

В. О. Г л а д ы ш е в, В. Л. К а у ц, П. С. Т и у н о в,  
М. Б. Ч е л н о к о в

## **О ВЛИЯНИИ ВРАЩЕНИЯ АТМОСФЕР ЗЕМЛИ И СОЛНЦА НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

*Показано, что поле скоростей движения атмосферы влияет на направление распространения излучения, а также на длину оптической трассы и, соответственно, изменяет время распространения излучения и восстановленное положение излучающего объекта.*

*Предложенная в работе модель позволяет учитывать слоистое движение атмосферы астрофизического объекта. Она может быть использована для расчетов в режиме реального времени, ее основу составляет координатное решение дисперсионного уравнения электродинамики движущихся сред.*

**E-mail: vgladyshhev@mail.ru, kauts@asc.rssi.ru,  
pavel.tiunov@gmail.com, l-chelnok@yandex.ru**

**Ключевые слова:** электромагнитное излучение, эффект Физо, дисперсия, атмосфера, астрофизический объект, дисперсионное уравнение, лазерное излучение, определение координат.

Исследование влияния атмосферы Земли на процессы распространения электромагнитного излучения является одной из важнейших задач оптики атмосферы. Процессы распространения лазерного излучения в атмосфере определяют точность решения задачи оптической локации, а именно — получение в режиме реального времени информации о координатах, скорости, направлении движения и угле наклона протяженного сопровождаемого объекта [1, 2].

В условиях реальной атмосферы к турбулентным и нелинейным тепловым эффектам самовоздействия лазерного пучка, сопровождающего объект, добавляются эффекты продольного и поперечного отклонения луча вследствие сдвиговых течений на всей трассе распространения излучения.

Математическое моделирование этих процессов реализуемо традиционными статистическими методами, основанными на экспериментальных данных усредненных свойств атмосферы Земли, включая скорость перемещения атмосферы и вариации показателя преломления. Однако современные вычислительные возможности позволяют использовать прямое численное решение уравнений электродинамики для расчета процессов распространения электромагнитного излучения на всех локальных элементах трассы распространения излучения в движущейся атмосфере. При таком подходе применимы модели сдвиговых течений, микро- и макротурбулентных областей для точного

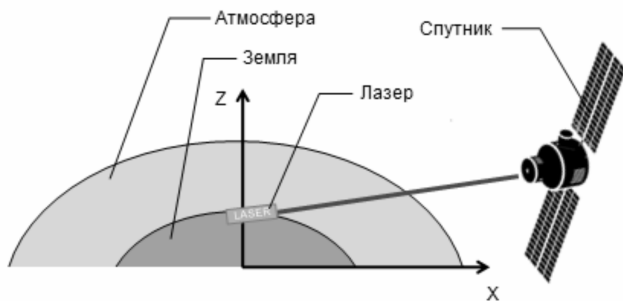
определения параметров когерентного излучения и определения предельно достижимых значений точности решения задач локации.

В данной работе предлагается использовать общий подход для моделирования процессов распространения электромагнитного излучения во вращающейся атмосфере Солнца и земной атмосфере. Во-первых, эта задача имеет самостоятельное значение, так как до настоящего времени не производились расчеты отклонения положения звезд с учетом влияния распространения луча во вращающейся атмосфере Солнца, и поэтому невозможно оценить влияние вклада поперечного эффекта Физо на наблюдаемое гравитационное отклонение света удаленного астрофизического объекта в атмосфере Солнца. Во-вторых, сдвиговая модель атмосферы Солнца является первым приближением атмосферы любого вращающегося астрофизического объекта, в том числе и атмосферы Земли, поэтому в перспективе данный подход с учетом масштабного фактора может быть использован в качестве основы для моделирования квазилокальных турбулентных областей атмосферы, что представляет значительный прикладной интерес.

В работе будем считать, что центр атмосферы покоится в лабораторной ИСО.

**Оценка продольного эффекта увлечения фазы светового луча в атмосфере Земли без дисперсии.** Сдвиговая модель закона движения атмосферы в первом приближении позволяет получить оценку влияния эффекта увлечения электромагнитной волны во вращающейся атмосфере (рис. 1). Электромагнитная волна, создаваемая когерентным источником излучения, падает на внутренний слой атмосферы.

Для расчетов будем использовать сферически симметричные модели показателя преломления и скорости атмосферы Земли экспоненциального вида.



**Рис. 1. Оптическая схема задачи распространения лазерного излучения в земной атмосфере**

Скорость движения атмосферы вычисляют по формуле

$$v = v_g + v_T \exp \left[ - \left( \frac{h - H_T}{L_T} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где  $v_g = 5,4$  м/с;  $v_T = 8$  м/с;  $H_T = 8,5$  км;  $L_T = 4$  км. Здесь высоту источника излучения  $h$  определяют выражением

$$h = R_h - R_{\oplus},$$

где  $R_h = \sqrt{x^2 + z^2}$ ;  $R_{\oplus} = 6\,400$  км.

