

**ЖУРНАЛ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ  
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

ОСНОВАН В МАРТЕ 1873 ГОДА  
ВЫХОДИТ 12 РАЗ В ГОД  
МОСКВА

ТОМ 113, ВЫПУСК 6  
ИЮНЬ, 1998  
«НАУКА»

**КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ДВОЙНОГО ГРАВИТАЦИОННОГО  
ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С НАРУШЕННОЙ  
ЗАРЯДОВОЙ И ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТЬЮ**

© 1998

*Ю. М. Лоскутов\**

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 25 декабря 1997 г.

В рамках предложенной ранее теории гравитации с нарушенной пространственной и зарядовой четностью дается объяснение обнаруженному недавно эффекту нефарадеевского вращения плоскости поляризации при распространении электромагнитного излучения на космологические расстояния.

**1. ВВЕДЕНИЕ**

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал (см. [1]) по вращению плоскости поляризации электромагнитного излучения, испускаемого далекими радиогалактиками (получены данные по 160 галактикам). Из него достоверно следует, что плоскость поляризации подвержена не только фарадеевскому, но и дополнительному вращению. В отличие от фарадеевского это вращение не зависит от длины волны излучения. Модуль дополнительного угла поворота  $\beta$  лежит (если отбросить возможную неоднозначность, кратную  $\pi$ ) в области от 0 до  $\pi$ . Недавно Нодланд и Ролстон [2] в результате математической обработки данных [1] пришли к довольно неожиданному выводу. По их утверждению экспериментальные точки плотнее всего

\*E-mail: loskutov@moldyn.phys.msu.su

© Российская академия наук, Отделение общей физики и астрономии,  
Институт физических проблем им. П. Л. Капицы, 1998 г.

группируются около интерполяции  $\beta$  выражением

$$\beta = \frac{1}{2\Lambda} r \cos \gamma + \beta_0, \quad (1)$$

где  $r$  — расстояние от источника до наблюдателя,  $\Lambda$  — масштаб измерения  $r$ , а  $\gamma$  — угол между направлением распространения луча и некоторым единичным вектором  $s$ . В случае выборки из 71 галактики со значением красного смещения  $z > 0.3$  наилучшее согласие формулы (1) с наблюдениями достигается, если  $s$  характеризовать углами склонения и прямого восхождения, соответственно равными  $0^\circ \pm 20^\circ$  и  $21 \text{ час} \pm 2 \text{ часа}$ .

Сопоставление (1) с наблюдениями показывает, что большей части галактик с  $\cos \gamma > 0$  отвечает  $\beta \sim \pi/2$ , а с отклонением  $\beta$  от  $\pi/2$  в ту или другую сторону число галактик уменьшается. Аналогично, галактики с  $\cos \gamma < 0$  также оказываются рассредоточенными по  $\beta$  около  $\beta \sim -\pi/2$ . Величина  $\beta_0$  для всех галактик оказалась близкой к  $1^\circ$ – $2^\circ$  (при типичном значении  $1^\circ$ ).

