УДК 524.852 DOI: 10.18698/1812-3368-2016-5-84-95

ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В АТМОСФЕРЕ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

И.В. Фомин ingvor@inbox.ru

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация

Аннотация

Рассмотрено распространение электромагнитного излучения в окрестности вращающихся астрофизических источников. На основе предложенной модели атмосферы как эффективного гравитационного поля получен угол отклонения луча света, угол вращения плоскости поляризации и доплеровский сдвиг частоты. Предложен единый подход к вопросам распространения света в гравитационном поле и движущихся средах

Ключевые слова

Метрика, поляризация, атмосфера

Поступила в редакцию 19.02.2016

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-02-00488 А и № 16-08-00618 А

Введение. Исследование влияния атмосферы Земли на процессы распространения электромагнитного излучения является одной из приоритетных задач оптики атмосферы. При моделировании этих процессов удобно рассматривать атмосферу как движущуюся диэлектрическую среду, т. е. решать эту задачу с помощью представлений оптики движущихся сред [1, 2].

При анализе движения света, как правило, среду предполагают однородной [3], т. е. пренебрегают незначительными эффектами, связанными с градиентом скорости. Тем не менее эти эффекты измеримы с помощью современной интерферометрии [4–6]. В работе [7] рассмотрены различные подходы к описанию распространения света в движущихся средах на основе модели Гордона [8].

В рамках гамильтонова подхода траектории световых лучей определяют из уравнений Гамильтона с гамильтонианом

$$H=\left(\frac{c^2-u^2}{n^2c^2-u^2}\right)^{1/2}\left(c^2k^2-\frac{n^2c^2-c^2}{n^2c^2-u^2}(\mathbf{u}\cdot\mathbf{k})^2\right)^{1/2}+\frac{n^2c^2-c^2}{n^2c^2-u^2}\mathbf{u}\cdot\mathbf{k},$$

что в случае медленного движения u c, дает

$$H=\frac{c}{n}k+\left(1-\frac{1}{n^2}\right)\mathbf{u}\cdot\mathbf{k},$$

где c — скорость света в вакууме; $\mathbf{u}$ — вектор скорости движения среды; n — показатель преломления; $\mathbf{k}$ — волновой вектор.

В случае лагранжева подхода решают уравнения Эйлера — Лагранжа с лагранжианом

$$L = -mc\sqrt{c^2 - v^2 + \left(\frac{1}{n^2} - 1\right)\gamma^2\left(c - \frac{\mathbf{u}\cdot\mathbf{v}}{c}\right)^2}.$$

Здесь $\gamma = (1 - u^2 / v^2)^{-1/2}$; $\mathbf{v}$ — вектор скорости света v в среде.

Для метрического подхода и аналогии с общей теорией относительности метрику определяют как

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + \left(\frac{1}{n^2} - 1\right)\left(u_\mu dx^\mu\right)^2,$$

где $\eta_{\mu\nu}$ — метрический тензор пространства Минковского; u_μ — 4-скорость движения среды.

Скалярная кривизна в рассматриваемой метрике

$$R = \frac{(n^2-1)^2}{2n^2}(u^\mu u^\nu - \eta^{\mu\nu})(\partial_\mu u^\iota)(\partial_\nu u_\iota) + \frac{1-n^4}{2n^2}(\partial_\mu u^\nu)(\partial_\nu u^\mu).$$

Для медленного вращения получим

$$ds^2 = \frac{1}{n^2}(cdt)^2 - dx^2 + 2\frac{n^2-1}{n^2}\frac{\mathbf{u}}{c} d\mathbf{x}\, cdt. \tag{1}$$

Общий подход для моделирования процессов распространения электромагнитного излучения во вращающейся атмосфере Солнца и атмосфере Земли на основе сдвиговой слоистой модели с использованием представления атмосферы движущимся диэлектриком предложено применять в работе [1].

