толщинами.

Ключевые слова: поляризованное излучение, оптическая толщина, **S** и **T** матрицы, нейтральные точки, степень поляризации.

The degrees of polarization of diffusively transmitted and diffusively reflected backward radiation due to multiple scattering in layers of turbid medium with a finite optical thickness when the medium was excited by unpolarized monochromatic radiation were calculated. The formation, disappearance, and changes in the position of neutral points in the angular polarization characteristics of secondary radiation as a function of the illumination angle, optical parameters, and geometric thickness of the medium were investigated. Calculations have been carried out within the framework of the Chandrasekar theory and **S** and **T** matrices, developed by a new method of calculating the polarized radiation transfer equation in media with finite thicknesses.

Keywords: polarized radiation, optical thickness, **S**- and **T**- matrices, neutral points, degree of polarization.

https//doi.org/10.52304/.v23i2.234

I. Введение

Как известно, для наблюдения за состоянием атмосферы и поверхностью Земли, широко используются зондирующие устройства, установленные в летательные аппараты и спутники Земли. Со временем совершенствуются методы зондирования, способы передачи и регистрации световых сигналов и обработки полученных данных.

Использование в качестве сигналов поляризованного излучения приводит к существенному расширению возможности получения информации о состоянии атмосферы, увеличивается число параметров, характеризующих физическое состояние атмосферы, повышается точность измерений т.д. [1, 2]. По этой причине, наблюдается постоянный интерес к этой теме, и всё время она находится в поле зрения специалистов [3-5].

Одно из явлений, наблюдаемых в процессе переноса поляризационного излучения в слоях атмосферы, – это образование нейтральных точек поляризации Бабине, Брюстера и Араго (Bab, Br, Ar). Естественные неполяризованные солнечные лучи при переходе через слои атмосферы, в результате рассеяния на воздушных аэрозольных частицах и на флуктуациях плотности, поляризуются. При определённых значениях углов освещения и наблюдения степень поляризации прошедшего через слои атмосферы излучения равна нулю, образуются точки с нулевой поляризацией. Аналогичные нейтральные точки наблюдаются и сверху, когда солнечные лучи отражаются атмосферой назад. Эти точки называются анти-Бабине, анти-Брюстер и анти-Араго (Bab^R, Br^R, Ar^R). Они наблюдаются из высотных самолётов, воздушных шаров и спутников. Характеристики этих точек описаны давно в классических работах Чандрасекара, Коульсона [6, 7] и позже в работах других авторов [8]. Несмотря на это, с появлением новых обстоятельств к этой теме периодически возвращаются [9-11].

Известно, что при зондировании поверхности Земли с нейтральных точек, полученные фотографии имеют более высокое качество, чем из ненулевых точек [1, 2]. По этой причине для наведения оптических приборов следует заранее знать точное место положения нейтральных точек на плоскости солнечной вертикали. Положения нейтральных точек зависят как от места положения солнца относительно зенита и угла наблюдения, так и от значений оптических параметров слоя атмосферы и высоты наблюдения.

Несмотря на то, что эти и другие вопросы имеют определённые теоретические обоснования и имеются методы исследования, в последнее время поднимается вопрос о повышении степени точности этих расчётов [12].

Впервые Чандрасекаром был разработан метод решения уравнения переноса для исследования поляризационных характеристик излучения, распространяющегося в атмосфере, основанный на принципах инвариантности Амбарцумяна [6]. Метод расчёта Чандрасекара, основанный на методе **S**-матрицы, в той или иной форме до сих пор является основным методом расчёта при изучении поляризационных явлений в физике атмосферы.

Позднее в работах Ж. Ленобле и Е. Ивченко, Г. Пикуса, Н. Юлдашева [13, 14] метод решения уравнения переноса поляризованного излучения Чандрасекара был обобщен с учётом факторизованного вида **S**-матрицы относительно полярных углов падающего и рассеянного излучений, являющихся следствием принципа взаимности. В частности, теория была обобщена для исследования поляризационной люминесценции кристаллов при возбуждении его резонансным излучением, с учетом спектральных характеристик поляризованного излучения и влияния, многократного зеркального отражения излучения от внутренней границы кристалла. Построенная теория эффективно применялась для изучения поляризационных характеристик резонансного излучения в кубических кристаллах и анализа экспериментальных спектров экситон-поляритонной люминесценции в одноосных кристаллах [15-17].

Однако, эти расчёты были проведены в модели полубесконечной среды. Для изучения атмосферных поляризационных явлений в работе [18], эта теория обобщена для сред с конечными оптическими толщинами. В [19] было рассмотрено влияние кратности рассеяния на образование и характеристики нейтральных точек, а в [20, 21] исследовано поведение нейтральных точек в модели полубесконечной среды. Эти расчёты были проведены с целью проверки правильности наших данных с решениями других авторов. Сопоставления результатов численных расчётов, выполненных по нашей теории при тех же значениях параметров, с расчётными данными других авторов, в пределах точности совпадают.

Настоящая статья посвящена исследованию угловых характеристик нейтральных точек в рамках теории, развитой в [18]. Как было упомянуто выше, характеристики нейтральных точек достаточно хорошо описаны в классических работах [6-8]. Но в этих работах в описании, касающемся характеристик точки Араго, есть некоторые моменты, которые требуют уточнения, это отражено в монографиях по оптике атмосферы (н-р, [1, 2, 22]). По этой причине, основное внимание нами уделено определению характеристик точки Араго.