По существу, интерполяция (1) вводит два вида нефарадеевского вращения: правое для одной группы галактик и левое для другой (поэтому и неоднозначность в определении  $\beta$  для одной и другой групп галактик будет равной  $+n\pi$  и  $-n\pi$ ). Если согласиться с тем, что интерполяция (1) точнее чем любая другая соответствует наблюдениям, то это свидетельствовало бы о нарушении однородности и изотропности пространства по крайней мере в нашей Метагалактике — вывод чрезвычайно ответственный, чтобы не ждать возражений. И такие возражения не замедлили появиться в публикации<sup>1)</sup> Кэррола и Филда [3]. В отличие от авторов [2], авторы [3] предполагают, что нефарадеевское вращение плоскости поляризации электромагнитного излучения от всех галактик однотипно, а не делится на правое и левое по группам галактик. Такая гипотеза с самого начала исключает возможность введения асимметричной интерполяции типа (1), а значит, и возможность нарушения однородности и изотропности пространства. При данном соглашении угол поворота  $\beta$  (если отбросить его неоднозначность, равную теперь только  $+n\pi$ ) для большинства галактик (с  $z > 0.3$ ) оказывается рассредоточенным около  $\pi/2$ ; значениям  $\beta = \pi/2 + |\Delta\beta|$  соответствует уменьшающееся по мере роста  $|\Delta\beta|$  число галактик (это отражено в [3] на гистограмме 1). Авторы [3] утверждают, что экспериментальные точки  $\beta$  (с учетом гипотезы об однотипности вращений) группируются около интерполяционной линии  $\beta \simeq \pi/2$  с плотностью, лучшей, чем около линии (1). Проверить это не представляется возможным из-за отсутствия деталей. Однако, если судить по рис. 2 из [3] и рис. 1d из [2], на которых представлены распределения чисел галактик (с  $z > 0.3$ ) по  $\beta$  в зависимости от  $r \cos \gamma$ , такое заключение сделать трудно — чисто визуально они говорят скорее об обратном (хотя, конечно, визуальная оценка не всегда справедлива, так как зависит, например, от масштабов). Вместе с тем, вопрос о том, относительно какой интерполяции значений  $\beta$  экспериментальные точки ложатся плотнее, является решающим. Необходима, очевидно, дополнительная независимая математическая обработка данных наблюдений [1], чтобы сделать выбор, если он окажется вообще возможным на имеющейся базе данных. На текущий момент однозначное склонение в пользу [2] или [3] выглядело бы поспешным, хотя с физической точки зрения позиция [3] предпочтительна.

<sup>1)</sup> Я очень благодарен рецензенту работы, обратившему мое внимание на публикацию [3], о которой я ранее не знал. Это придало работе совсем другой оттенок.

Надо вспомнить, что экспериментальные данные для нефарадеевских углов  $\beta$  получены от 160 галактик; основные же выводы в [2, 3] базировались на данных от 71 галактики с  $z > 0.3$ . Что следует ожидать в интерпретациях [2, 3] от остальных 89 галактик с  $z < 0.3$ ?

Если интерполяция (1) является отражением реального закона природы, то она должна быть применима и к ближним ( $z < 0.3$ ) галактикам. Этого, однако, не наблюдается — достаточно взглянуть на рис. 1с из [2], да и сами авторы [2] отмечают плохую корреляцию (1) с наблюдаемым распределением  $\beta$  от ближних галактик. Такой результат ставит под серьезное сомнение интерполяцию (1) как универсальный закон.

Если закон природы отражает предложенная в [3] интерполяция  $\beta \simeq \pi/2$ , то экспериментальные точки  $\beta$  от ближних галактик должны повторить гистограмму 1 из [3]. Этого, однако, в [3] не сделано. Поэтому твердо судить об универсальности введенной в [3] интерполяции пока нельзя.

Если в результате дополнительного анализа данных от всех 160 радиогалактик окажется, что распределение наблюдаемых  $\beta$  на отрезке  $[0, \pi]$  очень слабо коррелирует с какой-то интерполяцией или не коррелирует ни с какой, то это будет говорить в пользу распределения  $\beta$  не на отрезке  $[0, \pi]$ , а на отрезке  $[0, n\pi]$ , где  $n$  велико. С общей точки зрения такая картина кажется более правдоподобной. Однако решающее слово за дополнительной математической обработкой данных всех наблюдений.

Ниже излагается вариант объяснения нефарадеевского (гравитационного) эффекта двойного лучепреломления, основанный на предложенной в [4] теории гравитации с нарушенной пространственной и зарядовой четностью. Анализируются дополнительные следствия, вытекающие из трактовок [2] и [3]. Часть этих следствий можно интерпретировать как свидетельство в пользу варианта [3], хотя категорически отвергнуть вариант [2] теоретически нельзя. Обсуждается возможность и некоррелированного распределения углов  $\beta$  гравитационного вращения.

