Ограничение на заряд фотона по наблюдениям внегалактических источников

В.В. Кобычев[1,*], С.Б. Попов[2,3,**].
[1]ИЯИ НАН Украины, [2]Университет Падуи, [3]ГАИШ МГУ.

Из анализа наблюдений внегалактических источников на пределе разрешающей способности современных систем радиотелескопов установлен верхний предел для электрического заряда фотона на уровне $e_\gamma \lesssim 2 \cdot 10^{-34}$ *элементарного заряда. Это на четыре порядка лучше предела, установленного по таймингу радиопульсаров. В будущем оценка по внегалактическим источникам может быть существенно улучшена.*

Ключевые слова: фундаментальные постоянные, радиоисточники

*kobychev@kinr.kiev.ua, ** polar@sai.msu.ru

1 Введение

В настоящее время наиболее жесткий верхний предел на электрический заряд фотона установлен по расплыванию во времени сигнала от галактических миллисекундных радиопульсаров, которое должно было бы возникнуть при движении заряженного фотона в межзвездных магнитных полях (Кокони 1988, результат был затем уточнен в работе Раффелта 1994): $e_\gamma/e < 5 \cdot 10^{-30}$.

Несколько более слабые ограничения на заряд фотона обсуждались в работе Кокони (1992) с использованием иного подхода, основанного на расплывании изображений далеких внегалактических источников (также возникающем благодаря отклонению фотона с гипотетическим малым зарядом в магнитном поле от прямолинейного движения). Этим методом была получена оценка $e_\gamma/e < 10^{-27.7} \approx 2 \cdot 10^{-28}$ при рассмотрении движения фотонов в магнитном поле Галактики ($B \sim 10^{-6}$ Гс, длина пробега $l \sim 10$ кпк). Данное ограничение на заряд фотона может быть существенно улучшено в первую очередь за счет увеличения масштаба, т.е. при рассмотрении эффекта на межгалактических полях, а также за счет расширения полосы частот (ограничение Кокони (1992) основывается на наблюдениях, полученных в довольно узкой полосе 2 МГц).

Еще одно ограничение получено при рассмотрении свойств реликтового излучения. Наличие малого заряда у фотона повлекло бы за собой зарядовую асимметрию Вселенной и дало бы вклад в наблюдаемую анизотропию микроволнового фона. Количественное рассмотрение (Каприни и др. 2003) приводит к весьма жесткому верхнему пределу $e_\gamma/e < 10^{-38}$, однако лишь в случае, если зарядовые асимметрии, обусловленные разными типами частиц, не антикоррелированы, и, что более важно, если фотоны несут лишь один знак заряда. Эти предположения делают данное ограничение модельно зависимым.

Отметим, что лучший лабораторный предел $e_\gamma/e < 8.5{\cdot}10^{-15}$ (Семертзидис и др., 2003) значительно уступает астрофизическим ограничениям.

2 Расчеты и оценки

Как установлено недавними наблюдениями, магнитное поле во многих скоплениях галактик достигает значительной величины (порядка нескольких микрогаусс) при характерной длине когерентности поля порядка нескольких кпк (см. обзор Карилли и Тейлор (2002) и приведенные в нем ссылки). Если фотон обладает малым, но конечным электрическим зарядом, то фотоны с разной энергией, проходя сквозь внутрикластерное магнитное поле, будут двигаться по отличающимся траекториям, что приведет к увеличению видимых угловых размеров источника. Везде в этой работе мы считаем углы отклонения малыми.

Ультрарелятивистская частица (фотон) с зарядом e_γ и импульсом $p = h\nu/c$ в магнитном поле с перпендикулярной импульсу компонентой B_Y движется по траектории с радиусом кривизны r_H (ларморовский радиус), равным $cp/(e_\gamma B_Y)$. Отсюда видно, что отклонение будет наиболее заметно для низкоэнергичных радиофотонов, при этом угловое разрешение радионаблюдений с использованием техники интерферометрии со сверхдлинной базой значительно лучше, чем в других участках электромагнитного спектра (оно может достигать 10^{-5} угловой секунды). Таким образом, следует ожидать, что наилучшее ограничение на заряд фотона можно получить в радиодиапазоне. Однако, поскольку возникновение эффективного заряда фотона может быть связано с нарушением лоренц-инвариантности, мы установим ограничения на заряд в широком диапазоне энергий фотонов.