II. Постановка задачи. Основные уравнения

Пусть на слои атмосферы падает плоская монохроматическая световая волна с полным потоком $\pi\mathbf{F}$ и распространяется в направлении $\boldsymbol{\Omega}_0(\theta_0,\varphi_0)$. В этом случае уравнение для интенсивности $\mathbf{I}(\tau,\boldsymbol{\Omega})$ в виде столбца матрицы Стокса

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

$\mathbf{I}(I_l, I_r, U, V)$ рассеянного излучения на геометрической глубине ($-z$) можно представить в виде [6]:

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

Здесь ось z направлена перпендикулярно вверх от плоскости падения первичного потока, $\mu = \cos\theta$, θ, φ – полярные и азимутальные углы, $\tau=(\alpha_{ист}+\sigma)z$ – оптическая толщина среды, $\alpha_{ист}$ – истинное поглощение, $\tilde{\omega}_0$ – альбедо, квантовый выход однократного рассеяния, $\mathbf{P}(\mathbf{\Omega},\mathbf{\Omega}')$ – матрица однократного рэлеевского рассеяния размером (4×4), падающий поток также представляется в виде столбца матрицы Стокса $\mathbf{F}(F_l, F_r, F_U, F_V)$.

Исходя из поставленной задачи, для определения решения уравнения (1) необходимо выполнение следующих граничных условий,

$$\mathbf{I}(\tau=0,-\mu,\varphi)=0, \quad (0<\mu\le 1), \quad (2)$$

$$\mathbf{I}(\tau=\tau_1,+\mu,\varphi)=0, \quad (0<\mu\le 1). \quad (3)$$

Интенсивности диффузно отражённого и прошедшего через среду излучений определяются через $\mathbf{S}(\tau_1,\mathbf{\Omega},\mathbf{\Omega}_0)$ и $\mathbf{T}(\tau_1,\mathbf{\Omega},\mathbf{\Omega}_0)$ матрицы, которые связаны с падающим потоком

$$\mathbf{I}^{отр}(\tau=0,\mathbf{\Omega})=(\tilde{\omega}_0/4\mu)\mathbf{S}(\tau_1,\mathbf{\Omega},\mathbf{\Omega}_0)\mathbf{F}(\tau=0,\bar{\mathbf{\Omega}}_0), \quad (4)$$

$$\mathbf{I}^{прош}(\tau=\tau_1,\bar{\mathbf{\Omega}})=(\tilde{\omega}_0/4\mu)\mathbf{T}(\tau_1,\mathbf{\Omega},\mathbf{\Omega}_0)\mathbf{F}(\tau=0,\bar{\mathbf{\Omega}}_0). \quad (5)$$

Если учесть, что **S** и **T** матрицы удовлетворяют принципу взаимности:

$$\tilde{\mathbf{S}}(\tau_1;\mu,\varphi;\mu_0,\varphi_0)=\mathbf{S}(\tau_1;\mu_0,\varphi_0;\mu,\varphi),$$
$$\tilde{\mathbf{T}}(\tau_1;\mu,\varphi;\mu_0,\varphi_0)=\mathbf{T}(\tau_1;\mu_0,\varphi_0;\mu,\varphi),$$

тогда метод расчёта, предложенный в [13, 14], можно обобщить и для вычисления $\mathbf{S}(\tau_1,\mathbf{\Omega},\mathbf{\Omega}_0)$ и $\mathbf{T}(\tau_1,\mathbf{\Omega},\mathbf{\Omega}_0)$ матриц.

Эти матрицы представляются в виде суммы трёх независимых слагаемых:

$$\mathrm{S}(\tau_1,\Omega,\Omega_0)=\mathrm{Q}\{(3/4)\mathrm{S}^{(0)}(\tau_1,\mu,\mu_{(1)})+$$
$$+[(1-\mu^2)(1-\mu_0^2)]^{1/2}\mathrm{S}^{(1)}(\tau_1,\Omega,\Omega_0)\mathrm{P}^{(1)}(\mu,\varphi,-\mu_0,\varphi_0)+$$
$$+\mathrm{S}^{(2)}(\tau_1,\Omega,\Omega_0)\mathrm{P}^{(2)}(\mu,\varphi,-\mu_0,\varphi_0)\},$$
$$\mathrm{T}(\tau_1,\Omega,\Omega_0)=\mathrm{Q}\{(3/4)\mathrm{T}^{(0)}(\tau_1,\mu,\mu_0)+$$
$$+[(1-\mu^2)(1-\mu_0^2)]^{1/2}\mathrm{T}^{(1)}(\tau_1,\Omega,\Omega_0)\mathrm{P}^{(1)}(\mu,\varphi,-\mu_0,\varphi_0)+$$
$$+\mathrm{T}^{(2)}(\tau_1,\Omega,\Omega_0)\mathrm{P}^{2}(\mu,\varphi,-\mu_0,\varphi_0)\}. \quad (6)(7)$$

Значения этих матриц определяются шестнадцатью $\mathrm{X}(\mu),\mathrm{Y}(\mu)$ функциями. Восемь из них (по четыре) определяют $\mathbf{S}_0^{(0)},\mathbf{T}_0^{(0)}$ матрицы и образуют две системы матричных уравнений с размерностью (4×4), а остальные восемь взаимно несвязанных скалярных уравнений определяют $\mathbf{S}^{(1)},\mathbf{T}^{(1)}$ матрицы и $S^{(2)},T^{(2)}$ функции[18].

II.1. Связь между альбедо и оптической толщиной

Полученные интегральные уравнения зависят от двух параметров; $\tilde{\omega}_0$, альбедо, квантовый выход однократного рассеяния и τ, оптической толщины среды. Эти две величины взаимно связаны и определяются через оптические параметры среды и геометрической толщины: $\tilde{\omega}_0=\sigma/(\alpha_{ист}+\sigma)$ и $\tau=(\alpha_{ист}+\sigma)z$, где $\alpha_{ист}$ – истинное поглощение, σ – коэффициент рассеяния, z –геометрическая толщина среды.