## 2. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ДВОЙНОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ КАК СЛЕДСТВИЕ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С НАРУШЕННОЙ ЗАРЯДОВОЙ И ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТЬЮ И ВОЗМОЖНОСТЬ СОХРАНЕНИЯ МОДЕЛИ ОДНОРОДНОЙ ИЗОТРОПНОЙ ВСЕЛЕННОЙ

В [4] на основе идеи об универсальности в природе закона нарушения зарядовой ( $C$ ) и пространственной ( $P$ ) четностей ( $CP = \text{const}$ ) была построена теория гравитации, удовлетворяющая этому принципу. В силу ряда требований структура лагранжиана спинорных частиц и лагранжиана поляризованных фотонов в гравитационном поле оказывается однозначно определенной. В квазиклассическом пределе оба лагранжиана приводят к идентичным динамическим уравнениям поляризованных частиц в гравитационном поле. В частности, в приближении слабого поля уравнение распространения циркулярно поляризованных фотонов в пространстве со статической римановой метрикой  $g_{\mu\nu}(\mathbf{x})$  имеет вид<sup>1)</sup>:

$$E^2 g^{00} + \mathbf{p}^2 g^{11} + 2\zeta \hbar C(\mathbf{p}\nabla)h_1^{(1)} = 0. \quad (2)$$

<sup>1)</sup> Выбрана система единиц  $c = G = 1$ .

Здесь  $E \equiv \hbar\omega$  — энергия фотона,  $\mathbf{p}$  — его канонический импульс,  $\zeta = \pm 1$  отвечают правой (верхний знак) и левой поляризациям фотона,  $h_\nu^{(a)}$  — сопутствующие тетрады ( $h_{(a)}^\nu = g^{\nu\mu} h_{(a)\mu}$ ,  $h_{(b)\nu} = h_\nu^{(a)} \eta_{ab}$  и т. д., где  $\eta_{ab}$  — метрический тензор Минковского), а  $C$  — безразмерная вещественная константа гравитационных взаимодействий, нарушающих  $C$ - и  $P$ -четности (при восстановлении единиц измерения константа  $C$  с учетом структуры  $h_\nu^{(a)}$  всегда будет входить в уравнение вместе с фактором  $G/c^2$ ).

Наличие в уравнении (2) последнего члена как раз и приводит к эффектам двойного лучепреломления в гравитационном поле: интегральному эффекту гравитационного вращения плоскости поляризации и локальному эффекту видимого углового расщепления лучей циркулярной правой и левой поляризаций.

На пути от источника до наблюдателя плоскость поляризации повернется согласно (2) на угол (в радианах)

$$\beta = C \left[ h_1^{(1)}(\mathbf{r}_2) - h_1^{(1)}(\mathbf{r}_1) \right], \quad (3)$$

где  $h_1^{(1)}(\mathbf{r}_2)$  и  $h_1^{(1)}(\mathbf{r}_1)$  — значения тетрад в точках приема и испускания сигнала соответственно. Из (2) следует также, что при одной и той же частоте  $\omega$  импульсы фотонов с правой ( $\zeta = 1$ ) и левой ( $\zeta = -1$ ) поляризациями будут в точке наблюдения разными. В пределах выбранного приближения по слабому гравитационному полю

$$\mathbf{p}_\zeta \simeq \mathbf{p}_0 - \zeta \hbar C \nabla h_1^{(1)}(\mathbf{r}_2). \quad (4)$$

Это значит, что в правых и левых лучах источник будет виден из точки приема сигнала под разными углами. Видимое угловое расщепление будет лежать в плоскости  $(\mathbf{p}_0, \nabla h_1^{(1)}(\mathbf{r}_2))$  и составит величину

$$\alpha \simeq \frac{C\lambda}{\pi} \left| \left[ \boldsymbol{\kappa}^0 \nabla h_1^{(1)}(\mathbf{r}_2) \right] \right|, \quad (5)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения, а  $\boldsymbol{\kappa}^0$  — единичный вектор в направлении от источника к наблюдателю.