Движение света в анизотропных средах с точки зрения метрического подхода рассмотрено в работе [9]. Описание распространения света в анизотропных материалах по аналогии с распространением света в окрестности черной дыры со статической метрикой Шварцшильда предложено в работе [10].

В настоящей работе рассмотрено распространение электромагнитного излучения в атмосфере вращающихся астрофизических объектов в рамках метрического подхода с оптической метрикой, отличной от метрики (1) в модели Гордона. Гравитационное поле определено метрикой Керра, атмосфера представлена движущимся диэлектриком, оптические свойства которого характеризуются показателем преломления, а также предложена модель атмосферы как эффективного гравитационного поля, которое моделируется оптическим аналогом метрики Керра.

Следовательно, гравитационное поле и атмосферу астрофизических объектов определяют одной метрикой с различными гравитационными радиусами r_g и различными параметрами $a = L/(Mc)$. Результирующий эффект в окрестности рассматриваемого объекта представлен суммой эффектов в гравитационом поле и атмосфере.

Метрический подход. Для описания распространения света в движущихся средах необходимо записать уравнения движения и найти характеристики электромагнитных волн.

Для определения характеристик электромагнитной волны в движущихся средах рассмотрим уравнения Максвелла в искривленном пространстве–времени [10, 11]

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x^l}+\frac{\partial F_{li}}{\partial x^k}+\frac{\partial F_{kl}}{\partial x^i}=0;$$

$$F^{ik}_{;k}=\frac{1}{\sqrt{-g}}\frac{\partial}{\partial x^k}\left(\sqrt{-g}F^{ik}\right)$$

с компонентами электрического и магнитного полей

$$E_\alpha=F_{0\alpha};\quad B_{\alpha\beta}=F_{\alpha\beta};$$
$$D^\alpha=-\sqrt{g_{00}}F^{0\alpha};\quad H^{\alpha\beta}=\sqrt{g_{00}}F^{\alpha\beta}.$$

Вектор электрического смещения определим из уравнений Максвелла [12, 13]

$$D_\alpha=\frac{E_\alpha}{\sqrt{g_{00}}}+g^{0\mu}H_\alpha. \qquad (2)$$

Также можно найти вектор напряженности магнитного поля.

Для определения траекторий света рассмотрим уравнение геодезических линий

$$\frac{dx^\lambda}{ds^2}=-\Gamma^\lambda_{\mu\nu}\frac{dx^\mu}{ds}\frac{dx^\nu}{ds},$$

где $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$ — символы Кристоффеля,

$$\Gamma^\lambda_{\mu\nu}=\frac{g^{\lambda\sigma}}{2}\left(\frac{\partial g_{\sigma\nu}}{\partial x^\mu}+\frac{\partial g_{\mu\sigma}}{\partial x^\nu}-\frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^\sigma}\right).$$

Тензор Риччи запишем с помощью символов Кристоффеля

$$R_{\beta\nu}=\frac{\partial\Gamma^\lambda_{\beta\nu}}{\partial x^\lambda}-\frac{\partial\Gamma^\lambda_{\beta\lambda}}{\partial x^\nu}+\Gamma^\sigma_{\beta\nu}\Gamma^\lambda_{\sigma\lambda}-\Gamma^\sigma_{\beta\lambda}\Gamma^\lambda_{\sigma\nu}.$$

Рассматривая движущуюся среду как эффективное гравитационное поле, для описания оптических эффектов решаем уравнения Эйнштейна в вакууме $R_{\beta\nu}=0$.