Тогда для проекций скорости течения среды в плоскости, проходящей через геометрический центр астрофизического объекта, получим

$$v_x = -v \frac{z}{R_h}, \quad v_z = v \frac{x}{R_h}.$$

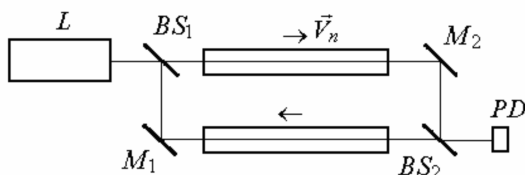
Для зависимости показателя преломления атмосферы от высоты запишем

$$n = 1 + n_0 \exp [-a (R_h - R_{\oplus})], \quad (2)$$

где  $n_0 = 0,0003$ ;  $a = 0,125$ .

Получим выражение, которое можно использовать для оценки влияния продольного увлечения. Для этого рассмотрим однопроходную схему интерферометра Хека (рис. 2), отличающуюся от опыта Физо тем, что каждый из двух лучей света распространялся только в одной трубке. Мысленно увеличив плечи интерферометра, заполненные средой, до размеров атмосферы Земли, можно сравнивать лучи, прошедшие движущуюся атмосферу (в одном плече) и неподвижную (в другом).

В инерциальной системе отсчета, в которой интерферометр покоится,  $\beta = V/c = 0$  ( $c$  – скорость света в вакууме). Скорости среды в ИСО интерферометра соответствует величина  $\vec{V}_{2n}$ ,  $\beta_{2n} = \pm V_{2n}/c$ . Нормальному падению лучей на границы раздела сред (вакуум – среда) соответствуют инварианты  $I_t = k_t = k_0 \sin \vartheta_0 = 0$ ,  $-I_1 = \omega_0(1 - \beta) = \omega_0$  [3].



**Рис. 2.** Схема интерферометра Хека. В одной трубке находится движущаяся со скоростью  $\vec{V}_{2n}$  среда, в другой – среда либо покоится, либо движется в противоположную сторону. Луч лазера после деления на первом светоделителе проходит через трубки и попадает на фотодетектор, где регистрируется интерференционная картина

Тогда нормальной компоненте волнового вектора преломленного луча соответствует выражение

$$k_{2n1,2} = \frac{\omega_0 \mp \beta_{2n}(n_2^2 - 1) + n_2(1 - \beta_{2n}^2)}{c(1 - n_2^2\beta_{2n}^2)}. \quad (3)$$

Знак в уравнении (3) зависит от направления движения среды.

Разность хода лучей будет зависеть от времени распространения света в двух плечах интерферометра с противоположными направлениями движения среды:

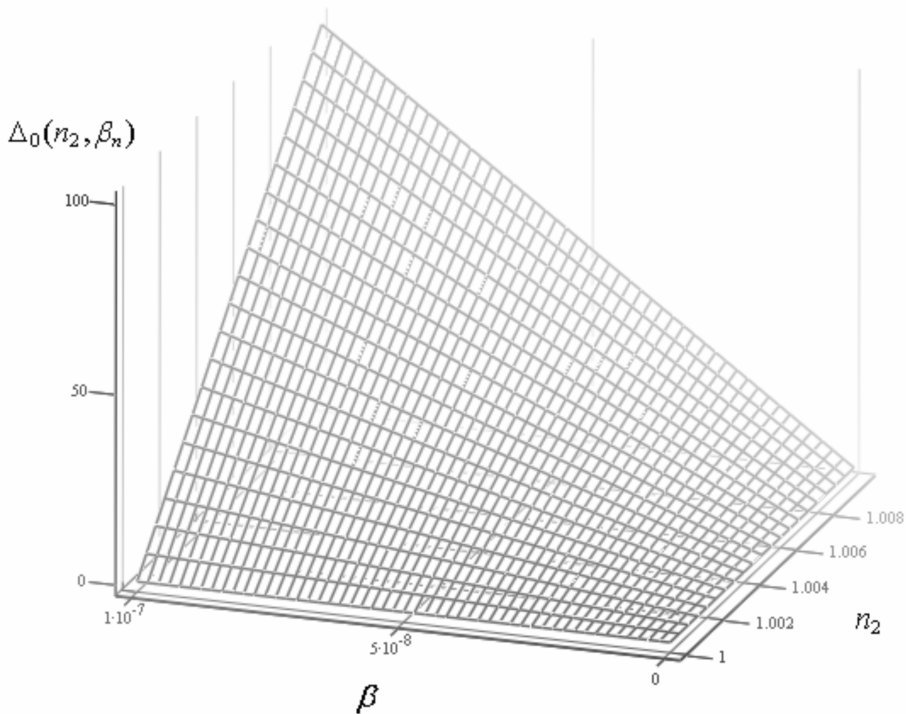
$$\Delta_0 = \frac{lc}{\lambda\omega_0}(k_{2n,2} - k_{2n,1}) = \frac{2l}{\lambda} \frac{\beta_{2n}(n_2^2 - 1)}{1 - n_2^2\beta_{2n}^2}. \quad (4)$$

Оценка (4) соответствует классическому продольному эффекту увлечения света в движущейся среде, впервые исследованному в эксперименте Физо, в котором свет распространялся в движущейся воде. Отличие состоит в том, что в опыте Физо [4] использована двухпроходная схема, поэтому расчетная величина смещения полос  $\Delta = 2\Delta_0$ .