Допустим, что плоскополяризованное радиоизлучение идет со спутника, движущегося по заданной эллиптической траектории вокруг Солнца, а принимается на Земле. Тогда

$$h_1^{(1)}(\mathbf{r}) \simeq 1 - \frac{M_\odot}{r} - \frac{M_\oplus}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_e|}, \quad (6)$$

где  $\mathbf{r}_e$  — радиус-вектор центра Земли относительно центра Солнца. Следовательно

$$\alpha \simeq \frac{C\lambda M_\oplus}{\pi R^2} \sin \chi, \quad \beta \simeq C \left[ \frac{M_\odot}{r_1} - \frac{M_\odot}{|\mathbf{r}_e - \mathbf{R}|} - \frac{M_\oplus}{R} \right]. \quad (7)$$

Здесь  $\mathbf{R}$  — радиус-вектор наблюдателя относительно центра Земли, а  $\chi$  — угол между  $\mathbf{p}_0$  и  $\mathbf{R}$ ; при этом в выражении для  $\alpha$  учтено, что у поверхности Земли градиентом потенциала Солнца можно пренебречь по сравнению с градиентом потенциала Земли, а в выражении для  $\beta$  отброшен потенциал Земли вблизи спутника.

Если условия эксперимента таковы, что перед началом эксперимента плоскость поляризации источника на спутнике устанавливается под определенным углом (например,

90°) к плоскости эклиптики в месте нахождения антенны (а далее ориентация антенны удерживается гироскопами), то, фиксируя ориентацию плоскости поляризации в месте наблюдателя, можно фиксировать тем самым и угол поворота  $\beta$ . Если же перед началом эксперимента антенна устанавливается так, чтобы в месте наблюдателя плоскость поляризации составляла определенный угол (например, 90°) с плоскостью эклиптики, а далее, по мере сближения луча с Солнцем, фиксируется изменение этого угла, то сопоставлять с наблюдениями следует

$$\Delta\beta \simeq CM_{\odot} \left\{ \left[ \frac{1}{r_1(t)} - \frac{1}{r_1(0)} \right] - \left[ \frac{1}{r_e(t)} - \frac{1}{r_e(0)} \right] + \left[ \frac{\mathbf{R}(t)\mathbf{r}_e(t)}{r_e^3(t)} - \frac{\mathbf{R}(0)\mathbf{r}_e(0)}{r_e^3(0)} \right] \right\}. \quad (8)$$

Эффекты двойного гравитационного лучепреломления необходимо сравнить с аналогичными эффектами магнитоплазменного происхождения. Для этого воспользуемся дисперсионным соотношением, связывающим частоту фотона с его волновым вектором в замагниченной плазме. В условиях, когда циклотронная частота  $\Omega \equiv e\mathcal{H}/mc$  (здесь  $\mathcal{H}$  — напряженность внешнего магнитного поля, а  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона) много меньше частоты  $\omega$  фотонов, дисперсионное соотношение для правых и левых фотонов можно представить в виде

$$E^2 = \frac{4\pi N e^2 \hbar^2}{m} + c^2 \mathbf{p}^2 + \zeta \frac{4\pi N e^3 \hbar}{m^2 \omega^2} (\mathbf{p} \mathcal{H}), \quad (9)$$

где  $N$  — плотность электронов. Отсюда для видимого углового расщепления  $\alpha_1$  право- и левополяризованных лучей в точке наблюдения и для фарадеевского угла поворота  $\beta_1$  после прохождения луча от источника к наблюдателю соответственно получаем

$$\alpha_1 \simeq \frac{e^3 \lambda^3 N(r_2) \mathcal{H}(r_2)}{2\pi^2 m^2 c^4} \sin \chi_1, \quad \beta_1 \simeq \frac{e^3 \lambda^2}{2\pi m^2 c^4} \int_{r_1}^{r_2} N(s) \mathcal{H}(s) ds. \quad (10)$$

Здесь  $\chi_1$  — угол между  $\mathbf{p}$  и  $\mathcal{H}$ ,  $N(s)$  — плотность электронов на пути следования луча,  $\mathcal{H}(s)$  — касательная к лучу компонента магнитного поля.

