Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 9, стр. 407 – 409 *10 мая 1986 г.*

ИЗЛУЧЕНИЕ УСКОРЕННОГО ЭЛЕКТРОНА

Я.Б.Зельдович, Л.В.Рожанский, А.А.Старобинский

Обсуждается взаимодействие ускоренных частиц (электронов) с вакуумными флуктуациями с точки зрения неинерциальных систем отсчета, где эти частицы покоятся. Показано, что такой подход позволяет дать наглядную картину для некоторых многофотонных процессов и оценить их интенсивность.

Известно, что наблюдатель, движущийся по прямой с постоянным ускорением a вследствие действия на него некоторой силы негравитационного происхождения, ощущает температуру

$$T = a/2\pi \qquad (1)$$

(мы используем единицы $\hbar = c = k = 1$, где k – постоянная Больцмана). Этот эффект, открытый Дэвисом [1] и Унру [2] (см. также [3]), связывается с тем, что в системе покоя наблюдателя метрика (так называемая метрика Риндлера) имеет горизонт. Нулевые колебания полей в метрике Минковского после разложения по собственным состояниям поля в метрике Риндлера оказываются соответствующими указанной температуре. Таким образом, устанавливается связь между температурой, ощущаемой ускоренным наблюдателем, и температурой и излучением черной дыры, открытыми Хокингом [4]: черная дыра также обладает горизонтом на гравитационном радиусе. С принципиальной точки зрения важно, что излучение, ощущаемое неподвижным относительно риндлеровской системы координат наблюдателем, само является ускоренным (по терминологии Унру и Уолда [5]). Иначе говоря, одиночный наблюдатель видит вокруг себя не однородную тепловую баню с температурой (1), а тепловую баню, находящуюся (в полном соответствии с эйнштейновским принципом эквивалентности) в равновесии в постоянном гравитационном поле с метрическим коэффициентом $g_{00} = r^2 = x^2 - t^2$. При этом температура излучения зависит от координат согласно известной формуле $T\sqrt{g_{00}} = \mathrm{const}$ (см., например, [6]), связывающей температуру в разных точках находящейся в тепловом равновесии системы с гравитационным потенциалом в этих точках. Это согласуется с тем, что ускорение наблюдателя, покоящегося относительно риндлеровских координат, зависит от его пространственной координаты: $a = r^{-1}$.

Если система, имеющая несколько уровней энергии, движется с постоянным ускорением, то по истечении некоторого времени она будет распределена по возбужденным состояниям в соответствии с законом Больцмана [2], при этом температура такой системы дается формулой (1) (в [7] было, однако, показано, что для электрона, движущегося по прямой в постоянном электрическом поле, время достижения теплового равновесия оказывается фантастически большим для существующих линейных ускорителей). При исследовании деталей этого распределения важно помнить, что свойства ускоренного теплового излучения отличаются от свойств излучения, находящегося при постоянной температуре. В частности, при вычислении плотности состояний нужно пользоваться точными волновыми функциями в метрике Риндлера: ВКБ приближение для них оказывается в ряде случаев неприменимым из-за того, что тепловая длина волны $\lambda = T^{-1}$ порядка масштаба неоднородности. Учет этого обстоятельства показывает, что спектр вакуумных возбуждений массивного скалярного поля в метрике Риндлера, рассчитанный Такаги [8], является тепловым, а анизотропные эффекты, обсуждавшиеся в [9,10], не противоречат тепловому характеру излучения (по этому поводу см. также [11,12]).