Модель атмосферы. Для описания покоящейся атмосферы в координатах x'^i рассмотрим метрику Минковского

$$ds^2=dt^2-\delta_{ij}dx'^i\,dx'^j,\quad i,j,k,...=1,2,3. \qquad (3)$$

В случае движения атмосферы со скоростью $V \quad c$ запишем преобразование координат

$$t = t, \quad x'^i = x^i + V^i t. \tag{4}$$

Используя преобразования (4) в пространстве (3), получаем новую метрику

$$ds^2 = \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right) dt^2 - 2V_i dx^i dt - \delta_{ij} dx^i dx^j.$$

Определим преобразования координат при вращении атмосферы с угловой скоростью Ω:

$$\begin{aligned} &t = t; \\ &x = x\cos(\Omega t) - y\sin(\Omega t); \\ &y = x\sin(\Omega t) + y\cos(\Omega t); \\ &z = z. \end{aligned}$$

В таком случае метрику (3) запишем следующим образом:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{\Omega^2 r^2}{c^2}\right) c^2 dt^2 - 2\Omega(xdy - ydx)dt - dx^2 - dy^2 - dz^2,$$

где $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$.

В цилиндрических координатах имеем

$$ds^2 = \left(1 - \frac{\Omega^2 r^2}{c^2}\right) c^2 dt^2 - 2\Omega r^2 d\phi dt - dr^2 - dr^2 d\phi^2 - dz^2. \tag{5}$$

Рассмотрим атмосферу как эффективное гравитационное поле, т. е. область искривленного пространства–времени, вблизи массивного медленно вращающегося источника.

Запишем метрику Керра в экваториальной плоскости [13, 14]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 + 2\frac{r_g a}{r} c d\phi dt - \frac{1}{\left(1 - r_g / r\right)} dr^2 - r^2 \left(1 + \frac{a^2}{r^2} + \frac{r_g a^2}{r^3}\right) d\phi^2.$$

Для медленного вращения $a^2 / r^2 \quad 1$, тогда метрика будет иметь вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 + 2\frac{r_g a}{r} c d\phi dt - \frac{1}{\left(1 - r_g / r\right)} dr^2 - r^2 d\phi^2. \tag{6}$$

При медленном вращении атмосферы $\Omega^2 r^2 / c^2 \to 0$ для $z = \mathrm{const}$ на основе (5) запишем метрику атмосферы как оптический аналог метрики Керра в экваториальной плоскости

$$ds^2 = \frac{c^2 dt^2}{n} - 2\alpha\Omega r^2 d\phi dt - n dr^2 - r^2 d\phi^2, \tag{7}$$

где α — коэффициент увлечения света Френеля, $\alpha = 1 - 1/n^2$.

В случае отсутствия вращения $a = 0$ получим метрику Шварцшильда

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - r_g / r\right)} dr^2 - r^2 d\phi^2,$$

для которой в случае сопоставления с метрикой (7) при условии $\Omega = 0$ показатель преломления составит $n = r / \left(r - r_g\right)$. Это согласуется с результатами, полученными в работах [11, 13].

Угол поворота плоскости поляризации. Поляризованный свет из плоского пространства проходит через область искривленного пространства (гравитационным полем или вращением объекта), которое определяется метрическим тензором $g_{\mu\nu}$, параллельно оси x [13]. Поскольку гравитационное поле можно воспринимать как оптически активную среду с эффективным показателем преломления, запишем угол поворота вектора поляризации через компоненты вектора электрического смещения D_y и D_z:

$$\varphi = \mathrm{arctg}\left(\frac{E_y}{E_z}\right) = \mathrm{arctg}\left(\frac{D_y}{D_z}\right).$$

Из уравнения (2) получим

$$D_y = \frac{E_y}{\sqrt{g_{00}}} + H_z g_{0x}; \tag{8}$$

$$D_z = \frac{E_z}{\sqrt{g_{00}}} - H_y g_{0x}. \tag{9}$$

Таким образом, угол поворота вектора поляризации равен

$$\mathrm{tg}\varphi = \frac{D_y}{D_z} = \frac{E_y / \sqrt{g_{00}} + H_z g_{0x}}{E_z / \sqrt{g_{00}} - H_y g_{0x}}. \tag{10}$$

Первичную поляризацию света определим через компоненты электрического поля $E_z = \xi E_y$, где $\xi > 0$:

$$\varphi_0 = \mathrm{arctg}\left(\frac{E_z}{E_y}\right) = \mathrm{arctg}\,\xi.$$