Сравнение (7) с (10) показывает, что, в отличие от фарадеевского, гравитационное вращение плоскости поляризации не зависит от длины волны излучения, что упрощает задачу его идентификации. Кроме того, для измерения  $\beta$  или  $\Delta\beta$  нет необходимости в сближении луча с Солнцем, так как значения  $\beta$  и  $\Delta\beta$  зависят лишь от гравитационных потенциалов в точках испускания и приема сигнала. Напротив, чтобы отмежеваться от фарадеевского вращения, измерения лучше проводить там, где вклад магнитоплазменных эффектов окажется очень малым. Что касается видимого угла расщепления, то функциональная структура  $\alpha$  и  $\alpha_1$  также весьма разная, не совпадают и плоскости расщепления. Поэтому экспериментально отличить их не представляет большого труда.

Вращение плоскости поляризации при прохождении лучей вблизи Солнца изучалось экспериментально в [5, 6]. Носителями источников плоскополяризованного радиоизлучения на частоте 2292 МГц были «Пионеры-6,7,8». Ориентация антенн жестко фиксировалась гироскопами; правда, из работ нельзя понять, устанавливалась ли при этом исходная ориентация плоскости поляризации в месте положения спутника (первый вариант) или в месте положения наблюдателя (второй вариант). Авторы не отмечают сколько-нибудь заметного изменения ориентации плоскости поляризации лучей

при их расстояниях от Солнца, больших шести солнечных радиусов. С одной стороны, это говорит о том, что на таких расстояниях магнитоплазменные эффекты пренебрежимо малы. С другой стороны, если эксперимент шел в первом варианте, то это говорит и о малости  $\beta$ , что выполняется<sup>1)</sup> при  $C \ll 10^8$  (во втором варианте это ограничение снимается). По мере дальнейшего сближения луча с Солнцем наблюдается довольно быстрый рост угла поворота, но связано это не с гравитационным, а с фарадеевским вращением. Следовательно, во втором варианте  $C < 10^{12}$ .

Уместно попутно напомнить об экспериментах [7], также имеющих отношение к возможности оценки величины  $C$ . Авторы [7] констатировали (в результирующем разд. 2), что квазар 3С273 виден в право- и левополяризованных лучах под разными углами. Верхнее значение угла видимого расщепления составило в направлении, «перпендикулярном радиусу-вектору по отношению к Солнцу, примерно 0.002 угловой секунды», а «вдоль направления радиуса-вектора» — примерно 0.0035 угловой секунды (угловое разрешение достигало при этом точности  $10^{-4}$  угловой секунды). Как видно, плоскость наблюдаемого расщепления составила с плоскостью «источник — Солнце — наблюдатель» угол около  $30^\circ$ . Уже соображения симметрии делают весьма сомнительным объяснение эффекта расщепления влиянием Солнца и околосолнечной плазмы (в дни измерений 3С273 находился в  $5.0^\circ$  и  $7.8^\circ$  от Солнца). Очевидно авторы [7] наблюдали локальный эффект расщепления, даваемого значениями  $\alpha$  и  $\alpha_1$  из (7) и (10).

Сравнение (7), (10) с наблюдениями требует знания суточного времени измерений (отсутствующего в [7]), так как от него зависит и ориентация плоскости расщепления и значения углов  $\chi$  и  $\chi_1$ . Можно, однако, оценить порядок соответствующих величин. Чтобы наблюдаемые данные согласовывались с  $\alpha$ , необходимо считать величину  $C$  порядка  $10^{10}$ . Если же эти данные объясняются взаимодействием излучения с электронами самого радиointерферометра в магнитном поле Земли, то в (10) плотность  $N$  числа таких электронов должна составлять величину порядка  $10^8 \text{ см}^{-3}$ , что вполне возможно. Таким образом, для окончательных выводов требуется уточнение данных эксперимента, а лучше — специально поставленный эксперимент. Учитывая локальный характер эффекта углового расщепления, эксперимент можно ставить с любым достаточно удаленным объектом, излучающим в радиодиапазоне (в случае очень коротких волн эффект становится малым), и в любое время суток.