Отметим в связи с этим следующее интересное обстоятельство. Если рассчитать корреляционную функцию $\langle \varphi_{,\mu}(x)\varphi_{,\nu}(x')\rangle$, где φ – безмассовое скалярное поле, $\mu, \nu = 1, 2, 3$, вдоль траектории равномерно ускоренного наблюдателя, то она окажется анизотропной. В координатах Риндлера τ, r, y, z:

$$\langle \partial_y \varphi(\tau, r, y, z)\, \partial_y \varphi(\tau+\Delta\tau, r, y, z)\rangle = \langle \partial_z \varphi(\tau, r, y, z)\, \partial_z \varphi(\tau+\Delta\tau, r, y, z)\rangle = 1/8\pi^2 r^4 (\mathrm{ch}\,\Delta\tau - 1)^2 ;$$
$$\langle \partial_r \varphi(\tau, r, y, z)\, \partial_r \varphi(\tau+\Delta\tau, r, y, z)\rangle = (2-\mathrm{ch}\,\Delta\tau)/8\pi^2 r^4 (\mathrm{ch}\,\Delta\tau - 1)^2 ; \tag{2}$$

$$r = \sqrt{x^2 - t^2}, \quad \tau = \mathrm{arc\,sh}(t/r).$$

Известно, однако, что тензор энергии-импульса скалярного поля в плоском пространстве-времени лучше выбирать в следующем "улучшенном" виде [13,14]:

$$T_{ik} = \partial_i\varphi\partial_k\varphi - \frac{1}{2} g_{ik}\,\partial_m\varphi\partial^m\varphi + \frac{1}{6}\,(g_{ik}\,\partial^m\partial_m - \partial_i\partial_k)\varphi^2 ; \quad T_i^i = 0. \tag{3}$$

Соответствующая этому T_{ik} корреляционная функция имеет вид (опуская часть $\propto g_{ik}$):

$$\langle \partial_i \varphi(\tau, r, y, z)\, \partial_k \varphi(\tau+\Delta\tau, r, y, z)\rangle - \frac{1}{6}\,\frac{\partial^2}{\partial x^i\,\partial x^k}\,\langle \varphi(\tau, r, y, z)\varphi(\tau+\Delta\tau, r, y, z)\rangle. \tag{4}$$

Легко видеть, что она пространственно изотропна, что лишний раз указывает на локальную изотропию ускоренного излучения.

Для частицы, равномерно вращающейся по кругу, эффект Дэвиса – Унру отсутствует. Квантование полей в равномерно вращающейся системе координат после замены энергии кванта E на энергию во вращающейся системе отсчета $E' = E - M\Omega$, где M – момент кванта, не отличается от квантования в метрике Минковского [15]. Отсюда видно, что для появления эффекта неэквивалентности вакуума в ускоренной системе отсчета вакууму в метрике Минковского недостаточно иметь $a \neq 0$, необходимо еще и $dE/ds \neq 0$. Однако электрон, вращающийся по кругу, чувствует тем не менее вакуумные флуктуации, отличные от вакуумных флуктуаций в метрике Минковского [15], которые могут, вообще говоря, приводить к его самовозбуждению. Это возбуждение проявляется в известном факте неполной радиационной поляризации электрона, движущегося в постоянном магнитном поле [16]. Следовательно, представление о вакуумных флуктуациях, отличающихся от вакуумных флуктуаций в метрике Минковского, является существенно более общим, чем температура Дэвиса – Унру (1), которую можно ввести только в исключительных случаях. Тем не менее, спектр вакуумных флуктуаций, ощущаемый равномерно вращающимся по окружности наблюдателем, имеющим скорость $\beta \approx 1$, близок к тепловому спектру с температурой порядка (1) (см., например, [15]).

В настоящей статье мы хотим также отметить другое явление, связанное с температурой, ощущаемой ускоренным электроном, а именно, дополнительное его излучение. В поле теплового излучения имеет место комптоновское рассеяние фотонов. С точки зрения квантовой электродинамики пространства Минковского, этому процессу соответствует диаграмма Фейнмана, описывающая двухфотонное излучение ускоренного электрона (то есть диаграмма более высокого порядка по постоянной тонкой структуры α, чем диаграмма, описывающая мультипольное однофотонное излучение), поскольку в данном случае и поглощение, и излучение риндлеровских фотонов соответствует излучению минковских фотонов.