Для параметров интерферометра Физо (длина трубок с водой  $l = 1,4875$  м, скорость воды  $V_{2n} = 7,059$  м/с, показатель преломления воды  $n_2 \approx 1,33$  для солнечного света с  $\lambda = 0,526$  мкм) получаем сдвиг интерференционных полос  $\Delta = 0,205$ . В опыте Физо наблюдалось смещение  $\Delta_s = 0,23$ . Это объясняется тем, что скорость воды в центре трубки была выше, чем использованное в расчетах среднее значение по сечению  $V_{2n}$ . Квадратичный член  $n_2^2\beta_{2n}^2 \approx 10^{-15}$  в (4) очень мал и не оказывает влияния на результаты.

Безусловно, в рассмотренном случае величина смещения плоского волнового фронта сравнительно мала. К тому же показатель преломления атмосферы значительно меньше, что будет приводить к уменьшению влияния эффекта увлечения движущейся средой вдоль траектории распространения волнового вектора. Однако существенным является значительное увеличение длины трассы следования светового луча.

Для атмосферы на рис. 3 представлена зависимость разности оптического хода двух лучей  $\Delta_0(\beta_n, n_2)$ , один из которых распространялся во вращающейся атмосфере, а другой — в неподвижной. Для земной атмосферы использованы стандартные параметры: область прозрачности  $\lambda = 800$  нм, длина трассы луча в атмосфере  $l = 20$  км. Из расчетов следует, что при показателе преломления  $n_2 = 1,000315$  и скорости движения атмосферы  $V = 10$  м/с ( $\beta = 3 \cdot 10^{-7}$ ) смещение интерференционных полос равно  $\Delta_0 = 10,5$  (полосы). Очевидно, что для когерентной передачи данных такое значение является существенным.



**Рис. 3.** Зависимость разности хода лучей  $\Delta_0(\beta_n, n_2)$ , прошедших плечи интерферометра Хека, от скорости среды в трубке и от показателя преломления среды. Очевидно, что разность хода зависит от времени распространения света в двух плечах интерферометра

**Оценка отклонения угла преломления светового луча в земной атмосфере с учетом поперечного увлечения.** Проведем оценку влияния вращения атмосферы на угол преломления лучей. Будем считать, что электромагнитная волна падает на слой атмосферы, который в локальном приближении можно рассматривать как среду с плоскопараллельным движением, которая обладает постоянной скоростью и показателем преломления. Приближение локальности достаточно точно соответствует действительности, так как расстояние, на котором скорость и показатель преломления существенно изменяются, намного больше длины волны излучения.

Угол преломления на тангенциальном разрыве скорости определяется выражением

$$\cos \vartheta'_2 = \frac{n_2 \cos \vartheta_2 - \kappa_2 \beta_{2n}}{\sqrt{n_2^2 - 2n_2 \kappa_2 \beta_{2n} \cos \vartheta_2 + \kappa_2^2 \beta_{2n}^2}}. \quad (5)$$

Разность углов преломления на границе раздела двух сред с учетом движения и без него

$$d\vartheta_2 = \vartheta'_2 - \vartheta_2 = \operatorname{arctg} \left( \frac{\sin \vartheta_0}{\sqrt{\cos^2 \vartheta_0 + \kappa_2} - \kappa_2 \beta_{2z}} \right) - \operatorname{arctg} \left( \frac{\sin \vartheta_0}{\sqrt{\cos^2 \vartheta_0 + \kappa_2}} \right). \quad (6)$$

Для расчетов используем следующие параметры:  $n_2 = 1,000315$ ;  $\lambda = 800$  нм,  $\beta = 3 \cdot 10^{-7}$ ; угол падения  $\vartheta_0 = 80^\circ$ .

В результате получаем вариацию угла преломления  $d\vartheta_2 = 10^{-7}^\circ$ , которая соответствует изменению длины оптического пути луча на орбите высотой  $l = 800$  км:

$$dL = l \sin(\vartheta'_2 - \vartheta) = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ м.}$$

Это незначительная величина, если сравнивать ее с высотой  $l$ , однако для когерентного приема излучения в оптическом диапазоне спектра это не так. Если ее выразить в длинах волн для видимого диапазона, получим величину, на три порядка превышающую значение  $\lambda$ :

$$\Delta' = \frac{dL}{\lambda} = 1750.$$

Для численной оценки величины отклонения траектории волнового вектора от прямой линии можно ввести величину  $\hat{R}$ , характеризующую кратчайшее расстояние от точек криволинейной траектории при  $\omega \neq 0$  до прямой, по которой распространяется свет при  $\omega = 0$ :