Обратимся теперь к эффекту космологического гравитационного вращения плоскости поляризации. Прежде всего оценим вклад в угол поворота  $\beta$  гравитационных потенциалов Галактик. В силу большой удаленности источников излучения от наблюдателя и друг от друга этот вклад будет определяться значениями потенциала нашей Галактики (меньшими потенциалами Земли и Солнца можно пренебречь) в точке наблюдения и потенциала соответствующей Галактики в области формирования радиоизлучения. Вклад в  $\beta$  от этих потенциалов будет определяться выражением (3):

$$\beta_i \simeq C [\Phi_i(\mathbf{r}_1) - \Phi_0(\mathbf{r}_2)], \quad (11)$$

<sup>1)</sup> В [4] оценка  $C$  проводилась на основе отрывочных выписок (см. разъяснение в [4]) из работы [7], которая тогда была утеряна и найдена лишь недавно. В этих выписках результаты [7] оказались, как теперь выясняется, смешанными с исследованиями [6], которым в [7] отведено заметное место. По этой причине полученная в [4] оценка величины  $C$  оказалась сильно завышенной (в [4] обращалось внимание на необходимость ее уточнения). Вместе с тем, все принципиальные и качественные выводы в [4], если отвлечься от величины  $C$ , остаются в силе (изменяются лишь количественные оценки).

где  $\Phi_i(r_1)$  — гравитационный потенциал  $i$ -ой радиогалактики в области формирования излучения, а  $\Phi_0(r_2)$  — гравитационный потенциал нашей Галактики в точке приема ( $\sim 6 \cdot 10^{-7}$ ). Как видно, это выражение не содержит какой-либо асимметрии. Поэтому в рамках модели [2] все  $\beta_i$  должны быть отнесены ко второму члену в (1), т. е. к  $\beta_0 \sim 1^\circ$ . Поляризованную компоненту радиоизлучения галактик обычно связывают с магнитотормозным (синхротронным) излучением вблизи нейтронных звезд. В области формирования излучения потенциалы нейтронных звезд можно оценить величиной  $(1-5) \cdot 10^{-2}$ . Чтобы все  $\beta_i$  из (11) соответствовали варианту [2], необходимо положить  $C \sim 1$ .

Если ближе к истине авторы [3], то  $C \sim 10^2$ ; разброс  $\beta_i$  должен будет при этом следовать за разбросом областей формирования излучений вблизи нейтронных звезд. Если же никаких корреляций в распределении  $\beta_i$  нет, то  $C \gg 10^2$ .

Чтобы в выражении для гравитационного угла поворота  $\beta$  появился асимметричный член, как в (1), необходимо предположить существование в Метагалактике гравитационного поля с преимущественной направленностью — это можно видеть из (3). Так как внутри Метагалактики вещество, судя по наблюдениям, распределено равномерно, внутренние источники направленного поля создать не могут. Следовательно, остается предположить существование во Вселенной крупномасштабных неоднородностей вне Метагалактики. Однородность и изотропность Вселенной не будут утрачены, если усреднение проводить не только по мелкомасштабным, но и по всем крупномасштабным неоднородностям.

Можно допустить, например, следующие два вида неоднородностей. 1) За несколько миллиардов лет в удаленном от Метагалактики слое с большим радиусом (подобие диска) сформировался некоторый избыток (положительный или отрицательный) плотности вещества над средней плотностью. Эта избыточность создала в Метагалактике гравитационное поле, почти ортогональное слою (если края диска неоднородности далеки от Метагалактики). 2) Избыток плотности мог сформироваться в удаленном от Метагалактики шаре какого-то радиуса. Тогда в Метагалактике появится гравитационное поле от этого центрально-симметричного источника. Если в Метагалактике сказывается лишь первое или второе поле, то это значит, что прочие неоднородности расположены от нее на значительно больших расстояниях.

