# О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫБОРА МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ ПО ЗАПАЗДЫВАНИЮ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

**Е. Г. Вертоградова, Ю. С. Гришкан, В. Б. Петков**



*Баксанская нейтринная обсерватория Института ядерных исследований РАН*
*пос. Нейтрино, Эльбрусский район, 361609 Кабардино-Балкарская Республика, Россия*
*e-mail:* vpetkov@yandex.ru

Эффект дисперсии скорости света (вследствие влияние квантовых флуктуаций на распространение электромагнитных волн в четырехмерном пространстве-времени) может быть наблюдаем на космологических расстояниях. В качестве источника фотонов предлагается использовать $\gamma$-всплески космологического происхождения. Рассчитано время задержки излучения для плоской, открытой и закрытой космологических моделей. Делается вывод, что космологические модели Вселенной могут быть селектированы по данным о времени задержки излучения различной энергии от $\gamma$-всплесков, при этом точность измерения параметра $\Delta t/\Delta E_\gamma$ должна быть не хуже $10^{-6}$ с/МэВ.

TIME DELAY OF GAMMA–RAY BURST RADIATION AND THE POSSIBILITY OF DETERMINING THE FATE OF COSMOLOGICAL EXPANSION, by Grishkan Yu. S., Petkov V. B., Vertogradova E. G. – The effect of light velocity dispersion caused by quantum fluctuations at the Planck scale is discussed. We suppose that the effect could be observable at cosmological distances. The time delay of photons from a cosmological source of radiation is calculated in terms of cosmological vacuum model. The cosmological gamma-ray bursts are taken as the sources of radiation. It is shown that the delay depends on the model of the Universe. We conclude that to know the fate of the Universe, measurement accuracy of the parameter $\Delta t/\Delta E_\gamma$ should be better than $10^{-6}$ s/MeV.

## ВВЕДЕНИЕ

Недавно была выдвинута гипотеза о том, что глобальная лоренц-инвариантность в природе является только приближенной симметрией и может быть нарушена при достаточно высоких энергиях элементарных частиц, принимающих участие в различных физических взаимодействиях [1–3]. В качестве одного из возможных механизмов такого нарушения рассматривается механизм генерации нелоренцевских компонентов метрики пространства-времени за счет квантовых флуктуаций [4]. При распространении в таком пространстве фотонов и других (почти) безмассовых частиц (например нейтрино) происходит рассеяние их на дефектах и генерация в процессе рассеяния недиагональных компонентов метрики пространства-времени [5]

$$g_{0\alpha} \sim \frac{u_\alpha}{c}.$$

Здесь греческие индексы пробегают значения $\alpha = 1, 2, 3$, $c$ – постоянная скорости света. Наличие макроскопического вектора скорости отдачи $u_\alpha$ нарушает глобальную лоренц-инвариантность [2] и приводит к изменению дисперсионных свойств распространяющихся в пространстве световых волн:

$$c(E) = c\left(1 - \frac{u}{c}\right), \tag{1}$$

где $E = \hbar\omega$ – энергия квантов света частоты $\omega$. В квантовой теории гравитации, в частности в теории пространственно-временной пены [6], вектор скорости $u_\alpha$ должен возникнуть вследствие квантовых флуктуаций, и при данной энергии $E$ имеет порядок отношения масштаба энергии регистрируемых квантов света к масштабу энергии, на котором проявляются квантовые флуктуации пространства-времени:

$$\frac{u}{c} \sim \frac{E}{M_{QG}}, \tag{2}$$

где $M_{QG}$ – характерный энергетический масштаб квантовой гравитации. Временная задержка светового сигнала от излучающего источника, возникающая вследствие разности хода между фотонами, распространяющимися со скоростями $c$ и $c - \Delta u$, в первом приближении есть

$$\Delta t = \frac{\Delta L}{c} = \int_t^{t_0} \frac{\Delta u(E)}{c}\, dt. \tag{3}$$

Здесь $L$ – расстояние, которое проходит свет, $t$ – момент времени излучения квантов света, $t_0$ – время детектирования квантов света, которое соответствует возрасту Вселенной.

Так как свет распространяется в пространстве, заполненном малыми квантовыми флуктуациями, то состоящая из них пространственно-временная пена может быть просвечена сигналами от удаленных источников излучения (прежде всего $\gamma$-источников), имеющих достаточно большую энергию $E$. Тогда при временах задержки сигналов, поступающих от источников излучения ($\Delta t$), фундаментальная физическая постоянная $M_{QG}$, характеризующая порядок величины квантовых гравитационных процессов, может быть получена как отношение

$$M_{QG} \sim \frac{L \Delta E}{c\, \Delta t}. \tag{4}$$

В качестве импульсных источников высокоэнергетических $\gamma$-квантов можно использовать $\gamma$-всплески внегалактического происхождения. Следует заметить, что при этом пренебрегают возможностью появления задержки во времени прихода фотонов различной энергии, обусловленной природой $\gamma$-всплесков.