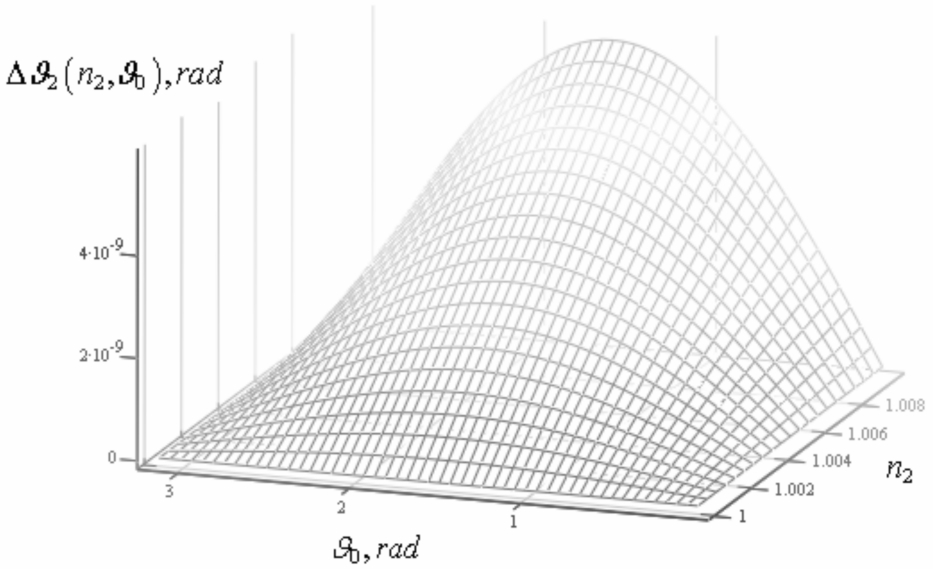
$$\hat{R}(x, z) = x \cos \vartheta_2^0 - \sin \vartheta_2^0 \int_0^{x_{\max}(x, z)} \frac{k_{2z}(x, z)}{k_{2x}} dx, \quad (7)$$

где  $x_{\max}(x, z)$  — координата ожидаемого выхода излучения из верхнего слоя атмосферы для текущих значений траектории  $(x, z)$ ;  $\vartheta_2^0$  — угол преломления при  $\omega = 0$ .

Поперечное смещение луча при выбранных параметрах атмосферы составляет  $\hat{R} = 7 \cdot 10^{-2}$  м, что сопоставимо с величиной  $\Delta'$ .

Зависимость вариации угла преломления  $\Delta\vartheta_2$  от показателя преломления и угла падения  $|\Delta\vartheta_2(n_2, \vartheta_0)|$  представлена на рис. 4, на котором видно, что максимальное увлечение света возникает при угле падения  $\vartheta_0$ , близком к величине  $\pm \frac{\pi}{2}$ , т.е. чем ближе к горизонту, тем сильнее влияние атмосферы. С увеличением значения  $n_2$  отклонение  $|\Delta\vartheta_2|$  растет практически линейно.

**Модель распространения светового луча в атмосфере Солнца.** Рассмотрим теперь модель распространения луча от удаленного источника излучения, в частности, космического происхождения, через атмосферу Солнца. Выберем систему отсчета, в которой среда в  $Z < 0$  покоится. Другой среде соответствует закон вращения с центром в



**Рис. 4.** Зависимость вариации угла преломления  $\Delta\vartheta_2$  от показателя преломления и угла падения  $|\Delta\vartheta_2(n_2, \vartheta_0)|$

точке с координатами  $x = 0$ ,  $z = R_0$  и угловой скоростью  $\omega$  (рис. 5). Тангенциальная и нормальная составляющие  $\vec{u}_2$  соответствуют

$$u_{2x} = \omega(R_0 - z), \quad u_{2z} = \omega x. \quad (8)$$

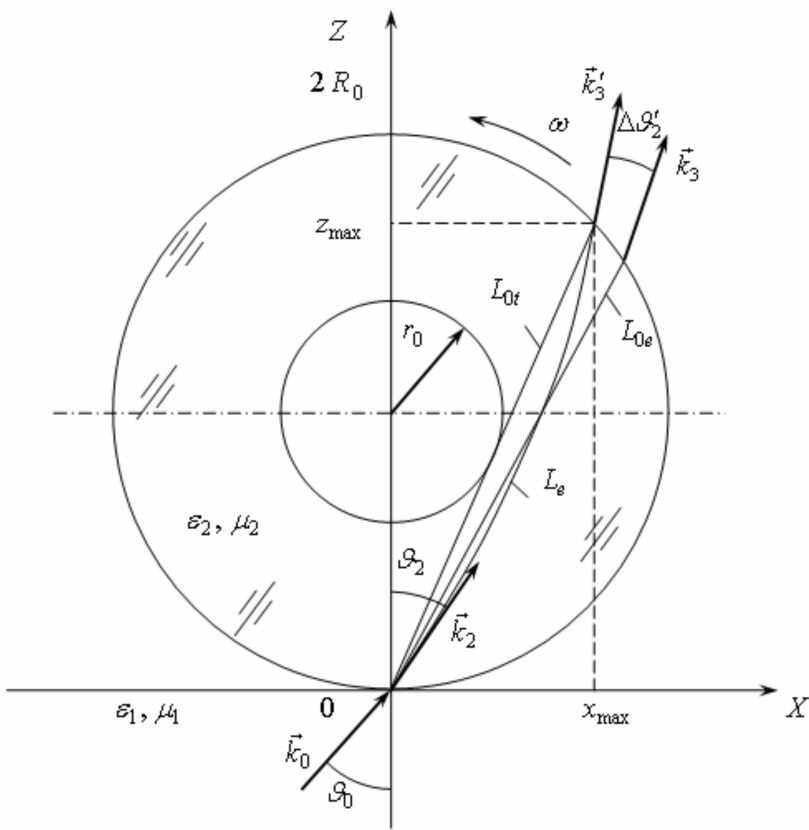
Пусть среда в полупространстве  $Z < 0$  обладает в системе покоя показателем преломления  $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$  и вторая среда —  $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$ . Пусть из первой среды на поверхность тангенциального разрыва падает плоская монохроматическая волна с частотой  $\omega_0$ . Волновой вектор  $\vec{k}_0$  падающей волны расположен в плоскости  $X, Z$  и составляет с осью  $Z$  угол  $\vartheta_0$ .