В первом случае неоднородность можно аппроксимировать слоем с эффективной шириной  $a$ , эффективным радиусом  $b$ , много большим радиуса Метагалактики и избыточной постоянной плотностью  $\bar{\rho}$ . Тогда

$$h_1^{(1)} \simeq 1 + 2\pi\bar{\rho}az, \quad (12)$$

где  $z$  — расстояние от середины слоя до выбранной в Метагалактике точки. Заметим, кстати, что избыточная (положительная или отрицательная) масса слоя  $\bar{M} = \pi\bar{\rho}ab^2$  может быть много меньше массы Метагалактики. Согласно (3) угол  $\beta$  гравитационного поворота плоскости поляризации на пути от радиогалактики до наблюдателя окажется равным

$$\beta = -2\pi C\bar{\rho}ar \cos \gamma. \quad (13)$$

Здесь  $r$  — расстояние от Галактики до наблюдателя, а  $\gamma$  — угол между направлением распространения луча и направлением на слой неоднородности. Это полностью согласуется с эмпирически введенным выражением (1). Сравнение (13) с численными результатами [2] дает

$$2\pi C a |\bar{\rho}| \simeq 6.7 \text{ г/см}^2. \quad (14)$$

Во втором случае

$$h_1^{(1)} \simeq 1 - \frac{\tilde{M}}{r}, \quad (15)$$

где  $\tilde{M}$  — избыточная (положительная или отрицательная) масса, сосредоточенная в шаре с эффективным радиусом  $r_0 \ll r$ , а  $r$  — расстояние от центра шара до точки в Метагалактике. Это приводит к

$$\beta = C \tilde{M} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \simeq -\frac{C \tilde{M}}{r_2^2} r \cos \gamma. \quad (16)$$

Здесь  $r_2$  — расстояние от центра шара до наблюдателя,  $r$  — расстояние от Галактики до наблюдателя, а  $\gamma$  — угол между направлением распространения луча и направлением на центр шара неоднородности. Сравнение (16) с численными результатами [2] дает

$$\frac{C |\tilde{M}|}{r_2^2} \simeq 6.7 \text{ г/см}^2. \quad (17)$$

Выше было показано, что в варианте [2]  $C \sim 1$ . Однако при таком  $C$  вытекающие из (14), (17) условия, налагаемые на параметры крупномасштабных неоднородностей, становятся совершенно неприемлемыми. Например, гравитационные потенциалы неоднородностей в Метагалактике составят в таком случае величину как минимум в несколько десятков единиц, а обусловленная взаимодействием скорость относительного движения Метагалактики и неоднородности окажется к настоящему моменту времени близкой к скорости света. Если потребовать, чтобы эта скорость не превышала, скажем, 100 км/с, то  $2\pi a |\bar{\rho}|$  и  $|\tilde{M}|/r_2^2$  не должны были бы превышать величины порядка  $10^{-3}$ . Это вело бы при  $C \sim 1$  лишь к очень слабой асимметрии в распределении  $\beta$ .

Таким образом, с изложенной теоретической точки зрения приемлемыми остаются (если в основном плоскополяризованная компонента радиоизлучения галактик формируется в окрестности нейтронных звезд) две версии. Или почти все  $\beta$  распределяются на интервале  $[0, \pi]$  около значения  $\beta \sim \pi/2$  (и тогда  $C \sim 10^2$ ), или все  $\beta$  распределяются на интервале  $[0, n\pi]$  с  $n > 1$  или  $n \gg 1$ , что выливается в их практически случайное распределение на отрезке  $[0, \pi]$  (и тогда  $C \gg 10^2$ ). Правда, и в том, и в другом случае нельзя теоретически исключить возможности асимметричного вклада (13), (16), если крупномасштабные неоднородности существуют.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги, можно сказать, что предложенная в [4] теория гравитации с нарушенной зарядовой и пространственной четностью (соответствующее взаимодействие можно было бы назвать «гравислабым») позволяет объяснить эффект нефарадеевского (гравитационного) вращения плоскости поляризации электромагнитного излучения, распространяющегося на космологические расстояния. Причиной гравитационного вращения плоскости поляризации является постулированное гравитационное взаимодействие, зависящее от спиновых состояний распространяющихся фотонов — см. [4] и (2).