Между тремя параметрами можно установить следующую связь. Если среда абсолютно диссипативная, рассеяние в среде отсутствует $\sigma = 0$. В этом случае при $\mu = 1$, уравнение переноса (1) переходит в закон Ламперта-Бугера,

$$I=I_0\exp(-\tau), \quad (8)$$

где $\tau=\alpha_{ист}z$ – оптическая толщина среды без рассеивающих центров. При учёте рассеяния между альбедо и оптической толщиной имеется следующая связь

$$\tau=\frac{1}{1-\tilde{\omega}_0}\tau_0, \quad (9)$$

где $\tau_0=\alpha_{ист}z$ – оптическая толщина среды без центров рассеяния. В случае консервативной среды, когда $\tilde{\omega}_0 = 1$ формулу (9) можно переписать в следующем виде

$$\tau=\tau_0/\tilde{\omega}_0=\tau_0. \quad (10)$$

В отличие от диссипативной среды, в этом случае оптическая толщина среды определяется только коэффициентом рассеяния среды $\tau_0=\sigma z$.

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

Изменение значения оптической толщины связано с изменением геометрической ширины среды.

В формуле (9) можно сделать следующую перестановку $\tau_0 = \alpha^0_{ист} z_0 = z_0 / l_0$, где $l_0 = 1/\alpha^0_{ист}$ – характерная длина. С учётом этого (9) перепишем в следующем виде:

$$\tau = \frac{\tau_0}{1-\tilde{\omega}_0}\frac{z}{z_0}. \qquad (11)$$

Для начала точки отсчёта оптической толщины выберем значение $\tau=\tau_0$, соответствующее случаю $\tilde{\omega}_0 = 0$. В этом случае величина z/z_0 показывает относительное изменение геометрической толщины среды. Здесь следует обратить внимание на следующие два момента.

1. Если оптические параметры среды постоянные, σ=const, $\alpha_{ист}$=const, тогда $\tilde{\omega}_0$=const. В этом случае оптическая толщина τ изменяется в зависимости от геометрической толщины среды z/z_0, и это равносильно добавлению или отнятию нового слоя к среде.

2. Если z = const, тогда изменение оптической толщины среды связано только соотношением между оптическими параметрами $\alpha_{ист}$ и σ, которое определяет значение $\tilde{\omega}_0$.

III. Результаты численных расчётов

Интенсивности прошедшего и отраженного атмосферой солнечного излучения определяются по формулам (4) и (5). Падающее неполяризованное излучение имеет следующие параметры Стокса

$$F_l = F_r = (1/2)F, F_U = F_V = 0. \qquad (12)$$

Степень поляризации, как прошедшего, так и отраженного назад излучения рассчитана по формуле

$$P_{лин} = (I_l - I_r)/(I_l + I_r). \qquad (13)$$

Угловые характеристики рассчитаны по всей меридиональной плоскости солнечной вертикали, когда $\psi = \varphi_0 - \varphi = 0, \pi$.

Решения системы нелинейных интегральных уравнений для $X(\mu)$, $Y(\mu)$ функций, проводили методом итераций, численно. В отличие от других работ, интегрирование по пространству проводили не по переменной $\mu=\cos\theta$, а по θ в интервале [0°, 90°] в девяносто одной точке. Такое изменение переменной позволяет более точно учесть пространственное распределение интенсивности рассеянного излучения.

Ниже приведены результаты расчёта угловых характеристик поляризаций прошедшего и рассеянного назад излучения для трёх наборов значений альбедо и оптической толщины:

а) при $\sigma=\alpha_{ист}/2$, исходя из формулы (11), имеем $\tilde{\omega}_0 = 1/3$ и $\tau = (3/2)\tau_0(z/z_0)$;

b) при $\alpha_{ист} = \sigma$ имеем $\tilde{\omega}_0 = 0.5$ и $\tau = 2\tau_0(z/z_0)$;

c) при $\sigma = 2\alpha_{ист}$ имеем $\tilde{\omega}_0 = 2/3$ и $\tau = 3\tau_0(z/z_0)$.

В первом случае при однократном рассеянии поглощенное излучение в два раза больше, чем рассеянное излучение. Во втором случае они одинаковые, в третьем случае рассеянное излучение в два раза больше поглощенного.

Расчёты проведены при постоянном $\tilde{\omega}_0$ для двух значений τ_0: τ_0=0.1 и τ_0=0.5. Пятикратное увеличение оптической толщины возможно, когда $z = z_0$ и $z = 5z_0$, или $\alpha_{ист}=\alpha^0{}_{ист}$ и $\alpha_{ист}=5\alpha^0{}_{ист}$. Это соответствует случаю, когда либо геометрическая толщина слоя, либо коэффициент поглощения излучения увеличивается в пять раз.

На рис. 1, 2 приведены результаты расчёта угловой зависимости степени поляризации прошедшего и отраженного излучений для случая а) ($\sigma=\alpha_{ист}/2$ и $\tilde{\omega}_0 = 1/3$) при трёх значениях угла возбуждения.

Из графиков видно, что при больших значениях μ_0 на угловых характеристиках прошедшего и отраженного назад излучений наблюдаются только точки Бабине (Bab, Bab^R) и Брюстера (Br, Br^R). С приближением источника освещения к горизонту ($\theta_0 \approx 84°$) точки Брюстера исчезают, но в другой полуплоскости появляются точки Араго (Ar, Ar^R). Такое поведение точек Араго характерно как для прошедшего, так и для отраженного назад излучения. Однако, с увеличением оптической толщины до τ=0.75 в характеристиках прошедшего излучения точка Араго исчезает (рис. 2, кривая 1′), в характеристиках отраженного излучения качественных изменений не наблюдается.

Как было указано выше, с ростом оптической толщины увеличивается вероятность рассеяния излучения, отсюда следует, что точки Араго образуются при небольших числах рассеяния, нежели точки Бабине и Брюстера.