Фотон, двигаясь по дуге окружности с радиусом r_H, при прохождении расстояния dl отклоняется на угол dl/r_H (в радианах). Поэтому в детекторе источник, удаленный на растояние $l_\star$, будет наблюдаться смещенным по оси X, перпендикулярной лучу зрения (оси Z), на угол

$$\varphi_X = \int_0^{l_\star} \frac{dl}{r_H(l)} = \frac{e_\gamma}{h} \int_0^{l_\star} \frac{B_Y(l) dl}{\nu(l)}. \tag{1}$$

Зависимость частоты от l возникает для космологических расстояний вследствие красного смещения: $\nu(z) = (1+z)\nu_0$.

Два фотона с разными энергиями разойдутся на угол:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{e_\gamma}{h} \int_0^{l_\star} B_Y \left(\frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_2} \right) dl. \tag{2}$$

Таким образом, из наблюдений в полосе частот $\Delta\nu$ (при $\Delta\nu \ll \nu$) для источника с видимым угловым диаметром $\Delta\varphi$ можно получить ограничение на заряд фотона:

$$e_\gamma/e \lesssim \frac{\Delta\varphi h}{e}\left(\int_0^{l_\star}\frac{B_Y \Delta\nu dl}{\nu^2}\right)^{-1}. \tag{3}$$

С другой стороны, при наблюдениях в двух разнесенных диапазонах частот ($\nu_1 \ll \nu_2$) можно считать $\Delta\nu/\nu^2 \approx 1/\nu_1$:

$$e_\gamma/e \lesssim \frac{\Delta\varphi h}{e}\left(\int_0^{l_\star}\frac{B_Y dl}{\nu_1}\right)^{-1}. \tag{4}$$

Интегралы в формулах (3) и (4) можно оценить из наблюдательных данных по фарадеевскому вращению плоскости поляризации радиоволн, распространяющихся в намагниченной плазме. Эта величина выражается в терминах меры вращения, которая определяется как угол поворота поляризации, деленный на квадрат длины волны. В соответствии с работой Рю и др. (1998) для полностью ионизованной среды имеем:

$$RM = 4.5 h_{70}^2 \int_0^{l_\star} \Omega_b B_Z dl. \tag{5}$$

Здесь RM – мера вращения (в рад/м^2), h_{70} – постоянная Хаббла в единицах 70 км/с/Мпк (обратите внимание на то, что постоянная Хаббла входит в формулы только с нижним индексом, обозначающим нормировку, а постоянная Планка везде записывается как h без нижнего индекса), Ω_b – барионная плотность в единицах критической, расстояние выражено в мегапарсеках, B_Z – проекция магнитного поля (в микрогауссах) на луч зрения. В предположении, что поле распределено изотропно, без выделенного направления, проекцию поля на луч зрения можно заменить под интегралом проекцией на любую другую ось, например, B_Y. Приняв это предположение, далее мы будем опускать индекс проекции у B.

Для ряда случаев (например, скопления галактик) формулу для меры вращения удобнее записать не через долю барионов, а через электронную концентрацию n_e:

$$RM = 8.12 \times 10^5 \int_0^{l_\star} n_e B dl, \tag{6}$$

(Кларк и др. 2001). Размерности величин те же, что и в (5); n_e выражено в $1/\text{см}^3$.

Выше мы пренебрегали зависимостью величин от красного смещения. Разумно переписать формулы, используя в качестве переменной величину красного смещения, а не длину. Кроме того, нужно учесть космологические эффекты.

Элемент интегрирования запишется в виде:

$$dl = -\frac{c}{H_0}(1+z)^{-1}(1+\Omega_0 z)^{-1/2}dz$$

(Рю и др. 1998; эта формула соответствует плоской Вселенной без вклада "темной энергии", учет этого вклада сделает предел более сильным). $B(z) = B_0(1+z)^2$, $\nu(z) = \nu_0(1+z)$ (Рю и др. 1998).

