

Академия наук БССР
Институт тепло- и массообмена им. А.В. Ланкова

Л.Н. Барыкин

К ДИНАМИКЕ ПОПЕРЕЧНОГО ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА
И ГОДИЧНОЙ АБЕРРАЦИИ СВЕТА

Препринт № 32

Минск 1989

УДК 530.12

Показано, что поперечный эффект Доплера и годичная aberrация света являются решениями уравнений электродинамики, в которой взаимосвязь полей и индукций нелинейна по новой скалярной характеристике, зависящей от показателя преломления среды.



Институт тепло-и массообмена
им. А. В. Лыкова АН БССР, 1989

Если хочешь собрать мед,
не опрокидывай улей.

Д. Карнеги

Введение

При движении источника излучения и наблюдателя относительно друг друга имеет место преобразование частоты ω - эффект Доплера, теоретически обоснованный им в 1842 году /1/, и изменение направления волнового вектора \vec{k} - явление абберации, впервые экспериментально обнаруженное в 1728 году Бредли /2/. Их единое математическое описание, полученное Эйнштейном в 1905 году /3/, базируется на соотношении компонент 4 - вектора $(\vec{k}, \omega/c)$ в различных инерционных системах отчета. Так определены галилеевские системы координат, связанные пространственно-временными преобразованиями группы Лоренца. Здесь c - скорость электромагнитного поля в вакууме.

В частности, специальная теория относительности /3/ пред-казала поперечный эффект Доплера: отличие частоты ω в дви-жущейся системе отчета от ее значений в покоящейся ω_0 со-гласно связи

$$\omega = \omega_0 / (1 - v^2/c^2)^{1/2}$$

при угле $\theta = \frac{\pi}{2}$ между скоростью относительного движения v и

волновым вектором \vec{k} поля. Этот вывод подтвержден в опытах Айвса /4/. Для указанных условий экспериментально определен угол годичной абберации света

$$\operatorname{tg} \alpha = V_3 / c ,$$

где V_3 - скорость Земли на орбите вокруг Солнца. Его величина в нерелятивистском пределе следует из кинематического расчета специальной теории относительности.

Из физических соображений ясно, что как первый, так и второй эффекты обусловлены взаимодействием электромагнитного поля со средой, в частности с атмосферой Земли. Однако до сих пор не удавалось получить их величину непосредственно из решения уравнений Максвелла.

Сформулируем задачу. Пусть излучение частоты ω_0 с волновым вектором \vec{k}_0 распространяется из космического вакуума к поверхности Земли нормально ее плоскости эклиптики, так что $(\vec{k}_0, \vec{v}_3) = 0$. Величина V_3 задает скорость Земли при ее движении на орбите вокруг Солнца. Требуется описать на основе решения уравнений электродинамики изменение частоты и волнового вектора при взаимодействии поля с атмосферой. Начальными условиями являются параметры электромагнитного поля на высоте $H \geq 300$ км над поверхностью Земли.

1. Модель описания

Для анализа изменения частоты ω и волнового вектора \vec{k} используем модель описания электромагнитных явлений /5/ с нелинейным по скалярной характеристике \mathcal{W} обобщением взаимосвязи полей и индукции. Величина \mathcal{W} определена соотношением

$$\mathcal{W} = 1 - \exp[-P_0(n-1)] ,$$

где n - показатель преломления, $P_0 = 7 \cdot 10^4$ - феноменологическая константа. Введем скорость среды \vec{u}_m и скорость движения источника \vec{u}_s . Зададим скорость \vec{u}_{in} как кинематическую характеристику инерции поля. В расчетную схему введем скорость \vec{u}_e . Используем требование локальной инвариантности фазы волны по скорости \vec{u}_e и учтем изменение \mathcal{W} на пути распространения лу-

ча. Взаимосвязь частот и компонент волнового вектора – дисперсионное уравнение новой модели – используем как основу анализа.