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

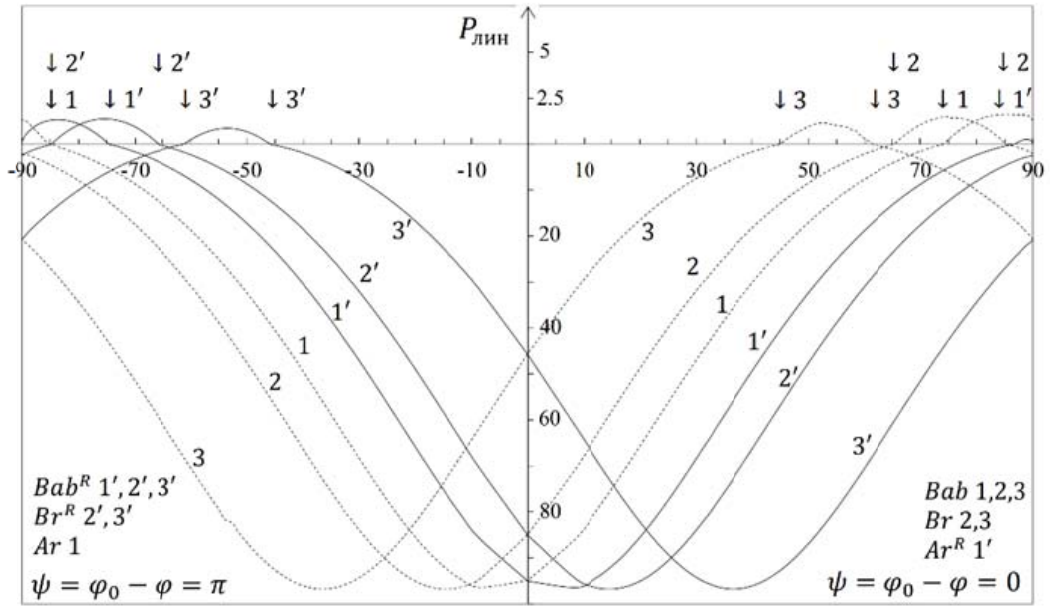


Рисунок 1. Смещения положения нейтральных точек по солнечной вертикали в зависимости от угла освещения. Солнце находится в полуплоскости ψ=0 (также и на остальных рисунках). Оптические параметры среды: $\tilde{\omega}_0$ =1/3 τ_0=0.15; углы освещения: μ_0=0.1 (кривые1, 1′), μ_0=0.25 (2, 2′), μ_0=0.6 (3,3′). Пунктирные кривые 1, 2, 3 – отраженные излучения, жирные кривые (1′, 2′, 3′) – прошедшие излучения. По оси абсцисс отложены полярные углы наблюдения в градусах. В положительной части поляризации масштаб увеличен в 4 раза. Стрелками указаны положения нейтральных точек.

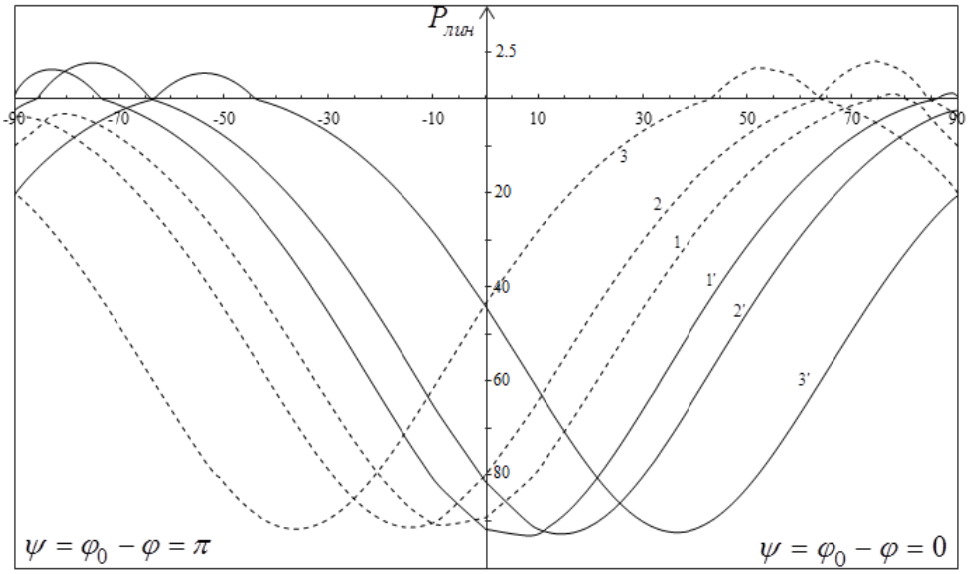


Рисунок 2. Исчезновение точки Араго в поляризационных характеристиках с увеличением оптической толщины среды. Здесь $\tilde{\omega}_0$ =1/3 τ_0=0.75; углы освещения те же, что и на рис. 1.

На рис. 3 показано изменение углового расстояния между точками Бабине и Брюстера в характеристиках прошедшего излучения в зависимости от угла освещения для случая b). Оптические параметры среды: $\alpha_{ист} = \sigma$, $\tilde{\omega}_0 = 0.5$, значения оптической толщины τ = 0.2 и τ = 1. Из графиков видно, что с ростом углового расстояния источника относительно горизонта, угловое

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

расстояние между точками сначала увеличивается, но с приближением к зениту уменьшается, а в зените они сливаются в одной точке и исчезают. Такое поведение характерно и для отраженного излучения. При малых значениях оптической толщины, когда $\tau = 0.2$ (τ_0=0.1), в характеристиках отраженного излучения точка Араго сохраняется только при больших значениях θ_0 и θ (кр. 1).