Компоненты магнитного поля H_α можно записать через компоненты электрического поля, исходя из соотношений $H_y = \hat{n} \times E_y$ и $H_z = \hat{n} \times E_z$, где $\hat{n}$ — вектор нормали вдоль оси распространения света. Таким образом, определяя компоненты магнитного поля из соотношений (8) и (9), получаем

$$D_y = \frac{E}{\sqrt{g_{00}}} + \xi E g_{0x};$$

$$D_z = \frac{\xi E}{\sqrt{g_{00}}} - E g_{0x}.$$

Угол поворота плоскости поляризации в гравитационном поле при движении света параллельно оси x находим как

$$\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0 = \operatorname{arctg}\left(\frac{D_y}{D_z}\right) - \operatorname{arctg}\xi =$$

$$= \operatorname{arctg}\left(\frac{1+\xi\sqrt{g_{00}}\,g_{0x}}{\xi - \sqrt{g_{00}}\,g_{0x}}\right) - \operatorname{arctg}\xi. \qquad (11)$$

В соответствии с соотношением (11) будем определять угол вращения плоскости поляризации.

Поляризация света в гравитационном поле и атмосфере. Метрику Керра в координатах Бойера — Линдквиста запишем следующим образом [15]:

$$ds^2 = \frac{\Sigma}{\Delta}dr^2 - \frac{\Delta}{\Sigma}[dt - a\sin^2\theta d\phi]^2 + \frac{\sin^2\theta}{\Sigma}[(r^2+a^2)d\phi - a dt]^2 + \Sigma d\theta^2,$$

где $\Delta = r^2 - r_g r + a^2$; $\Sigma = r^2 + a^2\cos^2\theta$.

Рассмотрим движение света в экваториальной плоскости $\sin\theta = 1$, $\cos\theta = 0$ и $\Sigma = r^2$:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{\sqrt{x^2+y^2}}\right)c^2dt^2 - \left(\frac{x^2}{r^2 - r_g r + a^2} + \frac{y^2(2a^2 + r_g r + r^4 - r^2)}{r^6}\right)dx^2 -$$

$$-\left(\frac{y^2}{r^2 - r_g r + a^2} + \frac{x^2(2a^2 + r_g r + r^4 - r^2)}{r^6}\right)dy^2 + 2\frac{r_g a x}{(x^2+y^2)^{\frac{3}{2}}}dtdx -$$

$$-2xy\left(\frac{1}{r^2 - r_g r + a^2} - \frac{2a^2 + r_g r + r^4 - r^2}{r^6}\right)dxdy.$$

Компоненты метрики, необходимые для расчета угла поворота плоскости поляризации, следующие:

$$g_{00} = 1 - \frac{r_g}{\sqrt{x^2+y^2}};$$

$$g_{0x} = \frac{r_g a y}{(x^2+y^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Значение угла поворота плоскости поляризации в случае вращающегося гравитирующего объекта для света с первичной поляризацией $E_z = E_y$, $\xi = 1$, $\varphi_0 = 45$ при движении луча по направлению вращения и против направления вращения рассчитано в работе [13]:

$$\Delta\varphi = \pm\mathrm{arctg}\left(\frac{2\dfrac{r_g a}{b^2}}{2\dfrac{\sqrt{b}}{\sqrt{b-r_g}}-1} \right), \qquad (12)$$

где b — прицельный параметр.

При условии $b = R_\odot$ с учетом $r_g = 3,000$ км, $a = 1,697$ км, $R_\odot = 7\cdot 10^5$ км получим значение угла поворота плоскости поляризации $\Delta\varphi = \pm 4,2873''\cdot 10^{-6}$ в гравитационном поле Солнца.

При условии $b = R_\oplus$ с учетом $r_g = 9\cdot 10^{-6}$ км, $a = 3,9\cdot 10^{-3}$ км, $R_\oplus = 6,371\cdot 10^3$ км, значение угла поворота плоскости поляризации составит $\Delta\varphi = \pm 2,2776''\cdot 10^{-6}$ в гравитационном поле Земли.