Если плоскополяризованная компонента излучения радиогалактик формируется в основном в окрестности нейтронных звезд, т.е. в областях с относительно большими (порядка 0.01–0.1) гравитационными потенциалами, то согласовать предложенную теорию с интерполяцией (1) не удастся. Получить удовлетворительное согласие теории с (1) можно только в случае, если практически вся поляризованная компонента излучения формируется в областях с малыми (меньшими  $10^{-4}$ ) гравитационными потенциалами. При этом дополнительно приходится постулировать наличие в Метагалактике гравитационного поля с преимущественной направленностью, которое может возникнуть за счет, например, крупномасштабных космологических неоднородностей — см. (11), (13), (16).

Если подтвердится, что экспериментальные значения  $\beta$  плотнее группируются около интерполяционной линии  $\beta \sim \pi/2$ , на чем настаивают авторы [3], то в случае, когда плоскополяризованная компонента радиоизлучения галактик формируется в основном в окрестности нейтронных звезд, это будет требовать от предложенной теории значения  $C \sim 10^2$  — см. (11). Если поляризованная компонента излучения формируется в областях с меньшими гравитационными потенциалами, то значение величины  $C$  должно быть выше. Нужда в гипотезе о существовании в Метагалактике гравитационного поля с преимущественной ориентацией при этом отпадает. И в этом видится предпочтительность результата [3] результату [2]. Однако подобного рода аргументы о предпочтительности не могут считаться решающими — веские доводы могут дать лишь эксперименты.

Так как пока о стопроцентной уверенности в результатах [2] или [3] говорить рано, можно предложить для экспериментальной проверки третий вариант, на наш взгляд, не лишенный смысла. Собрав данные по всем 160 галактикам, проверить, не является ли разброс  $\beta$  на отрезках  $[0, \pi]$  или  $[-\pi, 0]$  и  $[0, \pi]$  практически случайным, т.е. или очень слабо коррелирующим с какой-то интерполяционной формой, или совсем не коррелирующим ни с какой интерполяцией. Если картина окажется таковой, то с точки зрения предложенной теории это будет означать, что  $C \gg 10^2$ .

В любом случае необходимость в экспериментах по проверке вытекающих из [4] эффектов двойного гравитационного лучепреломления (см. (7), (11)) кажется настоящей. Идентифицировать гравитационные эффекты помогает их качественное отличие от магнитоплазменных эффектов (ср. (7) с (10)). Постановка таких экспериментов имела бы огромное значение, так как они дали бы ответ на фундаментальные вопросы.

## Литература

1. F. F. Gardner and J. B. Whiteoak, *Nature* **197**, 1162 (1963); *Ann. Rev. Astr. Astrophys.* **4**, 245 (1966); G. Burbidge and A. H. Gowne, *Astrophys. J. Suppl.* **40**, 583 (1979); H. Spinrad et al., *Pub. Astron. Soc. Pacific* **97**, 932 (1985); J. N. Clarke, P. P. Kronberg, and M. Simard-Normandin, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **190**, 205 (1980); H. Alven and K. Herlofson, *Phys. Rev.* **78**, 616 (1950).
2. B. Nodland and J. P. Ralston, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3043 (1997).
3. S. M. Carrol and G. B. Field, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2394 (1997).
4. Ю. М. Лоскутов, *ЖЭТФ* **107**, 283 (1995); *ТМФ* **105**, 324 (1995).
5. G. S. Levy, T. Sato, B. L. Seidel et al., *Science* **166**, 596 (1969).
6. C. T. Stelzried, G. S. Levy, T. Sato et al., *Solar Phys.* **14**, 440 (1970).
7. M. Harwit, R. V. E. Lovelace, B. Dennison et al., *Nature* **249**, 230 (1974).