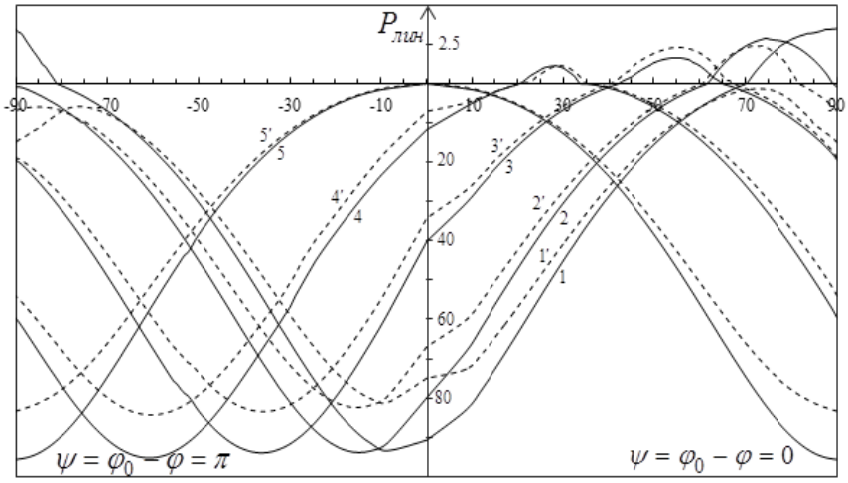


Рисунок 3. Изменение углового расстояния между точками Бабине и Брюстера в поляризационных характеристиках отраженного излучения в зависимости от угла освещения. Здесь $\tilde{\omega}_0$=0.5, Кривые 1-5 рассчитаны при τ=0.2, кр. 1′-5′ при τ=1. Кривым 1,1′; 2,2′; 3,3′; 4,4′; 5,5′ соответствуют углы освещения μ_0=0.1, 0.25, 0.6, 0.88, 1.

Графики на рис. 4 и 5 рассчитаны при значениях $\sigma=2\alpha_{ист}$, $\tilde{\omega}_0 = 2/3$, τ=0.3 и τ=0.15, когда величина рассеяния больше поглощения. В отличие от предыдущих случаев, точка Араго наблюдается при больших значениях углов освещения (рис. 4, $\theta_0 \approx 76°$, кривая 2), также увеличивается угловое расстояние между точками Бабине и Брюстера. С ростом значения оптической толщины, удовлетворяющего условию $\tau \geq 2.9$ (τ_0=0.5), в характеристиках прошедшего излучения нейтральные точки исчезают (рис. 5, кривые 4, 4′), а в характеристиках отраженного назад излучения точки Бабине и Брюстера сохраняются.

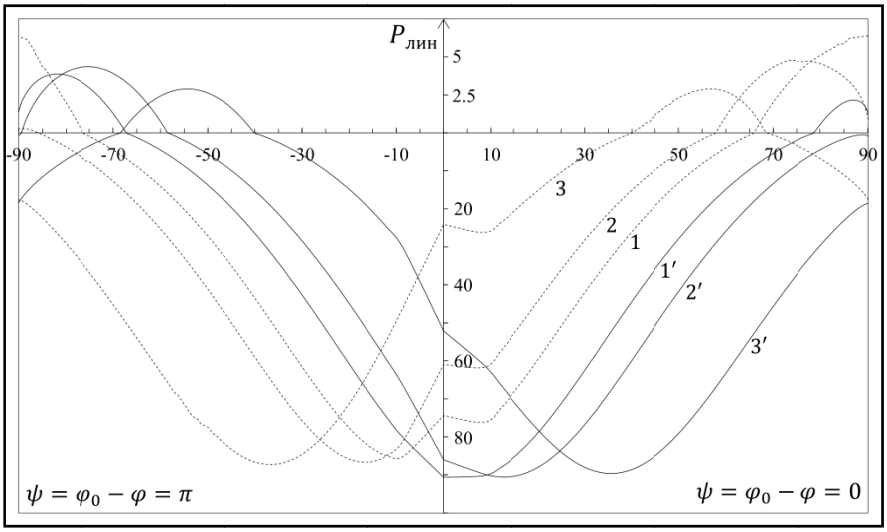


Рисунок 4. Изменения положения нейтральных точек с увеличением значения альбедо. Здесь $\tilde{\omega}_0$=2/3, τ=0.3, углы освещения те же, что и на рис. 1.

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

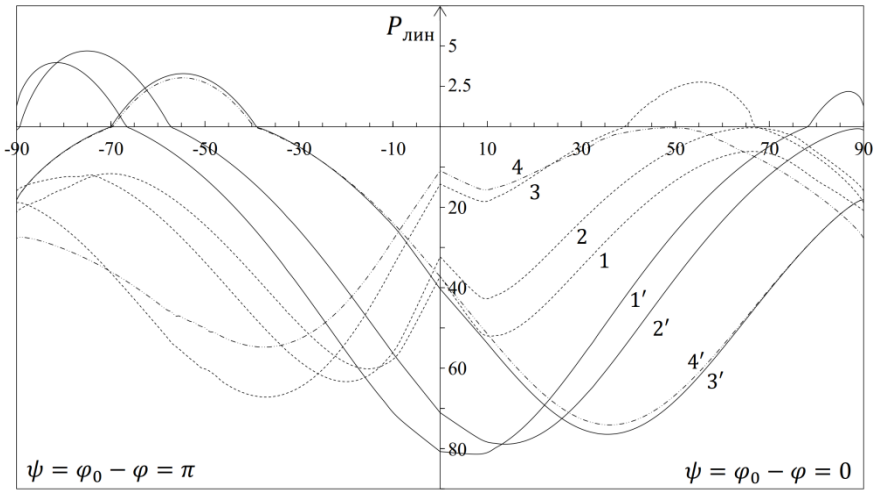


Рисунок 5. Исчезновение нейтральных точек излучения с увеличением оптической толщины среды. Кривые 1,1′; 2,2′; 3,3′ рассчитаны при $\tilde{\omega}_0$=2/3, τ=1.5, углы освещения те же, что и на рис. 4. Кривым 4,4′ соответствуют следующие параметры: $\tilde{\omega}_0$=0,9, τ=4.5, μ_0=0.6 (отраженное излучение – кривая 4, прошедшее – 4′).