Тогда формула (3) преобразуется к виду:

$$e_\gamma/e < \frac{\Delta\varphi h}{e}\left(\int_0^{z_\star}\frac{\Delta\nu_0(1+z)}{\nu_0^2(1+z)^2}B_0(1+z)^2\frac{c}{H_0}(1+z)^{-1}(1+z)^{-1/2}dz\right)^{-1} =$$

$$= \frac{\Delta\varphi h}{e}\frac{H_0\nu_0^2}{cB_0\Delta\nu_0}\cdot\frac{1}{2(\sqrt{1+z_\star}-1)}. \qquad (7)$$

Очевидно, что при $z_\star \ll 1$ последняя дробь в формуле (7) превращается в $1/z_\star$.

При рассмотрении влияния крупномасштабного магнитного поля (на масштабах больших, чем размер скопления галактик), можно воспользоваться оценкой Кронберга (1994), который дает верхнюю границу “космологически выравненного” магнитного поля: $B_0 < 10^{-11}$ Гс (эти данные получены из верхнего ограничения 5 рад/м^2 на любой систематический рост меры вращения с расстоянием для $z = 2.5$), а также верхнюю границу $B_0 < 10^{-9}$ Гс для изменяющегося поля с длиной корреляции ~ 1 Мпк. В работе Видроу (2002) приведена верхняя граница однородной компоненты космологического поля $B_0 < 6\cdot 10^{-12}$ Гс $(n_e/10^{-5} 1/\text{см}^3)^{-1}$, согласующаяся с вышеприведенной оценкой Кронберга. Различные исследования (см. современный обзор в Видроу 2002) указывают на то, что реальная мера вращения не может быть на 2-3 порядка ниже современного верхнего предела. Поэтому мы можем консервативно принять в качестве нижнего предела для “нескомпенсированного” космологического поля $B_0 > 6\cdot 10^{-15}$ Гс.

Используем параметры реальных наблюдений. Лобанов и др. (2001) в рамках программы VSOP (VLBI Space Observatory) наблюдали квазар PKS 2215+020 на частоте $\nu_0 = 1.6$ ГГц в полосе шириной $\Delta\nu_0 = 32$ МГц. Угловое разрешение составляло около одной тысячной секунды дуги. Красное смещение источника $z_\star = 3.57$, что соответствует расстоянию $l_\star = 4700$ Мпк. Подставив эти значения в формулу (7) и принимая $B_0 = 6 \cdot 10^{-15}$ Гс, $\Omega_0 \approx 1$, $H_0 = 70$ км/с/Мпк$= 2.3 \cdot 10^{-18}$ 1/с, получаем ограничение для заряда фотона

$$e_\gamma/e \lesssim 6 \cdot 10^{-29},$$

которое на порядок хуже ограничения Раффелта (1994). Однако мы использовали лишь очень консервативную нижнюю оценку для нескомпенсированного межгалактического поля на луче. Поэтому в качестве еще одного примера рассмотрим (при тех же частотах и угловом разрешении), как улучшилось бы ограничение при наблюдении источника сквозь типичное скопление галактик (относительно близкое к нам, $z \ll 1$). В пренебрежении космологическими эффектами интеграл в формуле (3) преобразуется в $(\Delta\nu/\nu^2)\int Bdl$. Если значение последнего интеграла для оценки принять равным $Bl = 1$ мкГс $\cdot$ Мпк (произведение характерных значений для внутрикластерного поля и размера центральной части скопления), получаем:

$$e_\gamma/e < \frac{\Delta\varphi h}{e}\frac{\nu^2}{Bl\Delta\nu} = 2 \cdot 10^{-33}.$$

Таким образом, наблюдение источника сквозь относительно высокие внутрикластерные поля позволяет значительно улучшить ограничение на электрический заряд фотона.

3 Конкретный пример

При малых z зависимостью частоты от расстояния в формулах (3) и (4) можно пренебречь, благодаря чему можно прямо выразить ограничение на заряд фотона через определяемую из наблюдений меру вращения, исключив из формул распределение магнитного поля и концентрации электронов вдоль луча зрения:

$$e_\gamma/e \lesssim 3.2 \cdot 10^{-19} \frac{\Delta\varphi h}{e} f(\nu)^{-1} \frac{812 h_{70}^{1/2}}{RM}, \tag{8}$$

где $f(\nu) = \Delta\nu/\nu^2$ или $1/\nu_1$, в зависимости от соотношений между частотами. Мы использовали формулу (6) и выразили электронную концентрацию как $n_e = 10^{-3} h_{70}^{1/2} 1/\text{см}^3$ (Кларк и др. 2001).