Расчет проведем в системе координат, покоящейся относительно Земли. Согласно условиям задачи, источник излучения, покоящийся относительно гелиоцентрической системы, имеет скорость $u_{fs} = -V_3$. Ограничимся случаем покоящейся атмосферы, когда $\vec{u}_m = 0$. Пусть также $K_{y0} = 0$.

С учетом принятых допущений имеем систему, состоящую из дисперсионного уравнения

$$c^2 k^2 - \omega^2 = \Gamma_{in}^2 (\epsilon\mu - \omega) (\omega - \vec{k} \vec{u}_{in})^2$$

и дополнительных физических условий

$$\omega = \omega_0 \gamma_\ell + \vec{k} \vec{u}_\ell, \quad k_z = k_{0z} \sqrt{\epsilon\mu}.$$

Пусть входящие в них величины определены соотношениями

$$\vec{u}_\ell = \vec{u}_{fs}, \quad \vec{u}_{in} = (1 - \omega) \vec{u}_{fs},$$

$$\gamma_\ell = (1 - \omega u_\ell^2 / c^2)^{1/2}, \quad \Gamma_{in}^2 = (1 - \omega u_{in}^2 / c^2)^{-1}.$$

При решении задачи ограничимся членами u_{fs}/c , не выше квадратичных, так как $u_{fs} \ll c$.

2. Решение задачи

Преобразуем дисперсионное уравнение к виду

$$A k_x^2 - 2B k_x + P = 0.$$

Его коэффициенты равны

$$A = 1 - a \frac{u_{fs}^2}{c^2}, \quad a = \omega + \epsilon\mu \omega^2 - \omega^3,$$

$$B = \omega \frac{\omega_0}{c} \frac{u_{fs}}{c} b, \quad b = 1 + \epsilon\mu - \omega,$$

$$P = \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{u_{fs}^2}{c^2} q, \quad q = w^2 - 2w^3 + w^4 + 2w^2 \epsilon_{\mu} - w^3 \epsilon_{\mu}.$$

В оптическом диапазоне длин волн показатель преломления, согласно /6/, задается зависимостью

$$\sqrt{\epsilon_{\mu}} = n = 1 + G_{\lambda} \rho / \rho_n,$$

где $G_{\lambda} = 3 \cdot 10^{-4}$, ρ - локальная плотность среды, ρ_n - плотность среды при нормальных условиях. По этой причине коэффициенты a , b , q с хорошей точностью определены условием $\epsilon_{\mu} = 1$.

Получим решение квадратного уравнения для

$$K_x = \frac{\omega_0}{c} \frac{u_{fs}}{c} w \left[(2-w) - (1-w)^{1/2} \right].$$

Из двух знаков перед дискриминантом выберем минус. В этом случае значения функции

$$\hat{\Phi} = w \left[(2-w) - (1-w)^{1/2} \right]$$

в диапазоне изменения $w = [0 \div 1]$ не превышают единицы. Ее величины для разных w опишем в таблице.

Таблица

$\hat{\Phi}$	0,095	0,182	0,259	0,330	0,396	0,461	0,520	0,602	0,705
w	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9

Определим угол между первоначальным и последующими направлениями луча:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{K_x}{K_z} = \frac{\hat{\Phi}}{c} \frac{u_{fs}}{c}.$$

Связь начальной ω_0 и новой частоты ω задается выражением

$$\omega = \omega_0 \left[(1-w u_{fs}^2 / c^2)^{1/2} + \frac{\hat{\Phi}}{c} u_{fs}^2 / c^2 \right].$$