С дальнейшим увеличением значений τ угловое расстояние между ними остаётся постоянным, и это соответствует результатам Каттавара [8], изменяется только с изменением значения $\tilde{\omega}_0$. Н-р, при $\theta_0 \approx 53°$ с изменением значений альбедо от $\tilde{\omega}_0 = 2/3$ (τ = 0.15) до $\tilde{\omega}_0 = 0.9$ ($\sigma = 9\alpha_{ист}$, τ = 4.5) угловое расстояние увеличивается от $\Delta\theta \approx 30°$ до $\Delta\theta \approx 40°$.

При $\tau \to \infty$ среда переходит на модели полубесконечной среды [20, 21]. В этом случае интенсивность и поляризация отраженного назад излучения не зависят от оптической толщины и остаётся только параметр альбедо. Несмотря на такое упрощение, все особенности нейтральных точек в характеристиках отраженного назад излучения сохраняются. Угловые характеристики качественно имеют такой же вид, что и в случае среды с конечной толщиной для отраженного излучения (рис. 5).

В прикладных применениях приведенных расчётов основное значение имеет определение положений точек Бабине и Брюстера в зависимости от углового положения солнца относительно зенита [1, 2]. В табл. 1 приведены результаты такого расчёта при значениях оптических параметров, что и на рис. 3. Отметим, что результаты наших расчётов заметно отличаются от результатов расчёта, приведенного в [7], в области освещения $\theta_0 \approx 76°$, где наблюдается точка Араго. Для краткости в таблице приведены значения только наиболее характерных точек освещения из 91 точек деления для θ в интервале [0°,90°]. Из таблицы видно, что на всех углах наблюдения по солнечной вертикали, и сверху и снизу атмосферы, фиксируется шесть точек. Однако, из произвольной точки наблюдения всегда видны только четыре точки: при этом точки Бабине (Bab, Bab^R) останутся такими, как были, а точки Брюстера (Br, Br^R) и Араго (Ar, Ar^R) меняются местами в зависимости от угла освещения.

В поляризационных характеристиках как прошедшего, так и отраженного излучения максимальные значения поляризации наблюдаются при условии $\mu_0^2 = 1 - \mu^2$, когда падающие и наблюдаемые лучи взаимно перпендикулярны. Из рис. 1-5 видно, что с ростом альбедо значение максимальной поляризации падает. В случае, когда $\tilde{\omega}_0 = 1/3$ и τ = 0.15, τ = 0.75, максимумы поляризации почти не зависят от угла освещения и составляют в среднем 94–96%. С ростом значений альбедо, $\tilde{\omega}_0 = 2/3$ и τ = 0.3, τ = 1.5, этот показатель падает, и в среднем для прошедшего излучения составляет 60–67%, а для отраженного составляет 75–80%. При $\tilde{\omega}_0 = 0.9$ и τ = 4.5 поляризация прошедшего излучения уменьшается до 53%, а отраженного назад на 73%.

Отметим, что в положительной части характеристик, приведенных на рис. 1-5, как для прошедшего, так и для отраженного излучения мак-

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

симум поляризации между точками Бабине и Брюстера наблюдается в точке $\theta \approx \theta_0$. Это есть точка, где находится источник освещения.

Результаты наших расчётов, приведенных на рис. 3, при значениях оптических параметров и $\theta_0 \approx 53°$ совпадают с результатами расчётов Секары для прошедшего излучения и Коульсона для отраженного излучения [7]. Такие же совпадения наблюдаются и в результатах расчётов, представленных на рис. 1, в случае $\tau = 0.2$. Однако, при $\tau = 1$ имеются расхождения по максимуму поляризации и по угловому расстоянию между точками Бабине и Брюстера на 20–25°, а положения точек Араго в работах Секары и Коульсона не определены.

Падение поляризации с увеличением значения альбедо и оптической толщины связано с ростом вероятности рассеяний за счёт увеличения оптической толщины. Следует обратить внимание на то, что деполяризация в точке максимума поляризации в прошедшем излучении выше, чем в отраженном. Это связано с тем, что прошедшее излучение средне статически претерпевает большее количество рассеяний, чем отраженное. Поток, формирующий отраженное излучение, не обязательно проходит всю оптическую толщину, так как часть потока формируется из одно-, двукратного и т.д. рассеянного излучения.

Таблица 1. Зависимости углового расстояния нейтральных точек от положения солнца относительно зенита (в град $\tilde{\omega}_0 = 0.5$).