Разность оптического хода лучей, пришедших на границу раздела двух сред с  $\vartheta_0$ , один из которых распространялся в среде с частотой  $\omega = 0$ , а второй — с  $\omega \neq 0$ , соответствует

$$dL_e = 2c \int_0^{x_{\max}(x,z)} \frac{k_{2z}(x,z)}{\omega_0 \sin 2\vartheta_2} dx - n_2 L_0(\vartheta_0), \quad (9)$$

где

$$\sin 2\vartheta_2 = \frac{2k_{2x}k_{2z}}{k_{2x}^2 + k_{2z}^2}; \quad L_0 = 2R_0 \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 \vartheta_0};$$



**Рис. 5.** Распространение светового луча во вращающейся атмосфере астрофизического объекта радиуса  $r_0$ . При выходе луча из атмосферы угол преломления изменяется на величину  $d\vartheta_2$  вследствие вращения атмосферы

$$x_{\max}(x, z) = \frac{1}{2} \sin 2\vartheta_2 \left[ R_0 - \hat{k} \operatorname{tg} \vartheta_2 + \left( R_0^2 - 2R_0 \hat{k} \operatorname{tg} \vartheta_2 - \hat{k}^2 \right)^{1/2} \right],$$

$$\hat{k} = x - z \operatorname{tg} \vartheta_2(x, z).$$

В уравнении (9) тангенциальная и нормальная компоненты волнового вектора во вращающейся среде имеют вид

$$k_{2x} = \frac{\omega_0}{c} \sin \vartheta_0;$$

$$k_{2z} = \frac{\omega_0}{c} \left[ -\kappa_2 \gamma_2^2 \beta_{2z} \xi_2 \eta_2 + \left( \eta_2 \cos^2 \vartheta_0 + \kappa_2 \gamma_2^2 \xi_2^2 \eta_2^2 \right)^{1/2} \right]. \quad (10)$$

Здесь

$$\xi_2 = 1 - \beta_{2x} \sin \vartheta_0; \quad \eta_2^{-1} = 1 - \kappa_2 \gamma_2^2 \beta_{2z}^2;$$

$$\kappa_2 = n_2 - 1; \quad \beta_{2x} = \frac{u_{2x}}{c}; \quad \beta_{2z} = \frac{u_{2z}}{c};$$

$$\gamma_2^{-2} = 1 - (\beta_{2z}^2 + \beta_{2x}^2); \quad \beta_2^2 = \beta_{2x}^2 + \beta_{2z}^2,$$



где  $R_0$  — радиус поверхности, ограничивающей вращающуюся среду,  $R_0 \gg \lambda_0$ ;  $k_0 = \omega_0/c = 2\pi/\lambda_0$ ,  $\lambda_0$  — длина волны излучения в инерциальной системе отсчета наблюдателя. Верхний предел  $x_{\max}(x, z)$  изменяется вместе с  $x$ ,  $z$ , представляющими собой дрейфующие координаты ожидаемого пересечения траектории электромагнитной волны с цилиндрической поверхностью радиуса  $R_0$ ;  $\vartheta_2(x, z)$  — угол преломления.

Угол преломления электромагнитной волны  $\vartheta_2$  определяют из отношения  $\operatorname{tg} \vartheta_2 = k_{2x}/k_{2z}$  в каждой точке траектории. Проекции волнового вектора  $k_{2x}$ ,  $k_{2z}$  находят из координатного решения дисперсионного уравнения для преломленной волны, в пренебрежении поглощением и дисперсией, для каждой локальной области траектории электромагнитной волны, распространяющейся в движущейся среде.

Для накопления разности хода за счет поперечного и продольного эффектов увлечения можно соответственно записать

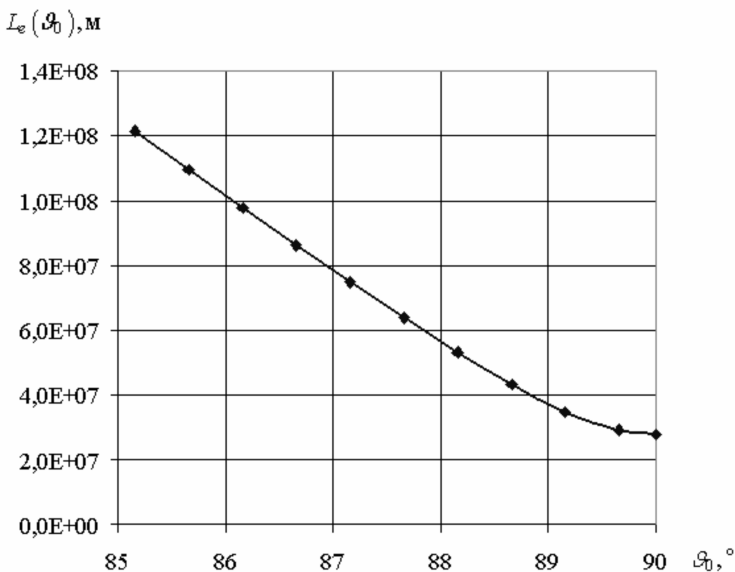
$$dL_k = n_2 \left( \int_0^{x_{\max}(x,z)} \sqrt{1 + \operatorname{ctg}^2 \vartheta_2(x, z)} dx - L_0 \right); \quad (11)$$

$$dL_u = \int_0^{x_{\max}(x,z)} \frac{k_{2z}(x, z)}{I_1 \sin 2\vartheta_2(x, z)} dx - n_2 L_t. \quad (12)$$

