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 точности позиционирования компактных радиоисточников современными системами радиотелескопов получена оценка верхнего предела для электрического заряда фотона на уровне $e_\gamma \lesssim 3\cdot 10^{-33}$ *элементарного заряда (в предположении независимости заряда фотона от энергии). Это на три порядка лучше предела, установленного по таймингу радиопульсаров. Также получено ограничение на заряд фотона в гамма-диапазоне (с энергией порядка МэВ). 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 (Коккони, 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 Коккони (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 Коккони (1992) основывается на наблюдениях, полученных в довольно узкой полосе 2 МГц).

Еще одно ограничение недавно было 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. [1]

Отметим, что лучший лабораторный предел $e_\gamma/e < 8.5 \cdot 10^{-17}$ (Семертзидис и др., 2003) значительно уступает астрофизическим ограничениям.

[1] См. также более раннюю работу Сиварам (1994), где также обсуждается ограничение с использованием данных о реликтовом фоне.

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 Тейлора (2002) и приведенные в нем ссылки). Если фотон обладает малым, но конечным электрическим зарядом (причем все фотоны несут заряд одного знака), то фотоны с разной энергией, проходя сквозь внутрикластерное магнитное поле, будут двигаться по отличающимся траекториям, что приведет к увеличению видимых угловых размеров источника (разумеется, эффект, только более слабый, будет иметь место и для межкластерных полей). Кроме того, при наблюдениях на двух разных частотах возникает относительное смещение центров изображений, [2] а также сдвиг во времени между моментами регистрации фотонов разной энергии, излученных одновременно. Если же излучаемые фотоны несут одинаковые по абсолютной величине заряды разных знаков, то изображение источника должно расплываться даже для моноэнергетического излучения, но положение центра тяжести изображения не зависит от энергии фотонов.

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. 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, то мы также обсудим ограничения на заряд для фотонов высокой энергии (порядка МэВ).

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

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

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

[2] Везде в этой работе мы считаем углы отклонения малыми.

Два фотона с разными энергиями разойдутся на угол:

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

(в предположении, что заряд фотона не зависит от энергии). 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 $\Delta\nu/\nu^2 \approx 1/\nu_1$:

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

Здесь $\Delta\varphi$ следует рассматривать уже не как угловой диаметр источника, а как расстояние между видимыми положениями источника в двух диапазонах. 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. Меру вращения RM можно выразить через электронную концентрацию n_e на луче зрения и продольную проекцию поля следующим образом (Кларк и др., 2001):

$$RM = 8.12 \times 10^5 \int_0^{l_\star} n_e B_Z dl. \tag{5}$$

Расстояние выражено в мегапарсеках, n_e – в $1/\text{см}^3$, B_Z – проекция магнитного поля (в микрогауссах) на луч зрения. В предположении, что поле распределено изотропно, без выделенного направления, продольную проекцию поля можно заменить под интегралом проекцией на любую другую ось, например, B_Y. Приняв это предположение, далее мы будем опускать индекс проекции у B.

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

Элемент интегрирования запишется в виде:

$$dl = -\frac{c}{H_0}(1+z)^{-3/2}dz$$

(эта формула соответствует плоской Вселенной без вклада "темной энергии", учет этого вклада сделает предел более сильным; H_0 – постоянная Хаббла). $B(z) = B_0(1+z)^2$, $\nu(z) = \nu_0(1+z)$ (Рю и др., 1998).

Тогда формула (3) преобразуется к виду:

$$e_\gamma/e < \frac{\Delta\varphi h}{e}\left(\int_0^{z_\star}\frac{\Delta\nu_0(1+z)}{\nu_0^2(1+z)^2}B_0(1+z)^2\frac{c}{H_0}(1+z)^{-3/2}dz\right)^{-1} =$$

$$= \frac{\Delta\varphi h}{e}\frac{H_0\nu_0^2}{cB_0\Delta\nu_0}\cdot\frac{1}{2(\sqrt{1+z_\star}-1)}. \qquad (6)$$

При $z_\star \ll 1$ последняя дробь в формуле (6) превращается в $1/z_\star$.

В большинстве случаев для внегалактических источников магнитное поле на луче зрения трудно оценить с достаточной точностью. Для иллюстрации мы получим ограничение на заряд фотона, основываясь на существующих оценках магнитных полей на космологических масштабах. 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 Видроу, 2002) указывают на то, что реальная мера вращения не может быть на 2-3 порядка ниже современного верхнего предела. Поэтому для нашей иллюстративной оценки мы можем консервативно принять в качестве нижнего предела для "нескомпенсированного" космологического поля $B_0 > 6\cdot 10^{-15}$ Гс.