μ_0	0	0,01	0,02	0.04	0,06	0,11	0.14	0,15	0,17	0,18	0,21	0,23	0,26	0,32	0,43	0,54	0,65	0,76	0,87	0,93	0,94	0,95	0,96	0,97	0,98	1
θ_0, град	90	89,4	88,7	87,4	86,2	83,6	81,7	81,0	80	79,1	77,8	76,5	74,5	71,2	64,3	57,0	49,0	39,9	28,6	21,0	19,1	17,1	14,8	12.1	8,5	0
Отраженное излучение, τ=0.2																										
Bab	77,1	75,8	75,2	73,9	72,5	71,2	69,8	68,5	67,8	68,7	64.3	63,6	61,4	58,5	52,3	46,4	38,9	31,1	22,7	14,8	13,5	12,1	10,3	8,5	3,8	0
Br	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	90	88,1	84,9	77,1	69,2	59,2	48,2	29,9	21,0	19,1	17,1	14,8	12,1	8,5	0
Ar	77	77,1	77,1	78,5	79,8	80,4	82.3	84,9	84,9	86,2	88,1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Отраженное излучение, τ=1																										
Bab^R	–	–	–	–	–	–	70,5	68,5	66,4	65,7	64,3	62,2	60,0	57,0	49,9	43,7	36,8	28,6	21,1	14,8	12,9	70,5	68,5	12.1	–	0
Br^R	–	–	–	–	–	–	75,2	77,1	79,1	79,8	80.4	81,0	82,3	81,7	77,8	71,2	62,2	51,5	28,6	21,0	19,1	17,1	14,8	12,1	8,5	0
Ar^R	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
Прошедшее излучение, τ=0.2																										
Bab^R	80,4	78,	77,1	75,2	73,2	1,9	70,5	69,2	67,8	66,4	65,0	63,6	62,2	59,2	52,1	47,3	39,9	33,5	24,3	17,1	15,0	14,8	13,0	12,1	8,5	0
Br^R	–	–	–	–	–	–	–	–	–	90	89	88,1	86,8	84,3	76,5	68,2	59,2	48,2	33,5	25,8	23,5	20,1	17,1	14,8	12,1	0
Ar^R	79,8	79,8	79,8	80,4	81,0	82,3	83,6	84,3	86,2	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
Прошедшее излучение, τ=1																										
Bab^R	–	78,5	76,5	74,5	72,5	69,2	67,1	66,3	65,0	64,3	63,6	61,9	60,0	57,0	49,9	44,6	37,9	31,1	22,7	17,1	4,8	13,5	12,1	8,5		0
Br^R	–	–	–	–	–	–	–	–	–	89,4	88,7	88,1	87,4	85,5	78,0	71,2	62,2	51,5	36,8	27,2	24.3	22,7	19,1	14,8	8,5	0
Ar^R	–	79,8	79,8	79,8	80,4	82,3	84,3	85,5	90	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–

Развитая теория позволяет рассчитать интенсивность и поляризацию рассеянного солнечного излучения по всем азимутальным и полярным точкам полусферы атмосферы над горизонтом. Если зондирование проводить поляризованным излучением, тогда поляризационные характеристики вторичного излучения качественно отличаются от характеристик неполяризованного естественного солнечного излучения. В приведенных выше расчётах считалось, что излучение монохроматическое. Построенную теорию можно обобщить и для анализа поляризационных характеристик белого солнечного света по частотному спектру.

В конце статьи следует заметить, что расчёты проводили только при значениях альбедо $\tilde{\omega}_0 \le 2/3$, когда в среде имеется заметное поглощение и это соответствует реальному состоянию атмосферы. При значениях $\tilde{\omega}_0 \ge 2/3$ точности расчета значений функций $X(\mu), Y(\mu)$ уменьшаются. Консервативный случай требует отдельного рассмотрения. Такая же проблема возникает и в случае решения задачи по методу расчёта Чандрасекара.

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

IV. Заключение

Исследованы угловые поляризационные характеристики диффузно прошедшего и диффузно отраженного назад, многократно рассеянного естественного неполяризованного солнечного излучения в слоях атмосферы. Расчёты проведены в рамках теории H-функций для полубесконечных сред и обобщены для сред с конечными толщинами.

Определены границы появления и исчезновения нейтральных точек в зависимости от оптических параметров среды. Показано, что при малых значениях альбедо $\tilde{\omega}_0 \leq 1/3$ появляется точка Араго при малых значениях углов освещения и наблюдения, когда Солнце находится вблизи горизонта ($\theta \approx \theta_0 \geq 84°$), и слабо зависит от оптической толщины.

С увеличением значения $\tilde{\omega}_0$ точка Араго появляется при больших значениях наблюдения и освещения (($\theta \approx \theta_0 \geq 76°$) и сильно зависит от значения τ. Также увеличивается угловое расстояние между точками Бабине и Брюстера.

Увеличение вклада рассеянного излучения приводит к исчезновению точки Араго. В области $\sigma \geq 2\alpha_{ист}$, $\tilde{\omega}_0 \geq 2/3$ и $\tau \geq 2.9$ в характеристиках прошедшего излучения, независимо от угла освещения, все нейтральные точки исчезают. Однако, в характеристиках отраженного назад излучения точки Бабине и Брюстера остаются.

Определено, что в модели полубесконечной среды, когда $\tau \to \infty$ угловые поляризационные характеристики имеют качественно аналогичный вид, как в случае отраженного излучения в средах с конечной толщиной. Этот результат показывает, что для образования нейтральных точек достаточно учесть вклад рассеянного излучения в приповерхностном слое полубесконечной среды.

Метаданные

The polarization characteristics of diffusively transmitted and diffusively reflected radiation in medium with a finite optical thickness

M.M. Sobirov, J.Yu. Rozikov and V.U. Ruziboev

Fergana State University, Murabbiylar str., 19, 150100, Fergana, Uzbekistan

The degrees of polarization of diffusively transmitted and diffusively reflected backward radiation due to multiple scattering in layers of turbid medium with a finite optical thickness when the medium was excited by unpolarized monochromatic radiation were calculated. The formation, disappearance, and changes in the position of neutral points in the angular polarization characteristics of secondary radiation as a function of the illumination angle, optical parameters, and geometric thickness of the medium were investigated. Calculations have been carried out within the framework of the Chandrasekar theory and **S** and **T** matrices, developed by a new method of calculating the polarized radiation transfer equation in media with finite thicknesses.

Keywords: polarized radiation, optical thickness, **S** and **T** matrices, neutral points, degree of polarization.

Литература (References)

[1] Lei Yan, Taxia Wu, Xuegi Wang. Polarization remore sesing for land observation. 2017. DOI: 10.5772/intechopen.79937.

[2] Lei Yan, Bin Yang, Feizhou Zhang, Yun Xiang, Wei Chen. Polarization remote sensing physics. Peking Universite Press and Springer Nature Singapore Pte Ltd. 2020. https://DOI:org/ 10.1007/978-981-15-2886-6

[3] T.A. Sushkevich. On the achievement of the theory of radiation transfer. Modeling of radiation transfer in natural media. Proceedings of the Fifteenth Open All-Russian Conference "Modern problems of Earth remote sensing from space" (Moscow, Institute of Space Research RAS, 2008).