Для определения параметров эффективного источника гравитационного поля, моделирующего атмосферу Земли, сопоставим метрики (6) и (7). В результате получим эффективный гравитационный радиус и удельный момент импульса

$$r_g = \left(1 - \frac{1}{n}\right) r; \; a = -\left[\frac{n^2-1}{n(n-1)}\right]\frac{\Omega r^2}{c} = -\left[\frac{n^2-1}{n(n-1)}\right]\frac{V}{c} r.$$

В случае движения света в верхних слоях атмосферы полагаем $r \approx b.$ Таким образом, из уравнения (12) запишем

$$\Delta\varphi = \quad \mathrm{arctg}\left[\frac{2\sqrt{n}(n^2-1)\beta}{n^2(2-\sqrt{n})}\right], \qquad (13)$$

где $\beta = V/c.$

Для верхних слоев атмосферы Земли при $\beta = 3\cdot 10^{-7}$, $n = 1,000315$ [1] определяем $\Delta\varphi = \quad 77,9558''\cdot 10^{-6}.$

Для атмосферы Солнца показатель преломления находим по формуле [15]

$$n(r,\nu) = 1 + \frac{2GM}{c^2 r} - \frac{e^2 N(r)}{2\pi m \nu^2}. \qquad (14)$$

Здесь e, m — заряд и масса электрона; $N(r)$ — концентрация электронов, $N(r) = 1,55\cdot 10^8 \left(R_\odot / r\right)^6$; ν — частота электромагнитной волны; $\beta = 6,67\cdot 10^{-6}.$

Подставляя показатель преломления (14) в уравнение (13), для излучения частотой $\lambda = 800$ нм и $r = R_\odot$ получаем угол поворота плоскости поляризации в атмосфере Солнца $\Delta\varphi = \pm 85,3286''\cdot 10^{-5}.$

Отклонение луча света. Определим отклонение луча света в атмосфере Земли, обусловленное ее вращением. Для этого запишем отклонение луча света в метрике Керра [16]

$$\delta\theta = \frac{r_g}{b} + \left(\frac{15\pi}{16} \frac{r_g^2}{b^2} - 2\frac{r_g a}{b^2} \right) + \left(\frac{16}{3} \frac{r_g^3}{b^3} - \frac{5\pi}{2} \frac{r_g^2 a}{b^3} - \frac{r_g a^2}{b^3} \right).$$

Для атмосферы Земли получим

$$\delta\theta = \left(1 - \frac{1}{n}\right)\frac{r}{b} + \frac{15\pi}{16}\left(\frac{n-1}{n}\right)^2 \frac{r^2}{b^2} + 2\frac{(n^2-1)\beta}{n^2}\frac{r^2}{b^2} + \frac{16}{3}\left(\frac{n-1}{n}\right)^3 \frac{r^3}{b^3} +$$
$$+ \frac{5\pi}{2}\frac{(n-1)(n^2-1)\beta}{n^3}\frac{r^3}{b^3} + \frac{(n^2-1)^2\beta^2}{n^3(n-1)}\frac{r^3}{b^3}.$$

Для верхнего слоя атмосферы Земли угол отклонения равен

$$\delta\theta = \left(1 - \frac{1}{n}\right) + \frac{15\pi}{16}\left(\frac{n-1}{n}\right)^2 + 2\frac{(n^2-1)\beta}{n^2} + \frac{16}{3}\left(\frac{n-1}{n}\right)^3 +$$
$$+ \frac{5\pi}{2}\frac{(n-1)(n^2-1)\beta}{n^3} + \frac{(n^2-1)^2\beta^2}{n^3(n-1)} = 0,01793 .$$

Доплеровское смещение. Смещение частоты излучения происходит вследствие движения системы отсчета, связанной с атмосферой, относительно источника, а также в силу принципа соответствия, который подразумевает взаимосвязь гравитационного поля и неинерциальных систем отсчета [17].

