

534.14

О МАССЕ ФОТОНА

И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь

1. ВВЕДЕНИЕ

Эта статья посвящена вопросу о том, что известно на опыте о массе фотона. Вопрос этот в последние годы в физической литературе не обсуждался, и обычно подразумевается, что масса фотона равна нулю точно.

В пользу того, что масса фотона строго равна нулю, иногда приводят следующие аргументы:

1. Из существования электромагнитного дальнодействия следует, что масса фотона очень мала по сравнению с массами других частиц, а очень малых параметров в теории не должно быть.

2. Теория (теория относительности, квантовая электродинамика) требует, чтобы масса фотона равнялась нулю.

Легко видеть, однако, что оба эти аргумента неправильны. Чтобы убедиться в неправильности первого из них, достаточно вспомнить, что отношение констант гравитационного и слабого взаимодействий составляет примерно 10^{-34} . Так что малые параметры в физике встречаются. Заметим, что если бы масса фотона m_γ была на 34 порядка меньше массы электрона, то его комптоновская длина волны $\lambda_\gamma = \hbar/m_\gamma c$ *) равнялась бы примерно $10^{23} \text{ см} \approx 10^5$ световых лет.

Что касается утверждений о том, что равенство нулю массы фотона следует из теории, то по этому поводу можно сказать следующее.

Если бы масса фотона не равнялась нулю, то со специальной теорией относительности ничего плохого не произошло бы; просто скорость, входящая в преобразование Лоренца, была бы не скоростью света, а предельной скоростью c , к значению которой стремятся скорости всех тел, когда их энергия становится много больше их массы.

В рамках квантовой электродинамики равенство нулю массы фотона является следствием так называемой градиентной инвариантности второго рода. Однако отсутствие градиентной инвариантности второго рода не приводит к каким-либо трудностям, в отличие от градиентной инвариантности первого рода, нарушение которой означает несохранение заряда.

В действительности градиентная инвариантность второго рода является не причиной, а математическим выражением равенства нулю массы фотона. Квантовая электродинамика с отличной от нуля массой фотона не имеет никаких теоретических пороков: заряд в ней сохраняется, она перенормируема. В некотором смысле она даже проще, чем обычная

*) В дальнейшем мы будем часто пользоваться также системой единиц $\hbar = c = 1$, тогда $\lambda_\gamma = 1/m_\gamma$.

электродинамика, так как ее квантование не требует индефинитной метрики.

Таким образом, вопрос о массе фотона — это вопрос не теоретический, а экспериментальный. Впервые, по-видимому, это обстоятельство было четко сформулировано де Бройлем^{1, 2}, который сделал первые оценки верхней границы для массы фотона. Более жесткие оценки были получены в 1943 г. Шредингером^{3, 4}. Эти два автора, по существу, исчерпали¹⁻⁷ все известные к настоящему времени способы определения верхней границы для массы фотона. Вопрос о пределах для m_γ обсуждался также Гинцбургом⁸. В этом кратком обзоре мы несколько уточним оценки, на основе последних экспериментальных данных, и сопоставим между собой оценки, полученные различными способами. Мы рассмотрим, как сказались бы масса фотона на его свободном движении в вакууме (§ 2), на взаимодействии между зарядами и токами, осуществляя за счет обмена виртуальными фотонами (§ 3), и, наконец, на свойствах черного излучения (§ 4). Основные результаты этого анализа приведены в таблице в конце статьи.

Мы не будем обсуждать здесь возможные космологические проявления ненулевой массы фотона *).

2. МАССА ФОТОНА И СКОРОСТЬ СВЕТА И РАДИОВОЛН

Как уже говорилось выше, наличие у фотона массы привело бы к тому, что скорость фотона в вакууме не была бы универсальной постоянной, а зависела бы от его энергии, подобно тому как это имеет место для других частиц с отличной от нуля массой. Для групповой скорости электромагнитных волн мы имели бы

$$\frac{v}{c} = \frac{k}{\sqrt{k^2 + m_\gamma^2 c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{\lambda_\gamma}\right)^2}}.$$