## ЗАДЕРЖКА СВЕТА В РАСШИРЯЮЩЕЙСЯ ВСЕЛЕННОЙ

В расширяющейся Вселенной Фридмана–Робертсона–Уокера с произвольной кривизной трехмерного пространства 0–0 компонент уравнений Эйнштейна имеет вид [11, 12]

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{kc^2}{a^2} = H_0^2 \left[ \Omega_m \left(\frac{a_0}{a}\right)^3 + \Omega_\Lambda \left(\frac{a_0}{a}\right)^{3(w+1)} + \Omega_r \left(\frac{a_0}{a}\right)^4 \right], \tag{5}$$

где $a_0$ – масштабный фактор в настоящий момент времени, $a$ – масштабный фактор в некоторый момент времени $t$, параметр $k = 1, 0, -1$ – для закрытой, плоской и открытой модели Вселенной соответственно. Параметры $\Omega_\Lambda$, $\Omega_m$, $\Omega_r$ представляют собой отношения плотностей энергии вакуума, материи и излучения в настоящий момент времени $t_0$ к критической плотности

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}.$$

Параметр $-1 < w < 0$ задает уравнение состояния $p = w\rho$ для квинтэссенции [11, 13, 14], значение постоянной Хаббла взято из работы [15]:

$$H_0 = 100\, h \,\text{км}\, \text{с}^{-1}\, \text{Мпс}^{-1}, \quad h = 0.7 \pm 0.1.$$

При не очень больших красных смещениях $z \ll 1000$ плотностью энергии излучения можно пренебречь и выписать уравнение (5) непосредственно через красное смещение и безразмерную кривизну трехмерного пространства $\Omega_K$:

$$z = \frac{a_0}{a} - 1, \qquad \Omega_K = -\frac{kc^2}{a_0^2 H_0^2},$$

$$H^2 = \frac{\dot{a}^2}{a^2} = H_0^2 \left[ \Omega_m (1+z)^3 + \Omega_\Lambda (1+z)^{3(w+1)} + \Omega_K (1+z)^2 \right]. \tag{6}$$

Из (6) следует условие связи между космологическими параметрами:

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda + \Omega_K = 1. \tag{7}$$

Как известно из наблюдений [15, 16], на эти параметры наложены следующие ограничения:

$$\Omega_m = 0.3 \pm 0.1, \qquad \Omega_\Lambda = 0.7 \pm 0.1, \qquad \Omega_K = 0.0 \pm 0.06.$$

Интегрируя (6) совместно с (3), получим выражение для времени задержки света от источника в виде

$$\Delta t = \frac{1}{H_0} \int_1^{z+1} \frac{\Delta u}{c} \frac{dx}{x\left[\Omega_m x^3 + \Omega_\Lambda x^{3(w+1)} + \Omega_K x^2\right]^{1/2}}. \tag{8}$$

Учтем теперь, что дисперсия света в линейном приближении при его распространении в искривленном пространстве-времени дается выражениями (1), (2), а разность энергий между квантами меняется как $\Delta E = \Delta E_\gamma (1+z)$, где $\Delta E_\gamma$ – разница энергий фотонов в момент регистрации. Тогда отношение времени задержки к разнице энергий детектируемых квантов излучения принимает вид

$$\frac{\Delta t}{\Delta E_\gamma} = \frac{1}{H_0 M_{QG}} \int_1^{z+1} \frac{dx}{\left[\Omega_m x^3 + \Omega_\Lambda x^{3(w+1)} + \Omega_K x^2\right]^{1/2}}. \tag{9}$$

При $w = -1$ (стабильный космический вакуум без квинтэссенции) асимптотические выражения для $\Delta t$ совпадают с точностью до констант порядка единицы с выражениями, приведенными в [7]:

$$\frac{\Delta t}{\Delta E_\gamma} = \frac{1}{\Omega_\Lambda^{1/2} H_0 M_{QG}}\, z, \quad z \to 0, \tag{10}$$

$$\frac{\Delta t}{\Delta E_\gamma} = \frac{2}{\Omega_m^{1/2} H_0 M_{QG}} \tilde{z}, \quad z \to \infty, \tag{11}$$

где $\tilde{z} = 1 - (1+z)^{-1/2}$.

Формула (10) соответствует расширению Вселенной по закону Хаббла, а (11) – расширению Вселенной по закону Фридмана.