[4] D. Miyazaki, M. Ammar, R. Kawakami, K. Ikeuchi. Estimating sunligight polarization using a fisheye lens. Information and Media Tehnologies **5**(1), 164-176 (2010). DOI: 10.11185/imt.5.164

[5] X. Fan, P. Goloub, J.L. Deuze, H. Chen, D. Zhang, D. Tange, et al. Evaluation of PARASOL aerosol retrieval over North East Asia. Remote Sensing of Environ ment. **112**(3),697-707 (2008). DOI:10.1016/j.rse.2007.06.010

[6] S. Chandrasekar. Radiant Energy Transfer (Moscow, Foreign Literature, 1953).

[7] K.L. Coulson. Polarization and intensity of light in the atmosphere. A. Deepak Publishing, Virginia, USA (1988).

[8] G.W. Kattawar, G.N. Plass, S.J. Hitzfelber. Multiple scattered radiation emerging from Rayleigh and continental haze layers. 1: Radianse, polarization, and neutral points. Appleid Optics **15**(3), 632-647 (1976); DOI:10.1364/AO.15.000632)

[9] G. Horváth, B. Bernáth, B. Suhai, A. Barta, R. Wehner. First observation of the fourth neutral polarization point in the atmosphere. J. Optical Society of America A **19**(10), 2085-2099 (2002).

[10] G. Horváth, D. Varjú. Principal neutral points of atmospheric polarization. In: Polarized Light in Animal Vision (Springer, Berlin, Heidelberg, 2004). https://doi.org/10.1007/978-3-662-09387-04.

[11] Neutral points in an atmosphere-ocean system 2: Downwelling light field. Applied Optics **50**(3), 335-46 (2011). 10.1364/AO.50.000335

[12] Vijay Natraj, King-Fai Li, and Yuk L. Yung. Rayleign scattering in planetary atmospheres: Corrected tables through

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

accurate computation of X and Y functions. The Astrophysical Jornal **609**, 1909-1920 (2009).
[13] J. Lenoble. Importance de la polarization dans le rayonnement diffuse par une atmosphere planetair. Journal of Quantativ Spektroskopy and Radiativ Transfer **10**, 533 (1970).
[14] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus, and N.H. Yuldashev. Transfer of polarized radiation in crystals in the exciton region of the spectrum. Poyariton Effects. Journal of Experimental and Theoretical Physics **80**, 1228-1246 (1981).
[15] M.M. Sobirov, and N.Kh. Yuldashev. Theory of polarized radiation transfer in cubic crystals in a longitudinal magnetic field in the region of exciton resonance. Journal of Experimental and Theoretical Physics **87**, 677-690 (1984).
[16] E.L. Ivchenko, M.M. Sobirov. Peculiarity in the spectrum of two-phonon. Mandelstamm-Brillouin backward scattering. Solid State Physics **27**, 1096-1104 (1985).
[17] E.L. Ivchenko, M.M. Sobirov. Theory of two-phonon resonance light scattering involving acoustic and optical phonons. Solid State Physics **228**, 2023-2031 (1986).
[18] M.M. Sobirov, J.Y. Rozikov. Some questions of the theory of polarized radiation transfer in an isotropic medium with a finite optical thickness. Scientific and Technical Journal, Fergana PI **3**, No.4,.15-24 (2020).
[19] M.M. Sobirov, J.Y. Rozikov. Specific features in polarization of diffusely reflected and transmitted radiation in a medium with finite optical thickness. Scientific and Technical Journal, Fergana PI, **3**, No.5, 155-159 (2020).
[20] M.M. Sobirov, J.Y. Rozikov, V.U. Ruziboyev. Formation of neutral points in the polarization characteristics of secondary radiation in the semi-infinite medium model. International Journal of Multidisciplinary Research and Analysis. **04**, No.04l (2021). DOI:10.47191/ijmra/v4-i4-07, p. 406-412.
[21] M.M. Sobirov, J.Y. Rozikov, V.U. Ruziboyev. Uglovye polyarizatsionnye kharakteristiki diffuzno-otrazhenogo izlucheniya v polubeskonechnykh i sredakh s konechnoy opticheskoy tolshinoy. Nauchno-tekhnicheskiy zhurnal Ferganskogo politekhnicheskogo institute **4**, 4 (2021).
[22] E. Mak-Kartni. Optika atmosfery, (Moskva, Mir, 1979).

Чекли оптик қалинликка эга бўлган муҳитлардан диффуз ўтган ва қайтган ўруғлик оқимини қутбланиш характеристикалари

М.М. Собиров, Ж.Ю. Розиков, В.У. Рузибоев

Фарғона давлат университети, Мураббийлар кўч., 19, 150100, Фарғона, Ўзбекистон

Чекли оптик қалинликка эга бўлган хира мухитлардан монохроматик қутбланмаган нурланиш оқимини диффуз ўтиши ва қайтиши жараёнида, сочилиш туфайли қутбланиш даражаси қандай ўзгариши назарий ўрганилган. Мухитдан ўтган ва қайтган иккиламчи нурланиш оқимининг қутбланиш даражасини ўзгариши мухитнинг оптик қалинлиги, оптик параметрлари ва нурланишнинг тушиш ва қайтиш бурчакларига боғлиқлиги, шунингдек нейтрал нуқталарнинг бурчак характеристикалари тахлил этилган. Хисоблашлар, Чандрасекар усулида қутбланган нурланиш оқимини чекли қалинликдаги мухитларда тарқалиш тенгламаларини ечиш усулини умумлаштириш натижасида орқали олинган, тенгламалар асосида бажарилган.

Калит сўзлар: қутбланиш характеристикалари оптик қалинлик, **S** ва **T** матрицалар, нейтрал нуқта, қутбланиш даражаси

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.