Выражение (11) позволяет определить разность длин оптических путей искривленной вследствие вращения траектории и прямой траектории из начальной точки в конечную. Слагаемое (12) показывает разность оптических путей по искривленной траектории при постоянном показателе преломления и при вращении, когда эффективный показатель преломления зависит от векторного поля скоростей среды. Практически это означает в первом случае влияние движения среды на длину траектории вследствие ее кривизны и углового отклонения, а во втором — влияние скорости на оптическую длину пути.

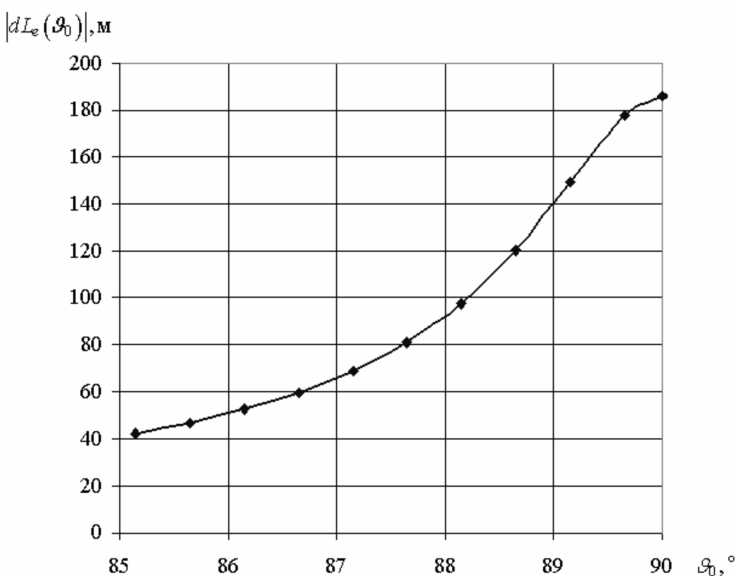
**Численные расчеты распространения светового луча в атмосфере Солнца.** Во всех расчетах направление вращения атмосферы Солнца выбрано против часовой стрелки. Сравниваются вариации длин и углов лучей, прошедших атмосферу Солнца, без учета влияния скорости вращения и с учетом скорости. Изменение направления вращения изменяет знак рассчитываемой величины, но ее значение изменяется незначительно.

На рис. 6 представлена зависимость эквивалентной длины оптического пути  $L_e$  луча от угла падения  $\vartheta_0$  на внешний слой атмосферы Солнца в модели с постоянным показателем преломления  $n$ . При больших углах падения эквивалентная длина пути замедляет падение, так как угол преломления стремится к ненулевому пределу.



**Рис. 6.** Зависимость эквивалентной длины оптического пути  $L_e$  луча от угла падения  $\vartheta_0$  на внешний слой атмосферы Солнца в модели с постоянным показателем преломления  $n$

Расчеты модуля эквивалентной разности хода лучей  $dL_e$  с учетом смещения точки выхода луча за пределы сферической поверхности внешнего слоя атмосферы приведены на рис. 7. На графике отражена

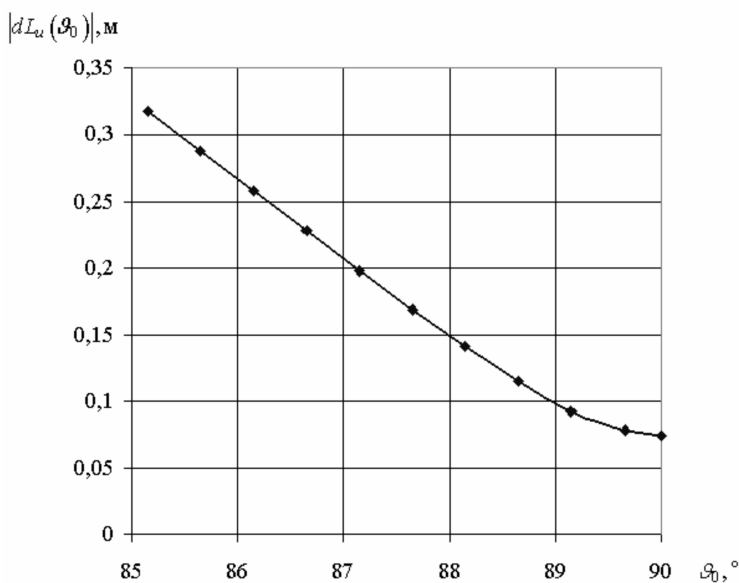


**Рис. 7.** Зависимость модуля эквивалентной разности хода лучей  $dL_e$  от угла падения  $\vartheta_0$  на внешний слой атмосферы Солнца в модели с постоянным показателем преломления  $n$

конкуренция двух эффектов. С одной стороны, с увеличением угла падения уменьшается оптический путь в среде атмосферы, а следовательно, уменьшается часть пути, на котором происходит влияние скорости движения среды. С другой стороны, поскольку луч приближается к внешним слоям атмосферы, то растет скорость, что приводит к большему влиянию эффекта увлечения. При больших углах падения (см. рис. 7) оптический путь в среде быстро падает и это приводит к быстрому падению разности  $dL_e$ . В целом смещение волнового фронта плоской монохроматической волны, прошедшей верхние слои атмосферы Солнца, может достигать величин порядка 100 м.