Таким образом, формула (11) в теории Эйнштейна получается лишь в пределе $z \to \infty$. Именно поэтому зависимость эффекта задержки сигнала от красного смещения меняется в точной теории по сравнению с результатом, полученным в плоской модели Фридмана [7], что оказывается важным при анализе экспериментальных данных.

## ВОЗМОЖНОСТЬ СЕЛЕКЦИИ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Стабильный космический вакуум [17, 14] входит в число наиболее вероятных возможностей реализации “темной энергии” в нашей Вселенной. Поэтому все расчеты выполнены без учета квинтэссенции ($w = -1$). На рис. 1 приведены зависимости, полученные по формуле (9), параметра $\Delta t/\Delta E_\gamma$ от красного смещения $z$ в области больших красных смещений $3 < z < 5.5$ для трех космологических моделей. Здесь кривая 1 соответствует плоской космологической модели, 2 – закрытой космологической модели, 3 – открытой космологической модели. Энергетический масштаб квантовой гравитации при этом зафиксирован планковским значением $10^{19}$ ГэВ. Из рисунка видно, что модели различимы между собой, если точность измерения параметра $\Delta t/\Delta E_\gamma$ не хуже $10^{-6}$ с/МэВ.

Таким образом, для выбора космологической модели (и определения энергетического масштаба квантовой гравитации) нужны измерения временных задержек между $\gamma$-квантами различной энергии и красного смещения $\gamma$-всплесков. В работе [7] по данным детекторов BATSE и OSSE [9, 10] изучалась задержка во времени прихода $\gamma$-квантов различной энергии для пяти $\gamma$-всплесков с хорошо известным красным смещением. На рис. 2 приведены полученные нами по данным из работы [7] значения параметра $\Delta t/\Delta E_\gamma$ для пяти $\gamma$-всплесков и двух каналов измерения энергии как функция красного смещения $z$. Из сравнения рис. 1 и 2 можно увидеть, что точность современных экспериментальных данных не позволяет сделать выбор между космологическими моделями даже при заданном значении $M_{QG}$.

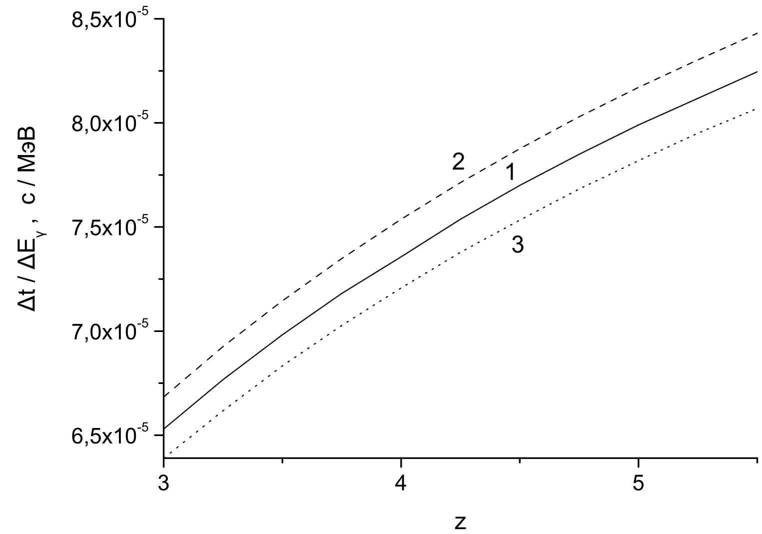


Рис. 1. Теоретические кривые зависимости $\Delta t/\Delta E_\gamma$ от красного смещения $z$ для различных значений параметра $k$

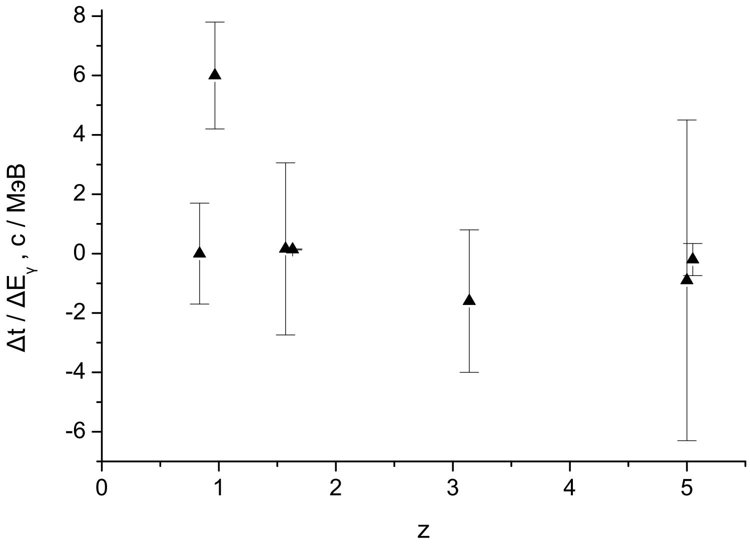


Рис. 2. Результаты фита экспериментальных данных по $\gamma$-всплескам из каталогов BATSE и OSSE

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Очевидно, что экспериментальные данные по задержке $\gamma$-излучения различной энергии от $\gamma$-всплесков с известными $z$ не позволяют одновременно определить масштаб квантовой гравитации $M_{QG}$ и космологические параметры.