Запишем выражение для компонент волнового числа электромагнитной волны [10]

$$k_i = -\frac{\partial\Psi}{\partial x^i},$$

где Ψ — эйконал, $\Psi = -k_i x^i + \text{const}$.

Определим

$$k_0 = -\frac{\partial\Psi}{\partial x^0} = -\frac{\partial\Psi}{c\partial t} = \frac{\omega}{c};$$

$$\omega' = -\frac{\partial\Psi}{\partial x^0}\frac{\partial x^0}{\partial\tau} = \omega\frac{\partial x^0}{c\partial\tau} = \omega v^0,$$

где τ — собственное время; v^0 — компонента скорости, которую определим из метрики.

В экваториальной плоскости метрики Керра имеем

$$v^0 = \frac{dx^0}{ds} = \frac{1}{\sqrt{g_{00} + g_{\phi\phi}\left(d\phi / cdt\right)^2 + 2g_{0\phi}\left(d\phi / cdt\right)}}.$$

Таким образом, получаем

$$\omega' = \frac{\omega}{\sqrt{g_{00} + g_{\phi\phi}\left(d\phi / cdt\right)^2 + 2g_{0\phi}\left(d\phi / cdt\right)}}.$$

Для движения света в экваториальной плоскости [14] имеем

$$\frac{d\phi}{cdt} = \frac{r_g a + (r - r_g)b}{r^3 - r_g ab},$$

отсюда частота электромагнитного излучения в атмосфере составит

$$\omega' = \frac{\omega}{\sqrt{\left(1 - \frac{r_g}{r}\right) + r^2 \left[\frac{r_g a + (r - r_g)b}{r^3 - r_g ab}\right]^2 + \frac{4 r_g a}{r}\left[\frac{r_g a + (r - r_g)b}{r^3 - r_g ab}\right]}}.$$

Хотя для атмосферы Земли расчет дает незначительный сдвиг частот $\omega = 0,99998\omega'$, для астрофизических источников с большим гравитационным радиусом [18] и с учетом влияния атмосферы [15], доплеровский сдвиг увеличивается.

Заключение. Рассмотрена модель атмосферы астрофизических источников, основанная на метрическом подходе к задаче распространения электромагнитного излучения в движущихся средах. В рамках этого подхода получены углы вращения плоскости поляризации, отклонения от прямолинейного распространения и сдвиг частоты электромагнитных волн, обусловленные как действием гравитационного поля, так и вращающейся атмосферой.

Для вращающихся гравитирующих тел с атмосферой метрика пространства и оптическая метрика определены аналогично, что позволяет применять полученные соотношения к задаче распространения света в сферических вращающихся диэлектрических средах, моделируя движущуюся среду эффективным гравитационным полем.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гладышев В.О., Кауц В.Л., Тиунов П.С., Челноков М.Б.* О влиянии вращения атмосфер Земли и Солнца на распространение электромагнитного излучения // Инженерный журнал: наука и инновации. 2012. Вып. 5 (5). DOI: 10.18698/2308-6033-2012-5-216 URL: http://engjournal.ru/catalog/fundamentals/physics/216.html

2. *Electromagnetic* waves propagation near rotating gravitating astrophysical object with atmosphere / V.O. Gladyshev, A.A. Tereshin, I.V. Fomin, M.B. Chelnokov, V.L. Kauts, T.M. Gladysheva, D.D. Bazleva // Proceedings of 12th International Conference on Gravitation, Astrophysics and Cosmology, ICGAC-12. 2015. Moscow. P. 137.

3. *A unifying* statistical model for atmospheric optical scintillation / Antonio Jurado-Navas, José María Garrido-Balsells, José Francisco Paris, Antonio Puerta-Notario // Physics. 2011. P. 1–4. DOI: arXiv:1102.1915

4. *Первые* результаты измерения зависимости пространственного увлечения света во вращающейся среде от скорости вращения / В.О. Гладышев, Т.М. Гладышева, М. Дашко, Н. Трофимов, Е.А. Шарандин // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. №21. С. 17–24.