3. Анализ решения

Найдем, используя полученные выражения, параметры излучения вдали от Земли. Пусть плотность атмосферы ρ на высоте H мала и $\mathcal{W} = 0$. Тогда имеем начальное условие сформулированной задачи

$$\kappa_x = 0, \quad \kappa_z = -\omega_0/c, \quad \omega = \omega_0.$$

При распространении поля к поверхности Земли функция \mathcal{W} меняется от нуля до единицы. Соответственно непрерывно меняются величины κ_x , $\text{tg} \alpha$, ω . При $\mathcal{W} = 1$ имеем значения

$$\kappa_x = \frac{\omega_0}{c} \frac{u_{fs}}{c}, \quad \text{tg} \alpha = \frac{u_{fs}}{c}, \quad \omega = \omega_0 / (1 - u_{fs}^2/c^2)^{1/2},$$

полученные специальной теорией относительности в рамках кинематического подхода, т.е. на основе перерасчета параметров поля ω_0 , κ_{0z} , κ_{0x} в величины ω , κ_z , κ_x посредством преобразований Лоренца.

Использованный нами динамический подход существенно отличается от кинематического. Он позволяет получить не только согласующиеся с опытом конечные значения величин, но раскрывает также содержание физических процессов взаимодействия поля со средой. Мы имеем сейчас возможность рассмотрения поперечного эффекта Доплера и явления аберрации света как динамических процессов. Применяемый ранее кинематический подход проще, в этом его главное преимущество.

Заметим, что в нашей модели имеет место сложение скорости поля со скоростью источника. Согласно /7/, для групповой скорости \vec{v}_g в нерелятивистском приближении справедливо выражение

$$\vec{v}_g = \frac{c}{n} \frac{\vec{\kappa}}{\kappa} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right) (1-w) \vec{u}_{fs}.$$

При $\mathcal{W} = 0$ имеем векторное сложение величин $c/n \vec{s}$ и \vec{u}_{fs} . В предельном случае ($\mathcal{W} = 1$) зависимость \vec{v}_g от \vec{u}_{fs} пропадает. Следовательно, модель ограничивает применение принципа независимости скорости поля от скорости источника случаем "плотных" сред, для которых $\mathcal{W} = 1$. В оптическом диапазоне длин волн ее роль играет атмосфера при нормальных условиях.

Динамику изменения параметров поля изобразим на рисунке.

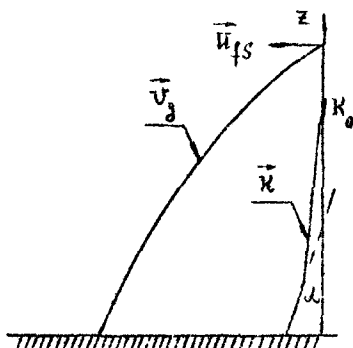


Рис. Зависимость \vec{V}_g и K_x от высоты над поверхностью Земли H

Согласно постановке задачи, на большой высоте H над поверхностью Земли имеет место баллистическая гипотеза Ритца [8], причем составляющая волнового вектора K_x равна нулю. С приближением к Земле величина скорости V_g уменьшается, а величина K_x растет. Вблизи поверхности, когда $\omega = 1$, составляющая волнового вектора K_x остается неизменной, а поле имеет скорость, направленную по \vec{K} .

Заключение

Мы имеем сейчас модель динамического описания поперечного эффекта Доплера и годичной абберации света. Из анализа полученного решения следует, что применяемый ранее кинематический подход к этим эффектам является недостаточным для описания механизма происходящих процессов. Обусловлено это неполнотой общепринятой модели, использующей из всего спектра значений скалярной характеристики ω только $\omega = 1$. Однако неправильно было бы отрицать полезность такого подхода, позволяющего простыми средствами найти корректное выражение параметров поля на конечной стадии динамического процесса. Представляется целесообразным использовать нелинейное по ω обобщение материальных уравнений электродинамики для анализа других задач распространения поля в вакууме и в разреженном газе.