При наблюдениях в разнесенных диапазонах частот (при $\nu_1 \ll \nu_2$) эту формулу можно переписать как

$$e_\gamma/e = 1.75 \cdot 10^{-32} \left(\frac{\Delta\varphi}{0.001''}\right) \left(\frac{\nu_1}{1\ \text{ГГц}}\right) \left(\frac{n_e}{0.001\ 1/\text{см}^3}\right) \left(\frac{RM}{1\ \text{рад}/\text{м}^2}\right)^{-1}.$$

Рассмотрим компактный радиоисточник 3C84 в галактике NGC1275, которая находится вблизи центра скопления Abell 426 (скопление Персея, $z = 0.0183$). Это один из опорных источников Международной небесной системы отсчета (ICRS), реализованной посредством VLBI наблюдений (Ма и др. 1998) в диапазонах 2.3 и 8.4 ГГц.

Мера вращения для источников в скоплении Персея (и в 15 других скоплениях галактик) была измерена в работе Кларка и др. (2001). Для источника 0316+412, который светит сквозь это скопление (прицельный параметр 0.74 Мпк) и находится на небесной сфере недалеко от 3C84, $RM \approx 75$ рад/м^2. В предположении сферичности скопления расстояния, пройденные фотоном внутри скопления, для обоих источников почти равны. Принимая в качестве $\Delta\varphi$ формальную ошибку позиционирования источника (0.3 миллисекунды дуги), при h_{70}=1, $\nu_1 = 2.3$ ГГц ($f(\nu) = 1/\nu_1$) получаем ограничение на заряд фотона:

$$e_\gamma/e \lesssim 2 \cdot 10^{-34}. \tag{9}$$

4 Обсуждение

Возможны различные варианты установки ограничений на заряд фотона. Они могут быть связаны как с различной методикой, так и с наблюдениями в разных спектральных диапазонах.

Сильное ограничение могут давать VLBI-наблюдения тесных пар источников на нескольких частотах. В данном случае точность определения углового расстояния между источниками очень велика: до десятков угловых микросекунд (Бартел 2003). Наблюдения на нескольких частотах двух источников на разных красных смещениях (подобные приводимым в Риоха, Поркас 2000) могут дать важные верхние пределы.

Коккони (1992) получил также достаточно слабый предел по данным об угловой дисперсии в оптическом и рентгеновском диапазонах: $< 10^{-25.4}$. Этим автором использовались данные о галактических магнитных полях. При использовании современных данных о межгалактических полях предел может быть существенно улучшен.

Основываясь на аналогичном подходе, более слабое ограничение на заряд фотона можно получить по наблюдениям реликтового излучения. Наблюдения микроволнового фона проводятся на нескольких частотах (например, на спутнике MAP пять частот от 23 до 94 ГГц, угловое разрешение до 10 минут дуги). При этом на разных частотах наблюдается качественно одна и та же картина анизотропии. Если бы фотон имел существенный заряд, то анизотропия определялась бы уже не космологией и существенно зависела бы от частоты! Современные данные с использованием уравнения (3) дают более слабый предел, чем приведенные выше оценки по VLBI-наблюдениям ($e_\gamma/e < 10^{-25}$). Однако, с прогрессом нашего знания о межгалактических магнитных полях этот предел может быть существенно улучшен (см. также Каприни и др. 2003, где авторы получают сильные ограничения по данным о реликтовом фоне).

Наблюдения космических гамма-всплесков с известными красными смещениями (эти данные отсутствовали в момент написания работ Коккони 1988, 1992 и Раффелта 1994) не могут составить серьезной конкуренции пульсарным данным и данным по расплыванию радиоисточников. Временна́я задержка (для гамма-квантов дисперсией в межзвездной среде можно пренебречь) записывается в виде:

$$\Delta t = \frac{e_\gamma^2 B^2 l_\star^3}{6cE^2}. \tag{10}$$

В качестве оценки максимальной длительности задержки можно принять длительность переднего фронта вспышек, наблюдающихся у гамма-всплесков, которая может быть короче 1 мс (порядка 200-250 мкс, Шаефер, Уокер 1999).