Чтобы оценить, какие ограничения на заряд могут быть получены для фотона, движущегося в настолько слабом поле, 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 (6) и принимая $B_0 = 6\cdot 10^{-15}$ Гс,

$H_0 = 70$ км/с/Мпк$=2.3 \cdot 10^{-18}$ 1/с, получаем ограничение для заряда фотона

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

которое лишь на порядок хуже ограничения Раффелта (1994). Однако мы использовали 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 (которые к тому же известны с лучшей точностью, чем поля вне скоплений галактик), позволяет при том же угловом разрешении значительно улучшить ограничение на электрический заряд фотона, несмотря на уменьшение длины пробега в поле.

3 Конкретный пример

В рассмотренном ниже случае скопление галактик, используемое в качестве “рассеивающего экрана” на луче зрения, имеет $z \ll 1$ (влиянием внекластерного поля мы пренебрегаем). 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:

$$e_\gamma/e \lesssim 3.2 \cdot 10^{-19} \frac{\Delta\varphi h}{e} f(\nu)^{-1} \frac{812 h_{70}^{1/2}}{RM}, \tag{7}$$

где $f(\nu) = \Delta\nu/\nu^2$ или $1/\nu_1$, в зависимости от соотношений между частотами. Мы использовали формулу (5) и выразили электронную концентрацию как $n_e = 10^{-3} h_{70}^{1/2}$ 1/см^3 (Кларк и др., 2001). [3]

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

$$e_\gamma/e \lesssim 1.8 \cdot 10^{-32} h_{70}^{1/2} \left(\frac{\Delta\varphi}{0.001''}\right) \left(\frac{\nu_1}{1\ \text{ГГц}}\right) \left(\frac{RM}{1\ \text{рад/м}^2}\right)^{-1}. \tag{8}$$

Рассмотрим компактный радиоисточник 3C84 в галактике NGC1275, находящейся вблизи центра скопления Персея (Abell 426, $z = 0.018$). Этот источник наблюдался в работе Скотта и др. (2004), где был выполнен обзор 102 активных галактических ядер в диапазоне 5 ГГц в рамках проекта VSOP (VLBI сеть телескопов, включающая спутниковую антенну HALCA с апогеем 21400 км). Наименьшая по угловым размерам из шести наблюдавшихся компонент источника 3C84 имеет диаметр по изофоте половины максимума (FWHM) 0.8 миллисекунды дуги. В работе приводится погрешность измерения угловых размеров, равная 10%, поэтому в качестве более надежной оценки углового диаметра мы примем 0.9 миллисекунды. Частота и ширина полосы равны, соответственно, 4.8 ГГц и 32 МГц.

Мера вращения для 3C84 была измерена в работе Раска, 1988 (цитируется по обзору Аллера и др., 2003): $RM = +76$ рад/м^2. Кроме того, скопление Персея является источником распределенного поляризованного радиоизлучения в диапазоне 350 МГц (Брентйенс, де Бруин, 2003) с фарадеевскими глубинами 25–90 рад/м^2, в том числе на периферии скопления. Поэтому, хотя часть меры вращения на луче зрения 3C84 набрана в областях с высокой концентрацией электронов в центре скопления,

[3]Обратите внимание, что постоянная Хаббла h_{70} входит в формулы только с нижним индексом, обозначающим нормировку на 70 км/с/Мпк, тогда как постоянная Планка h везде записывается без индекса.

мы вправе считать, что как минимум 25 рад/м^2 набраны на периферии скопления. В соответствии с моделью радиального распределения n_e в скоплении Персея (формула (4) из статьи Чуразова и др., 2003), электронная концентрация за пределами центральной сферы радиусом 0.3 Мпк невысока ($\lesssim 10^{-3}$ 1/см^3) и слабо зависит от расстояния.

В начале рассмотрим случай, когда фотоны несут заряды двух знаков. В этом случае расплывание точечного источника будет происходить даже при наблюдении на одной частоте, и мы можем использовать формулу (8). Подставляя в нее значения $\nu_1 = 4.8$ ГГц, $RM = 25$ рад/м^2, $n_e = 10^{-3}$ 1/см^3, $\Delta\varphi = 0.9$ миллисекунды дуги, получаем ограничение на абсолютное значение заряда фотона

$$e_\gamma/e \lesssim 3 \cdot 10^{-33}.$$

Для одного знака заряда уширение источника вызывается различием в энергиях фотонов, т.е. конечной шириной полосы приемника ($\Delta\nu = 32$ МГц), и эффект будет меньше. Для этого случая из формулы (7), используя $f(\nu) = \Delta\nu/\nu^2$, получаем ограничение:

$$e_\gamma/e \lesssim 4 \cdot 10^{-31}.$$

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.

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. Однако, как было отмечено выше, возможная зависимость заряда фотонов от энергии делает оправданным получение пределов на заряд в широком диапазоне энергий.