Таким образом, график зависимости  $dL_e$  от угла падения  $\vartheta_0$  отражает комплексное явление, содержащее геометрические и электродинамические эффекты. Оценка влияния только продольного эффекта увлечения света (эффекта Физо) показана на рис. 8. С ростом угла падения  $\vartheta_0$  уменьшается время нахождения электромагнитной волны в среде и, следовательно, уменьшается вклад продольного эффекта увлечения света.

Расчеты зависимости приращения угла выхода  $d\vartheta_2$  излучения из атмосферы Солнца от угла падения  $\vartheta_0$  на внешний слой атмосферы показывают, что при больших значениях  $\vartheta_0$  отклонение луча стремится к  $d\vartheta = 10^{-5}$  град. Другими словами, результаты оценочных расчетов свидетельствуют о том, что эффект поперечного отклонения излучения в принципе может быть экспериментально обнаружен.



**Рис. 8.** Зависимость модуля разности хода лучей вследствие продольного эффекта увлечения электромагнитной волны  $dL_u$  от угла падения  $\vartheta_0$  на внешний слой атмосферы Солнца в модели с постоянным показателем преломления  $n$

Безусловно, величины обсуждаемых эффектов в первую очередь зависят от диэлектрических свойств среды распространения излучения, поэтому особое значение имеет оценка влияния приращения показателя преломления среды на поперечное отклонение света.

Анализ зависимости модуля приращения угла выхода  $d\vartheta_2$  излучения из атмосферы от приращения показателя преломления  $dn_2$  приводит к выводу о том, что при фиксированных значениях угла падения  $\vartheta_0$  влияние  $dn_2$  на  $d\vartheta_2$  оказывается тем заметнее, чем больше угол падения.

В связи с этим уместно обратить внимание на выбранную для оценочных расчетов модель атмосферы с постоянным показателем преломления. По всей вероятности, следующим закономерным шагом повышения точности расчетов должно стать уточнение модели атмосферы и закона ее движения, однако при большой точности расчетов, возможно, потребуется учитывать турбулентные и динамические свойства атмосферы, что является самостоятельной задачей.

Сравним результаты расчета вариации угла отклонения луча, прошедшего по касательной к атмосфере Солнца, с величиной гравитационного отклонения луча Солнца. Отклонение лучей света в поле гравитирующего объекта, в частности, в поле Солнца, является одним из наиболее известных предсказаний общей теории относительности (ОТО). Данный эксперимент является одним из прецизионных тестов ОТО.

Для оценки угла отклонения луча света в поле гравитирующего объекта можно воспользоваться формулой

$$\vartheta = 2r_g/\rho,$$

где  $r_g$  — гравитационный радиус тела;  $\rho$  — прицельный параметр.

Очевидно, что максимальное отклонение электромагнитного излучения будет при касании лучами сферической поверхности. Для Солнца значение гравитационного радиуса  $r_g = 2,95$  км, для Земли —  $r_g = 0,89$  см. Соответственно для Солнца максимальный угол  $\vartheta = 1,74''$ , для Земли —  $\vartheta = 2,9'' \cdot 10^{-4}$ .

Сравнивая значения  $\vartheta = 1,74'' = 4,8 \times 10^{-4}$  град и  $d\vartheta = 10^{-5}$  град, полученные для Солнца, приходим к выводу о том, что вращение атмосферы дает вклад в отклонение луча на уровне  $10^{-1} \dots 10^{-2}$  от величины отклонения света в гравитационном поле Солнца.

Для звезд с плотностью  $\rho \sim \rho_{\text{Солнца}}$  угол  $\vartheta \sim r^2$ , где  $r$  — радиус звезды. Тогда для компактных гравитирующих объектов, таких как нейтронные звезды, оценка дает  $\vartheta \sim 7 \cdot 10^4 \vartheta_{\text{Солнца}}$ . Но у таких объектов скорость вращения может быть значительно выше. Так, если у Солнца экваториальная скорость равна 2 км/с, то скорости вращения некоторых звезд превосходят солнечную в 200 раз. Если у звезды имеется

атмосфера, то ее вращение будет приводить к эффекту дополнительного отклонения лучей.

Особенно высокие скорости наблюдаются у пульсаров, например, экваториальная скорость пульсара PSR 1937 + 214 с периодом  $1,6 \times 10^{-3}$  с составляет порядка  $V_e \approx 4 \cdot 10^4$  км/с, однако подобные быстро вращающиеся объекты не имеют атмосферы.