Тогда имеем (без учета космологических эффектов):

$$e_\gamma/e < 1.4{\cdot}10^{-21}\left(\frac{E}{100\,\text{кэВ}}\right)\left(\frac{B}{6\cdot10^{-15}\,\text{Гс}}\right)^{-1}\left(\frac{\Delta t}{0.1\,\text{мс}}\right)^{1/2}\left(\frac{l_\star}{1000\,\text{Мпк}}\right)^{-3/2}. \tag{11}$$

5 Заключение

Резюмируя, можно сказать, что в настоящее время наблюдения внегалактических источников и реликтового фона дают наиболее сильные ограничения на электрический заряд фотона на уровне $e_\gamma/e \lesssim 2{\cdot}10^{-34}$. В будущем с запуском новых космических радиоантенн угловое разрешение наблюдений обещает возрасти (Бартел 2003), поэтому именно от высокоточных наблюдений внегалактических радиоисточников можно ожидать самых сильных верних предельных значений заряда фотона.

Авторы выражают благодарность организаторам конференции HEA-2003, а также создателям и участникам проекта Scientific.Ru.

Список литературы

[1] Бартел (N. Bartel), astro-ph/0303342 (2003).

[2] Видроу (L.M. Widrow), Rev. of Mod. Phys., **74**, 775 [astro-ph/0207240] (2002).

[3] Каприни и др. (C. Caprini, S. Biller, P.G. Ferreira), hep-ph/0310066 (2003).

[4] Карилли, Тейлор (C.L. Carilli, G.B. Taylor), Ann. Rev. Astron. Astrophys., **40**, 319 [astro-ph/0110655] (2002).

[5] Кларк и др (T.E. Clarke, P.P. Kronberg, H. Böhringer), Astrophys. J., **547**, L111 (2001).

[6] Коккони (G. Cocconi), Phys. Lett., **B206**, 705 (1988).

[7] Коккони (G. Cocconi), Am. J. Phys., **60**, 750 (1992).

[8] Кронберг (P.P. Kronberg), Rep. Prog. Phys., **57**, 325 (1994).

[9] Лобанов и др. (A.P. Lobanov, L.I. Gurvits, S. Frey, R.T. Schilizzi, N. Kawaguchi, I.I.K. Pauliny-Toth), Astrophys. J., **547**, 714 (2001).

[10] Ма и др. (C. Ma, E.F. Arias, T.M. Eubanks, A.L. Fey, A.-M. Gontier, C.S. Jacobs, O.J. Sovers, B.A. Archinal, P. Charlot), Astron. J., **116**, 516 (1998).

[11] Раффелт (G. Raffelt), Phys. Rev., **D50**, 7729 [hep-ph/9409461]. (1994).

[12] Риоха, Поркас (M.J. Rioja, R.W. Porcas) Astron. Astrophys. **355**, 552 [astro-ph/0002097] (2000).

[13] Рю и др. (D. Ryu, H. Kang, P.L. Biermann), Astron. Astrophys., **335**, 19 (1998).

[14] Семертзидис и др. (Y.K. Semertzidis, G.T. Danby, D.M. Lazarus) Phys. Rev. D, **67**, 017701 (2003).

[15] Шаефер, Уокер (B.E. Shaefer, K.C. Walker) Astrophys. J., **511**, L89 (1999).

1. Кобычев Владислав Валерьевич
Институт ядерных исследований.
МСП 03680 Киев, проспект Науки 47. тел. +(380-44)265-11-11.
e-mail: kobychev@kinr.kiev.ua
2. Попов Сергей Борисович
а). Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга.
119992 Москва, Университетский проспект 13. тел. 939-50-06.
e-mail: polar@sai.msu.ru
б). University of Padua, Department of Physics.
via Marzolo 8, Padua, Italy.

Bound on the charge of the photon from observations of extragalactic sources

V.V. Kobychev[1,*], S.B. Popov[2,3].
[1]Institute for Nuclear Research of Ukrainian NAS, [2]University of Padua, [3]Sternberg Institute.

We show that observations of extragalactic sources with modern radiotelescopes can provide an upper limit on the electric charge of the photon at the level of $e_\gamma \lesssim 2 \cdot 10^{-34}$ *of the elementary charge. This is about 4 orders of magnitude better than the limit from radiopulsars timing. In future the bound by radio observations of extragalactic sources can be significantly improved.*