В частности, представляет интерес проблема независимости угла аберрации от скорости движения излучателя \bar{U}_{ext} , хотя экспериментально доказано, что \bar{U}_{ext} эффективно изменяет частоту поля от значения ω_{ext} у источника до ω_0 в верхних слоях атмосферы Земли. Поскольку плотность космической среды мала и в ней $\psi = 0$, предложим механизм изменения инерции поля. Построим его по аналогии с моделью, применяемой для среды. В качестве физического фактора воздействия на электромагнитное поле используем статическое гравитационное поле Солнечной системы, а параметра, характеризующего отклонение поля от равновесного состояния - длину l пройденного пути. Тогда имеем $w_g = 1 - \exp(-Q_0 l / l_0)$, где Q_0 - безразмерная феноменологическая константа. Свяжем \bar{U}_{fs} и \bar{U}_{ext} соотношением $\bar{U}_{fs} = (1 - w_g) \bar{U}_{ext}$. Согласно проведенному расчету, с ростом w_g скорость \bar{U}_{ext} "исчезает", меняется частота поля. Определим Q_0 , полагая, что значение $w_g = 1$ достигается при пройденном расстоянии l_a . Выберем в качестве l_a минимальное расстояние между Землей и Юпитером, для которого экспериментально доказана независимость угла аберрации от скорости Юпитера. Тогда имеем $Q_0 / l_0 \approx 3,34 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-1}$. Понятно, что предложенный механизм можно использовать также для далеких источников излучения. Полагая, что трансформация \bar{U}_{ext} обусловлена взаимодействием электромагнитного поля с гравитонами, оценим его массу m_γ . Пусть $l_0 = h / m_\gamma c$, где h - квантовая постоянная. Имеем $m_\gamma Q_0 = 8,135 \cdot 10^{-21} m_e$, где m_e - масса электрона. Заметим, что предложенный механизм "торможения фотонов" позволяет найти и некоторые другие параметры гравитационного поля.

Л и т е р а т у р а

1. Doppler Ch. Uber das farbige Licht der Doppelsterne und einiger andern Gestirne und Himmels // Abh. Böhm. Ges. - 1842. - V. 2. - S. 465.
2. Bradley J. A new apparent motion discovered in the fixed stars; its cause assigned; the velocity and aquable motion of light deduced // Phil. Trans. - 1728. - V. 35. - P. 637 - 653.
3. Эйнштейн А. К электродинамике движущихся тел / Собр. науч. тр. - М.: Наука, 1965. - Т. I. - С. 7-35.
4. Ives H.E. The doppler-effect considered in relation to the Michelson-Morley experiment // JOSA. - 1937. - V. 27. - P. 389-392.

5. Барыкин В.Н. К нелинейной электродинамике сред. - Минск, 1989. - 50 с. - (Препринт / ИТМО АН БССР, № 16).
6. Проблемы прикладной физики: Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под ред. Д. Стробена. - М.: Мир, 1981. - 414 с.
7. Барыкин В.Н. К электродинамике движущегося разреженного газа. - Минск, 1988. - 56 с. - (Препринт / ИТМО АН БССР, № 16).
8. Ritz W. Recherches critique sur l'électrodynamique générale / Ann. Chim. - 1908. - V. 13. - P. 145 - 275.

Виктор Николаевич Барыкин

К ДИНАМИКЕ ПОПЕРЕЧНОГО ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА
И ГОДИЧНОЙ АБЕРРАЦИИ СВЕТА

Препринт № 32

Редактор В.И. Царькова. Худ. редактор С.И. Сауляк.
Техн. редактор В.Д. Перепелкина. Корректор Э.Н. Зеленкевич.

Подписано в печать 21.11.89. АТ 08097.
Формат 60x84 1/16. Бумага типогр. № 2. Офсетная печать.
Усл. печ. л. 0,6. Усл. кр.-отт. 0,7. Уч.-изд. л. 0,6.
Тираж 200 экз. Заказ 374. Бесплатно.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова АН БССР.
220728, Минск, ГСП, П. Бровки, 15.

Отпечатано на ротапринте Института тепло- и массообмена
им. А.В. Лыкова АН БССР. 220728, Минск, ГСП, П. Бровки, 15