В заключение добавим, что использование косвенных методов при астрономических наблюдениях не раз давало новые фундаментальные результаты. В современных исследованиях распространение электромагнитного излучения в гравитационном поле, в сильных магнитном и электрических полях, в трехмерном поле скоростей диэлектрика может стать метрологическим инструментом для решения многих фундаментальных задач. Среди них можно упомянуть проблему регистрации низкоэнергетических скалярных бозонов с массой покоя  $\sim 1$  мэВ [5], проблему происхождения спина [6, 7], экспериментальные поиски анизотропии пространства [8]. В задачах радиоинтерферометрии с космическим телескопом [9] также требуется детальный расчет прохождения электромагнитных сигналов через атмосферу Земли.

Итак, анализ показывает, что при расчетах угла отклонения луча света при прохождении вблизи гравитирующего объекта учет влияния движения атмосферы может давать существенный вклад в угол отклонения луча. Согласно оценочным расчетам, эти величины могут иметь сравнимые порядки величин. Это означает, что при экспериментальной проверке теории относительности необходимо учитывать эффекты электродинамики движущихся сред.

Отметим также, что наблюдаемое отличие в эффекте гравитационного отклонения света и эффекте увлечения света вращающейся атмосферой состоит в том, что в первом случае лучи, прошедшие вблизи диска гравитирующего объекта всегда отклоняются к его центру, т. е. объект работает как собирающая линза. Во втором случае лучи отклоняются в одну сторону (увлекаются в сторону вращения) в плоскости, перпендикулярной оси вращения. Причем сильнее отклоняются лучи, прошедшие вблизи экватора. Лучи, прошедшие вблизи полюсов, не отклоняются вообще.

Из данного анализа следует, что при расшифровке экспериментальных данных в эксперименте отклонения света в гравитационном поле Солнца должен наблюдаться дополнительный эффект отклонения лучей, причем данный эффект не обладает аксиальной симметрией, свойственной классическому эффекту гравитационного линзирования. Для более точной оценки гравитационного отклонения также необходимо учитывать вращение. Однако очевидно, что влияние вращения астрофизического объекта на отклонение светового луча является эффектом более высокого порядка малости.

Из представленных результатов следует, что движение атмосферы влияет на направление распространения излучения, а также на длину оптической трассы и, соответственно, изменяет время распространения излучения и восстановленное положение излучающего объекта. Значимость величин вариаций углов, длин и времен зависит от требуемой точности решения задачи навигации или когерентной передачи данных. Сами вариации, полученные расчетным путем, зависят от модели атмосферы и ее движения. Предложенный модельный метод сравнения процессов распространения в движущейся атмосфере достаточно универсален.

Оценочные расчеты, проведенные на основе предложенного метода, показывают, что конструктивной основой для моделей, учитывающих слоистое движение атмосферы астрофизического объекта, должно быть координатное решение дисперсионного уравнения электродинамики движущихся сред. Это решение позволяет строить динамические модели и проводить расчеты в режиме реального времени.

Основным результатом работы является вывод о том, что эффект увлечения электромагнитного излучения необходимо учитывать при описании распространения излучения вблизи атмосфер вращающихся астрофизических объектов. Полученные решения могут применяться в задачах лазерного слежения в пределах земной атмосферы, при когерентной передаче данных между орбитальными аппаратами и наземными станциями, в космической навигации, при описании распространения электромагнитного излучения в атмосферах астрофизических объектов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башкин А. С., Безноздрев В. Н., Пирогов Н. А. Об эффективности прохождения излучения различных лазеров через приземную турбулентную атмосферу // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, № 1. – С. 31–36.
2. Дудоров В. В., Колосов В. В., Филимонов Г. А. Влияние теплового самовоздействия лазерного излучения на ошибку измерения координат сопровождаемого объекта в турбулентной атмосфере // Изв. Челябинского науч. центра. – 2008. – Вып. 1 (39). – С. 31–35.
3. Болотовский Б. М., Столяров С. Н. Отражение света от движущегося зеркала и родственные задачи // УФН. – 1989. – Т. 159, вып. 1. – С. 155–180.
4. F i z e a u D' H. Sur les hypotheses relatives a l'ether lumineux, et sur une experience qui parait demonter que le mouvement des corps change la vitesse avec laquelle la lumiere se propage dans leur interieur // Ann. de Chimie et de Phys. – 1859. – Vol. 57. – P. 385.
5. P r o p o s e d experiment to produce and detect light pseudoscalars / K. Van Bibber, N.B. Dagdeviren, S.E. Koonin, A.K. Kerman // Phys. Rev. Letters. – 1987. – Vol. 59, No. 7. – P. 759–762.
6. Ч е л н о к о в М. Б. Какие частицы являются истинно элементарными? (Анализ понятия истинно элементарной частицы на основе исследования спина и расширенной системы планковских величин). – Saarbrücken, Germany: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2012.

7. Челноков М. Б. О спине фундаментальных частиц // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. – 2010. – № 3 (38). – С. 22–34.
8. Регистрация анизотропии пространства на основе результатов эксперимента SADE / В.О. Гладышев, П.С. Тиунов, А.Д. Леонтьев, Т.М. Гладышева, А. Терешин, И.В. Фомин, Е.А. Шарандин, А. Яворский // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. Специальный выпуск “Физические интерпретации теории относительности”. – 2011. – С. 94–109.
9. Кауц В. Л. Темная материя и аномальные события в Солнечной системе // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. Специальный выпуск “Физические интерпретации теории относительности”. – 2011. – С. 141–148.

Статья поступила в редакцию 05.07.2012