В результате, например, скорость синего света была бы больше, чем красного. Именно это обстоятельство было использовано де Бройлем¹ для оценки верхней границы массы фотона. Де Бройль заметил, что наличие дисперсии скорости света в вакууме привело бы к возникновению цветовых явлений при затмении двойных звезд: синий свет приходил бы раньше красного. Если минимальное время запаздывания красного света по сравнению с синим, которое можно заметить, обозначить через δt , а время, за которое свет пройдет от звезды до Земли, обозначить через t , то легко получить

$$\frac{\delta t}{t} \approx \frac{\lambda_1^2 - \lambda_2^2}{2\lambda_\gamma^2} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_\gamma} \right)^2,$$

где λ_1 — длина волны красного света, а λ_2 — синего. Принимая, как это сделал де Бройль, $\lambda_1 = 10^{-5}$ см, $\delta t = 10^{-3}$ сек, $t = 10^{10}$ сек (порядка

^{*}) В работе де Бройля⁶ дана оценка $m_\gamma < 10^{-66}$ з, что означает $\lambda_\gamma > 10^{10}$ световых лет ($\lambda = \lambda/2\pi$). Эта оценка получена из предположения, что массы фотона и гравитона, если они отличны от нуля, должны быть сравнимы. Масса гравитона в уравнениях Эйнштейна для гравитационного поля может быть связана с так называемой космологической постоянной. Из сравнения фридмановской теории расширяющейся Вселенной с опытом видно, что комптоновская длина волны гравитона не может существенно превышать величину радиуса видимой части Вселенной ($\sim 10^{10}$ световых лет). Очевидно, однако, что такая оценка не может рассматриваться как экспериментальный нижний предел для комптоновской длины волны фотона.

10^3 световых лет), получим

$$\lambda_\gamma > \lambda_1 \sqrt{\frac{t}{\delta t}} \sim 10 \text{ см},$$

что соответствует *)

$$m_\gamma < \frac{10^{-37} \text{ э.с.м.}}{10 \text{ см}} = 10^{-38} \text{ э.}$$

Цветовые явления с продолжительностью порядка минут при затмениях переменных звезд наблюдались (эффект Тихова—Нордмана). Однако, как заметил П. П. Лебедев ⁹, этот эффект возникает из-за того, что различные участки звездных атмосфер имеют различные спектральные характеристики. Поэтому границу для λ_γ придется еще понизить, и она, таким образом, оказывается неинтересно низкой.

Несколько лучшую, но все еще слишком низкую границу для λ_γ можно получить, если привлечь данные о распространении радиоволны. Из измерений группы Л. И. Мандельштама ¹⁰ следует, что фазовая скорость распространения радиоволн с $\lambda = 300 \text{ м}$ совпадает со скоростью видимого света с точностью $5 \cdot 10^{-4}$.

Отсюда получается

$$\lambda_\gamma > 1,5 \text{ км.}$$

Дальнейшее повышение предела для λ_γ на этом пути наталкивается на то обстоятельство, что уже при достигнутой точности, как было отмечено в ¹⁰, оказывается существенным изменение скорости, связанное с влиянием поверхности Земли.

3. МАССА ФОТОНА И СТАТИЧЕСКИЕ ПОЛЯ

Наинизшая граница для массы фотона следует из данных о статическом магнитном поле (поле Земли). Как будет видно ниже, данные о статическом электрическом поле дают значительно худшее ограничение. Чтобы понять, как возникают эти ограничения, рассмотрим более подробно свойства электродинамики с $m_\gamma \neq 0$.

В такой теории выражение для электромагнитного тока имеет обычный вид и, следовательно, вершина испускания фотона также обычная. Единственное отличие от обычной электродинамики заключается в том, что пропагатор фотона $D_{\mu\nu}$ имеет вид не

$$D_{\mu\nu} = \frac{\delta_{\mu\nu}}{k^2},$$

а становится таким же, как пропагатор нейтрального векторного мезона:

$$D_{\mu\nu} = \frac{\delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_\gamma^2}}{k^2 - m_\gamma^2}.$$

В силу сохранения тока вершины Γ_μ поперечны:

$$k_\mu \Gamma_\mu = 0$$

(здесь и ниже мы предполагаем, что ток, с которым взаимодействует фотон, сохраняется, несохранение тока и, в частности, несохранение заряда с необходимостью привело бы к появлению массы фотона), и поэтому

*) Оценка $m_\gamma < 10^{-44} \text{ э.}$, приведенная в ^{2,5}, по-видимому, возникла из-за опечатки.