5. *О влиянии* движения среды на когерентное электромагнитное излучение / В.О. Гладышев, Д.И. Портнов, В.Л. Кауц, Т.М. Гладышева, А.А. Терешин, М.Б. Челноков // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2014. № 5. С. 41–52.

6. *Leonhardt U., Piwnicki P.* Optics of nonuniformly moving media // Phys. Rev. A. 1999. Vol. 60. P. 4301. DOI: 10.1103/PhysRevA.60.4301

7. *Gordon W.* Ann. Phys. Leipzig. 1923. Vol. 72. P. 421.

8. *Leonhardt U., Philbin T.* Transformation optics and the geometry of light // Prog. Opt. 2009. Vol. 53. P. 69–152.

9. *Fernández-Núñez I., Bulashenko O.* Anisotropic metamaterial as an analogue of a black hole // Physics Letters. 2015. Vol. A 380. P. 1–8.

10. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Физматлит, 2006. 534 с.

11. *Ghosh T., Sen A.K.* The effect of gravitational field of a rotating body on the plane of polarization of electromagnetic radiation // General Relativity and Quantum Cosmology. DOI: arXiv:1509.00289.2015.

12. *Vogt D., Letelier P.* Relativistic Models of Galaxies // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 2005. Vol. 363. P. 268–284. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09436.x

13. *Roy S., Sen A.K.* Trajectory of a light ray in Kerr field: A material medium approach // Astrophysics and Space Science. 2015. Manuscript number: ASTR-D-15-00567R2. DOI: 10.1007/s10509-015-2538-6

14. *Teukolsky S.* The Kerr metric // arXiv:1410.2130. 2014. P. 37.
DOI: 10.1088/0264-9381/32/12/124006

15. *Yi Y.* Optical approach to gravitational redshift // Astrophysics and Space Science. 2011. Vol. 336. P. 347–355.

16. *Sereno M., De Luca F.* Analytical Kerr black hole lensing in the weak defection limit // Phys. Rev. D. 2006. Vol. 74. P. 123099. DOI: 10.1103/PhysRevD.74.123009

17. *Эйнштейн А.* Сущность теории относительности. М.: Иностранная литература. 1955. 160 с.

18. *Dubey A.K., Sen A.K.* An analysis of gravitational redshift from rotating body // International Journal of Theoretical Physics. 2014. Vol. 54 (7). P. 2398.
DOI: 10.1007/s10773-014-2464-3

Фомин Игорь Владимирович — канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры «Физика» МГТУ им. Н.Э. Баумана (МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5).

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Фомин И.В. Оптические эффекты в атмосфере астрофизических объектов // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2016. № 5. С. 84–95.
DOI: 10.18698/1812-3368-2016-5-84-95

OPTICAL EFFECTS IN THE ATMOSPHERE OF ASTROPHYSICAL OBJECTS

I.V. Fomin ingvor@inbox.ru

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation

Abstract

In this paper we consider the electromagnetic radiation in the vicinity of rotating astrophysical sources. This work assumes the model of atmosphere as an effective gravitational field. Based on this model we calculated the deflection angle of the light beam, determined the angle of rotation of the plane of polarization and Doppler frequency shift. This article offers the uniform approach to the propagation of light in a gravitational field and moving media

Keywords

Metric, polarization, atmosphere

REFERENCES

[1] Gladyshev V.O., Kauts V.L., Tiunov P.S., Chelnokov M.B. On the influence of rotation of Earth and Sun atmospheres on the electromagnetic radiation propagation. *Jelektr. nauchno-tekh. izd. "Inzhenernyy zhurnal: nauka i innovacii"* [El. Sc.-Tech. Publ. "Eng. J.: Science and Innovation"], 2012, iss. 5 (5). DOI: 10.18698/2308-6033-2012-5-216 Available at: http://engjournal.ru/eng/catalog/fundamentals/physics/216.html

[2] Gladyshev V.O., Tereshin A.A., Fomin I.V., Chelnokov M.B., Kauts V.L., Gladysheva T.M., Bazleva D.D. Electromagnetic waves propagation near rotating gravitating astrophysical object with atmosphere. *Proc. of 12th International Conference on Gravitation, Astrophysics and Cosmology, ICGAC-12*. Moscow, 2015, p. 137.