Временна́я задержка (для гамма-квантов дисперсией в межзвездной среде можно пренебречь) записывается в виде (Барбьеллини, Коккони 1987):

$$\Delta t = \frac{e_\gamma^2 B^2 l_\star^3}{24 c E^2}.$$

Здесь задержка отнесена к времени прихода квантов с энергией, много большей, чем E, поскольку для них задержка, обратно пропорциональная квадрату энергии, пренебрежимо мала. В случае, если наблюдения осуществляются в узком диапазоне энергий $\Delta E \ll E$, применима другая формула,

$$\Delta t = \frac{e_\gamma^2 B^2 l_\star^3}{12 c E^2} \frac{\Delta E}{E}.$$

Обе формулы применимы к фотонам, несущим заряды как одного, так и разных знаков.

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, Шейфер, Уокер 1999).

Тогда имеем (для $\Delta E/E = 0.5$ без учета космологических эффектов):

$$e_\gamma/e < 5.6 \cdot 10^{-21} \left(\frac{E}{100\,\text{кэВ}}\right) \left(\frac{B}{6 \cdot 10^{-15}\,\text{Гс}}\right)^{-1} \left(\frac{\Delta t}{0.1\,\text{мс}}\right)^{1/2} \left(\frac{l_\star}{1000\,\text{Мпк}}\right)^{-3/2}.$$

Здесь мы нормируем магнитное поле на нижнюю границу для однородной компоненты поля в межкластерном пространстве, без учета вклада в задержку хаотической компоненты поля, для которой отсутствуют какие-либо надежные оценки. Как и в рассмотренном выше случае, ограничение можно существенно улучшить, если гамма-всплеск будет наблюдаться сквозь скопление с известным магнитным полем.

5 Заключение

Резюмируя, можно сказать, что в настоящее время наблюдения внегалактических источников дают наиболее сильные ограничения на абсолютную величину электрического заряда фотона на уровне $e_\gamma/e \lesssim 3 \cdot 10^{-33}$ (в предположении, что фотоны с разноименными зарядами излучаются с равной вероятностью, и заряд фотона не зависит от его энергии). Эти ограничения могут быть улучшены путем VLBI наблюдений близких пар компактных источников на разнесенных частотах сквозь скопление галактик с известным магнитным полем, поскольку точность измерения углового расстояния между близкими источниками может быть доведена до 10 микросекунд дуги. Кроме того крайне желательно было бы использование данных по нескольким источникам, что позволило бы дать ограничение на заряд из статистических рассмотрений. [4] В будущем с запуском новых космических радиоантенн угловое разрешение наблюдений обещает возрасти (Бартел, 2003; Фомалон и Рейд 2004), поэтому именно от высокоточных наблюдений внегалактических радиоисточников можно ожидать самых сильных верних предельных значений заряда фотона.

Авторы выражают благодарность А. Лобанову, организаторам конференции HEA-2003, а также создателям и участникам проекта Scientific.Ru. Мы признательны анонимному рецензенту за ряд ценных замечаний, способствовавших улучшению статьи.

[4]Важность набора статистики была указана рецензентом.

Список литературы

[1] Аллер и др. (M.F. Aller, H.D. Aller, P.A. Hughes), Astrophys.J., **586**, 33 [astro-ph/0211265] (2003).

[2] Барбьеллини, Коккони (G. Barbiellini, G. Cocconi), Nature **329**, 21 (1987).

[3] Бартел (N. Bartel), Astronomy in Latin America, Second Meeting on Astrometry in Latin America and Third Brazilian Meeting on Fundamental Astronomy. Eds. R. Teixeira, N.V. Leister, V.A.F. Martin, and P. Benevides-Soares. ADeLA Publications Series, vol. 1, 35 [astro-ph/0303342] (2003).

[4] Брентйенс, де Бруин (M.A.Brentjens and A.G. de Bruyn), The Riddle of Cooling Flows in Galaxies and Clusters of Galaxies, Charlottesville, VA, USA. May 31 – June 4, 2003. (Ed. T.H.Reiprich, J.C.Kempner, N. Socker. Published electronically at http://www.astro.virginia.edu/coolflow/proc.php)

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

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

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

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

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

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

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

[12] 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).

[13] Раск (R.E. Rusk), Ph.D. Thesis, University of Toronto (1988); цитируется по: Аллер и др., 2003.

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

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

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

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

[18] Сиварам (C. Sivaram), Am. J. Phys., **63**, 1473 (1994).

[19] Скотт и др. (W.K. Scott, E.B. Fomalont et al.) astro-ph/0407041. Accepted by Ap. J. Supp. (2004).

[20] Фомалон, Рейд (E. Fomalont, M. Reid) astro-ph/0409611 (2004).

[21] Чуразов и др. (E. Churazov, W. Forman, C. Jones, H. Böhringer) Astrophys. J., **590**, 225 (2003).

[22] Шейфер, 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.

Restriction 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 $e_\gamma \lesssim 3 \cdot 10^{-33}$ *of the elementary charge (assuming the photon charge to be independent on energy). This is about 3 orders of magnitude better than the limit from radiopulsars timing. In addition we derive an estimate of an upper limit from* γ*-ray data (at energies about MeV). In future the bound by radio observations of extragalactic sources can be significantly improved.*