в простейших случаях, которые мы будем рассматривать, второе слагаемое $k_\mu k_\nu / m_\gamma^2$ в числителе пропагатора вклада не дает, и можно записать

$$D_{\mu\nu} = \frac{\delta_{\mu\nu}}{k^2 - m_\gamma^2}.$$

Хорошо известно, что статический потенциал, отвечающий пропагатору $\delta_{\mu\nu}/k^2$, — это кулоновский потенциал

$$V(r) = \frac{Q}{r}.$$

Потенциал, отвечающий пропагатору $\delta_{\mu\nu}/(k^2 - m_\gamma^2)$, — юкавовский:

$$V(r) = \frac{Q e^{-m_\gamma r}}{r}.$$

Таким образом, наличие у фотона массы должно приводить к экспоненциальному спаду взаимодействия на расстояниях, превышающих комптоновскую длину волны фотона $\lambda_\gamma = 1/m_\gamma$.

Аналогичным образом должны измениться известные выражения и для магнитного поля. Так, например, вместо обычного выражения для поля магнитного диполя

$$\mathbf{A} = \frac{[\mathbf{mr}]}{r^3}$$

возникает выражение

$$\mathbf{A} = \left(\frac{[\mathbf{mr}]}{r^3} \right) (1 + m_\gamma r) e^{-m_\gamma r}.$$

Используя это выражение для описания магнитного поля Земли и основываясь на том, что магнитное поле Земли простирается вплоть до расстояний порядка 10^4 км, Шредингер заключил, что $\lambda_\gamma > 10^4$ км^{3, 4}. Данные о магнитном поле Земли, полученные во времена работы Шредингера на основе изучения космических лучей и северного сияния, в настоящее время существенно дополнены измерениями, проведенными с помощью спутников (см., например, ¹¹). Эти измерения показывают, что магнитное поле Земли имеет вид поля магнитного диполя вплоть до расстояний порядка $6R_\oplus \approx 30\,000$ км. Именно это и дает наилучший предел для m_γ , доступный в настоящее время. Дальнейшее уточнение этого предела путем измерения магнитного поля Земли невозможно, так как на больших расстояниях магнитное поле Земли сравнивается с магнитным полем потока солнечной плазмы, обтекающего Землю, — так называемого солнечного ветра.

Как заметил Гинцбург ⁸, дальнейшее уточнение границы для λ_γ может быть достигнуто путем измерения магнитного поля Юпитера. Результаты радионаблюдений Юпитера в дециметровом диапазоне (200—300 Мгц) и декаметровом диапазоне (5—43 Мгц) указывают на существование на Юпитере радиационных поясов на расстояниях порядка $2R_{J_4}$ и, следовательно, сильного магнитного поля (от 1 до 10 гс по разным оценкам). Радиус Юпитера R_{J_4} примерно на порядок больше радиуса Земли ($R_{J_4} = 11,2 R_\oplus = 71\,400$ км); поэтому измерение магнитного поля Юпитера на расстояниях в несколько R_{J_4} позволило бы повысить границу для λ_γ примерно на порядок, возможно, до миллиона километров.

С точки зрения обсуждаемого нами вопроса представляет интерес дальнейшее повышение точности интерференционных радионаблюдений Юпитера, дающих высокое пространственное разрешение, и особенно точное измерение магнитного поля Юпитера с помощью ракет.

Рассмотрим теперь, какие ограничения на массу фотона налагаются опыты по проверке закона Кулона. Из известных нам опытов такого рода наиболее точный был проведен Плимptonом и Лоутоном¹⁵ в 1936 г. В этом опыте измерялась разность потенциалов между двумя концентрическими сферами, из которых внешняя была заряжена до некоторого потенциала V_1 . При радиусе внешней сферы $R_1 \approx 75$ см, внутренней $R_2 \approx 60$ см и потенциале $V_1 = 3000$ в было получено $V_1 - V_2 \leq 10^{-6}$ в. (В случае $m_\gamma = 0$ должно быть, как известно, $V_1 - V_2 = 0$.) Отклонения от закона Кулона искались Плимptonом и Лоутоном в виде