[3] Jurado-Navas Antonio, Garrido-Balsells José María, Paris José Francisco, Puerta-Notario Antonio. A unifying statistical model for atmospheric optical scintillation. *Physics*, 2011, pp. 1–4. DOI: arXiv:1102.1915

[4] Gladyshev V.O., Gladysheva T.M., Dashko M., Trofimov N., Sharandin E.A. Results of measurements of the rotation speed effect on the spatial entrainment of light in a rotating medium. *Tech. Phys. Lett.*, 2007, no. 11, pp. 905–908.

[5] Gladyshev V.O., Portnov D.I., Kauts V.L., Gladysheva T.M., Tereshin A.A., Chelnokov M.B. On the influence of medium motion on coherent electromagnetic radiation. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2014, no. 5, pp. 41–52 (in Russ.).

[6] Leonhardt U., Piwnicki P. Optics of nonuniformly moving media. *Phys. Rev. A*, 1999, vol. 60, p. 4301. DOI: 10.1103/PhysRevA.60.4301

[7] Gordon W. Ann. Phys. Leipzig, 1923, vol. 72, p. 421.

[8] Leonhardt U., Philbin T. Transformation optics and the geometry of light. *Prog. Opt.*, 2009, vol. 53, pp. 69–152.

[9] Fernández-Núñez I., Bulashenko O. Anisotropic metamaterial as an analogue of a black hole. *Physics Letters*, 2015, vol. A 380, pp. 1–8.

[10] Landau L.D., Lifshits E.M. Course of theoretical physics. Ten-volume set. Vol. 2. The Classical Theory of Fields. Oxford, New York, Pergamon, 1984. 460 p.

[11] Ghosh T., Sen A.K. The effect of gravitational field of a rotating body on the plane of polarization of electromagnetic radiation. *General Relativity and Quantum Cosmology*. DOI: arXiv:1509.00289.2015

[12] Vogt D., Letelier P. Relativistic Models of Galaxies. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2005, vol. 363, pp. 268–284. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09436.x

[13] Roy S., Sen A.K. Trajectory of a light ray in Kerr field: A material medium approach. *Astrophysics and Space Science*, 2015. Manuscript number: ASTR-D-15-00567R2. DOI: 10.1007/s10509-015-2538-6

[14] Teukolsky S. The Kerr metric. arXiv:1410.2130, 2014, p. 37. DOI: 10.1088/0264-9381/32/12/124006

[15] Yi Y. Optical approach to gravitational redshift. *Astrophysics and Space Science*, 2011, vol. 336, pp. 347–355.

[16] Sereno M., De Luca F. Analytical Kerr black hole lensing in the weak defection limit. *Phys. Rev. D*, 2006, vol. 74, p. 123099. DOI: 10.1103/PhysRevD.74.123009

[17] Einstein A. The meaning of relativity. Fourth Edition, including the “Generalization of Gravitation Theory”. NJ, Princeton, Princeton University Press, 1953.

[18] Dubey A.K., Sen A.K. An analysis of gravitational redshift from rotating body. *International Journal of Theoretical Physics*, 2014, vol. 54 (7), p. 2398. DOI: 10.1007/s10773-014-2464-3

Fomin I.V. — Cand. Sci. (Phys.-Math.), Assoc. Professor of Physics Department, Bauman Moscow State Technical University (2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation).

Please cite this article in English as:

Fomin I.V. Optical Effects in the Atmosphere of Astrophysical Objects. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2016, no. 5, pp. 84–95. DOI: 10.18698/1812-3368-2016-5-84-95