Возможны два варианта измерений:

1. Параметр $M_{QG}$ определяется из независимых измерений, например, по временной задержке $\gamma$-квантов различной энергии от вспышек ядер активных галактик. Для Маркарян 421 такие измерения были проведены в обсерватории Whipple [18], что позволило поставить ограничение на масштаб квантовой гравитации

$$M_{QG} \gtrsim 10^{16} \text{ ГэВ}.$$

   Тогда при известном $M_{QG}$ зависимость величины $\Delta t/\Delta E_\gamma$ от $z$ позволяет, в принципе, определить космологические параметры.

2. Космологические параметры могут быть надежно определены по фотометрическому расстоянию $D_L$ для сверхновых [13, 17, 19–22]. Тогда предлагаемые измерения позволяют получить масштаб квантовой гравитации $M_{QG}$. Отметим, что в настоящее время в литературе обсуждается возможность использования $\gamma$-всплесков (и их оптических послесвечений) при больших красных смещениях $z \gtrsim 5$ для изучения крупномасштабной структуры ранней Вселенной [23].

Использование экспериментальных данных [7] и формулы (9) позволяет сделать оценку снизу на масштаб квантовой гравитации:

$$M_{QG} \gtrsim 10^{15}\ \text{ГэВ}.$$

Если предположить, что энергетический масштаб квантовой гравитации есть величина порядка $M_{pl} \sim 10^{19}$ ГэВ, то для изучения эффектов запаздывания сигналов от $\gamma$-всплесков космологического происхождения отношение $\Delta t/\Delta E_\gamma$ должно измеряться с точностью порядка $10^{-6}$ с/МэВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 00-02-16095) и ФЦП "Интеграция" (проект И0586/920).

[1] *Amelino-Camelia G., et al.* // Nature.–1998.–**393**.–P. 763.

[2] *Coleman S., Glashow S. L.* // Phys. Rev. D.–1999.–**59**.–P. 116008.

[3] *Stecker F. W., Glashow S. L.* // Astropart. Phys.–2001.–**16**.–P. 97.

[4] *Ellis J., et al.* // Mod. Phys. Lett.–1998.–**A13**.–P. 303.

[5] *Ellis J.* astro-ph/0010474.

[6] *Ellis J., Mavromatos N. E., Nanopoulos D. V.* CERN-2000-136; preprint gr-qc/0005100.

[7] *Ellis J., et al.* // Astrophys. J.–2000.–**535**.–P. 139.

[8] *Nanopoulos D. V.* // Ядерная физика.–2000.–**63**, N 6.–С. 1163.

[9] *Paciesas W. S., et al.* // Astrophys. J. Suppl. Ser.–1999.–**122**.–P. 465.

[10] *OSSE Collaboration* Gamma Ray bursts time profiles.–1999. http://www.astro.nwu.edu/astro/OSSE/bursts/.

[11] *Sahni V., Starobinsky A. A.* // Int. J. of Modern Phys. D.–2000.–**9**.–P. 373.

[12] *Hagiwara K., et al.* // Phys. Rev. D.–2002.–**66**.–P. 010001-1.

[13] *Huterer D., Turner M. S.* // Phys. Rev. D.–1999.–**60**.–P. 08130.

[14] *Peebles P., Ratra B.* astro-ph/0207347.

[15] *Wang X., Tegmark M., Zaldiaga M.* astro-ph/0105091.

[16] *Efstatiou G., et al.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.–in press; astro-ph/0109159.

[17] *Saini T. D., et al.* // Phys. Rev. Lett.–2000.–**85**.–P. 1162.

[18] *Biller S. D., et al.* // Phys. Rev. Lett.–1999.–**83**.–P. 2108.

[19] *Старобинский А. А.* // Письма в Журн. эксперим. и теор. физики.–1998.–**68**.–С. 721.

[20] *Nakamura T., Chiba T.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.–1999.–**306**.–P. 696.

[21] *Weller J., Albrecht A.* astro-ph/0106079.

[22] *Kujat, et al.* astro-ph/011221.

[23] *Lamb D. Q., Reichart D. E.* // Astrophys. J.–2000.–**536**.–P. 1–18.