$$V(r) = \frac{Q}{\gamma^{1+\varepsilon}}.$$

При этом должно быть

$$\frac{V_2 - V_1}{V_1} \sim \varepsilon,$$

и из результата опыта следует, что $\varepsilon \leq 10^{-9}$. Однако этот опыт оказывается менее чувствительным к такой модификации закона Кулона, которая интересует нас. Действительно, в случае

$$V(r) = \frac{Qe^{-m_\gamma r}}{r}$$

напряженность на внутренней поверхности заряженной сферы равна

$$E = \frac{Qm_\gamma^2}{3},$$

а для разности потенциалов в опыте Плимптона — Лоутона имеем

$$\frac{V_1 - V_2}{V_1} \sim \frac{1}{3} m_\gamma^2 (R_1 - R_2) R_1 \leq 3 \cdot 10^{-10}.$$

Отсюда следует, что нижняя граница для комптоновской длины волны фотона равна

$$\lambda_\gamma \approx 3 \cdot 10^4 \sqrt{(R_1 - R_2) R_1} \sim 10 \text{ км.}$$

Это ограничение на три порядка слабее, чем то, которое следует из данных о магнитном поле Земли.

4. МАССА ФОТОНА И ЧЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Фотон с массой, не равной нулю, в отличие от фотона с массой, равной нулю, имеет не два, а три поляризационных состояния. Поэтому может показаться, что в формуле Планка для плотности черного излучения в случае, если бы у фотона была масса, возник бы дополнительный множитель $3/2$ и, таким образом, Больцмановская константа черного излучения отличалась бы от наблюдаемой в полтора раза. Легко видеть, однако, что этого не произойдет. Причина, по которой статистическое описание черного излучения практически не изменится⁷, заключается

Верхние границы для массы фотона m_γ (нижние границы
для комптоновской длины волны фотона λ_γ),
следующие из различных экспериментальных данных

Физическое явление	λ_γ	m_γ/m_e *)	Литература **)
Дисперсия скорости света от двойных звезд	0,1 см	10^{-9}	Де Бройль ²
Скорость радиоволны	1 км	10^{-15}	Мандельштам ^{9,10}
Закон Кулона (измерение поля внутри заряженной сферы)	10 км	10^{-16}	Плимптон—Лоутон ¹⁵
Протяженность магнитного поля Земли	30 000 км	10^{-20}	Шредингер ^{3, 4}
Протяженность магнитного поля Юпитера ***)	10^6 км	10^{-21}	Гинцбург ⁸

*) m_e — масса электрона.
**) Численные значения для m_γ/m_e и λ_γ , приводимые в таблице, в ряде случаев отличаются от тех, которые приводятся в цитируемых работах.
***) Измерения не проделаны.

в том, что вероятности переходов с участием «продольных» фотонов содержат малый множитель m_γ^2/ω^2 , где ω — частота фотона *).

Рассмотрим, следуя ⁷, фотонный газ, находящийся в полости с линейными размерами L . Для времени перехода поперечных фотонов, находящихся в полости, в продольные получаем

$$t \sim \frac{L}{c} \left(\frac{\omega}{m_\gamma} \right)^2 = \frac{L}{c} \left(\frac{\lambda_\gamma}{\lambda} \right)^2.$$

*) В этом примечании мы дадим простой вывод этого утверждения. Пусть амплитуда испускания фотона A имеет вид

$$A = M_\alpha e_\alpha,$$

где e_α — 4-вектор-потенциал фотона, нормированный на один фотон, а M_α — 4-вектор, зависящий от остальных 4-векторов задачи (4-импульсов частиц и их спинов). Пусть импульс фотона направлен по оси z . В системе покоя фотона вероятности испускания поперечных фотонов (w_x и w_y) и «продольного» фотона (w_z) равны соответственно

$$w_x = |M_x^c|^2, \quad w_y = |M_y^c|^2, \quad w_z = |M_z^c|^2,$$

где индекс c означает систему покоя.