До рассеяния электроном тепловые фотоны в метрике Риндлера не наблюдаемы неподвижным (не ускоренным) наблюдателем, но после рассеяния они становятся реальными, наблюдаемыми. Составим выражение, которое, возможно, позволит грубо оценить интенсивность такого излучения. Плотность энергии фотонов $\epsilon \approx T^4 \approx a^4$, томсоновское сечение $\sigma_0 \approx \approx 10\alpha^2 m^{-2}$, где m — масса электрона, поэтому интенсивность излучения $I \approx 10\alpha^2 m^{-2} a^4$. При переходе к системе отсчета, в которой электрон движется со скоростью β, излучение сосредотачивается в угле $\varphi \approx 1/\gamma$, где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, при этом интенсивность излучения возрастает в γ раз. Это излучение интересно сравнить с классическим излучением ускоренного электрона в его системе покоя. Интенсивность классического излучения определяется формулой $I_0 = (2/3)\alpha a^2$. $I < \alpha I_0$ при $a < m$. Для электрона, вращающегося в магнитном поле B, ускорение $a \approx m$ достигается при $\gamma B \approx m^2/e \approx 5 \cdot 10^{13}$ Гс. При $B = 2 \cdot 10^5$ Гс, например, нужен электрон с энергией 10^5 ГэВ. При $a > m$ необходимо учитывать, что сечение рассеяния фотона на электроне по формуле Клейна — Нишины — Тамма падает: $\sigma \approx \sigma_0 m/a$, а типичная энергия фотона после рассеяния $\omega \approx m$. В итоге получаем, что $I/I_0 \approx \alpha$ при $a > m$. Этот результат находится в соответствии с поведением других радиационных поправок в квантовой электродинамике при $E, B \gg E_0 = m^2/e\hbar$.

При температуре $T \gtrsim m$ возникает еще один эффект: ускоренный электрон должен ощущать тепловые электроны и позитроны, поскольку волновые функции заполненного моря Дирака в системе отсчета Минковского после перехода к риндлеровским координатам дадут также свободные электроны и позитроны. Аннигиляция ускоренного электрона с таким позитроном даст фотоны, которые будут приняты неподвижным детектором. С точки зрения квантовой электродинамики пространства Минковского этому процессу опять соответствует диаграмма двухфотонного излучения.

В заключение отметим еще раз, что мы не претендуем на точность формул, описывающих двухфотонные процессы, а лишь хотим указать тот вид, который эти процессы принимают в риндлеровской системе отсчета и вытекающие из этого грубые, но простые способы их количественного описания.

Пользуемся случаем отметить полезные обсуждения с Л.П.Грищуком.

Литература

1. *Davies P.C.W.* J. Phys. A., 1975, 8, 609.
2. *Unruh W.G.* Phys. Rev. D., 1976, **14**, 870.
3. *Fulling S.A.* Phys. Rev. D., 1973, 7, 2850.
4. *Hawking S.W.* Comm. Math. Phys., 1975, **43**, 199.
5. *Unruh W.G., Wald R.M.* Phys. Rev. D., 1984, **29**, 1047.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика, М.: Наука, 1976.
7. *Bell J.S., Leinaas J.M.* Nucl. Phys. B., 1982, **212**, 131.
8. *Takagi S.* Progr. Theor. Phys., 1984, **72**, 505.
9. *Hinton K., Davies P.C.W., Pfautsch J.* Phys. Lett., 1983, **120B**, 88.
10. *Israel W., Nester J.M.* Phys. Lett., 1983, **98A**, 329.
11. *Sanches N.* Phys. Lett., 1985, **112A**, 133.
12. *Grove P.G., Ottewill A.C.* Class. Quant. Grav., 1985, **2**, 373.
13. *Chernikov N.A., Tagirov E.A.* Ann. Inst. H. Poincaré, 1968, **9**, 109.
14. *Callan C.J., Coleman S., Jackiw R.* Ann. Phys., 1970, 59, 42.
15. *Letaw J.R., Pfautsch J.D.* Phys. Rev. D., 1980, **22**, 1345.
16. *Соколов А.А., Тернов И.М.* ДАН СССР, 1963, **153**, 1052.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 марта 1986 г.