Эти же вероятности, выраженные через компоненты 4-вектора M в лабораторной системе, равны соответственно

$$w_x = |M_x|^2, \quad w_y = |M_y|^2, \quad w_z = |M_z|^2 - |M_0|^2.$$

Воспользуемся теперь поперечностью 4-вектора M :

$$k_0 M_0 - k_z M_z = 0,$$

и получим

$$w_z = |M_z|^2 \frac{k_0^2 - k_z^2}{k_0^2} = |M_z|^2 \frac{m_\gamma^2}{\omega^2}.$$

Так как токи у нас те же, что и в обычной электродинамике, M_z конечно при $m_\gamma^2 \rightarrow 0$ и можно считать, что M_x , M_y , M_z — одного порядка величины. Отсюда следует, что

$$w_x \sim w_y, \quad w_z \sim \frac{m_\gamma^2}{\omega^2} w_x.$$

Считая, что ω находится в оптической области ($\lambda \sim 10^{-5}$ см), и приняв $L = 10$ см, а $\lambda = 10^9$ см, получим $t \sim 10^{18}$ сек $\sim 10^{11}$ лет. Таким образом, никакого реального эффекта не возникает. Заметим, что при таких малых значениях w_z стенки практически любой полости будут прозрачны для «продольных» фотонов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, комптоновская длина волны фотопа наверняка больше 30 000 км. Повысить этот предел можно, измеряя магнитное поле Юпитера на таких расстояниях от планеты, где это поле мало. Сейчас не видно, какие другие опыты могли бы дать сравнимые точности.

Можно задать вопрос, нужно ли стремиться понизить предел для массы фотона, если теория с нулевой массой фотона с эстетической точки зрения выглядит привлекательней, чем теория с ненулевой массой, и если нет каких-либо теоретических оснований для введения массы фотона. Ведь не видно, чтобы решение хотя бы какой-либо из многочисленных проблем современной теории элементарных частиц было бы облегчено наличием у фотона массы.

Однако эстетические аргументы часто оказывались ошибочными, и необходимо четко понимать, что сейчас мы знаем только, что $\lambda_{\gamma} > 30 000$ км. Нельзя гарантировать, что попытки повысить этот предел не приведут к неожиданностям.

Мы пользуемся случаем выразить благодарность за интересные обсуждения П. Л. Григорову, Я. Б. Зельдовичу, С. Б. Пикельнеру, А. Е. Саломоновичу, И. Б. Хрипловичу и А. Е. Чудакову.

Вопрос об экспериментальной границе для массы фотона был поставлен перед нами осенью 1966 г. И. Я. Померанчуком.

Институт теоретической и экспериментальной
физики, Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. de Broglie, Phil. Mag. **47**, 446 (1924) (см. перевод в сб. «Вариационные принципы динамики», М., 1959, стр. 631).
2. L. de Broglie, La Mecanique ondulatoire du photon. Une nouvelle theorie de la Lumiere, t. 1. Paris 1940, стр. 39, 40.
3. E. Schrödinger, Proc. Roy. Irish. Acad. A**49**, 43 (1943).
4. E. Schrödinger, Proc. Roy. Irish. Acad. A**49**, 135 (1943).
5. L. de Broglie, Mechanique ondulatoire du photon et theorie quantique de champs, Paris, 1949.
6. L. de Broglie, La Theorie generale des particules à spin, Paris, 1943, стр. 191.
7. L. Bass, E. Schrödinger, Proc. Roy. Soc. A**232**, 1 (1955).
8. М. А. Гинцибург, Астрон. ж. **40**, 703 (1963).
9. Н. Н. Лебедев, Собрание сочинений, М., Изд-во АН СССР, 1963, стр. 282.
10. Л. И. Мандельштам, Полное собр. трудов, М., Изд-во АН СССР, 1947, т. 2, стр. 277—305, т. 3, стр. 238.
11. Л. Бирман, УФН **90** (1), 163 (1966).
12. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, М., «Наука», 1964, стр. 509.
13. G. R. A. Ellis, Radio Science, J. Research NBS/USNC-URSI, 1513 (1965).
14. J. A. Roberts, Radio Science, J. Research NBS/USNC-URSI, 1543 (1965).
15. S. J. Plimpton, W. E. Watson, Phys. Rev. **50**, 1066 (1936).