Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 8, стр. 501 – 504. *20 октября 1972 г.*

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ ОНДУЛЯТОРА В ОПТИЧЕСКИ ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ

В. Л. Гинзбург

Измерение полной энергии W отдельной частицы в ультрарелятивистской области $Mc^2/W = \sqrt{1-\beta^2} << 1$ встречается с некоторыми трудностями. Так, черенковские счетчики в этой области мало чувствительны к изменению W. Действительно, излучение происходит под углом $\theta_0 = \arccos(1/\beta n(\omega))$ к скорости частицы v, а излучаемая на пути ℓ энергия

$$S_0 = \frac{e^2\ell}{c^2}\int_{\beta n \geqslant 1} \sin^2\theta_0\,\omega\, d\omega = \frac{e^2\ell \sin^2\theta_0}{2}(\omega_m/c)^2,$$

где $n(\omega)$ – показатель преломления на частоте ω и условно введена максимальная частота области прозрачности ω_m (смысл этой частоты очевиден, если $n = \mathrm{const}$ при $\omega \leqslant \omega_m$). Интенсивность переходного излучения на одной границе раздела растет с W, но сравнительно мала по абсолютной величине (к тому же излучаются в основном жесткие фотоны и поэтому их число мало). Тоже можно сказать (см. ниже) об излучении в вакуумном ондуляторе, т. е. при колебаниях частицы около прямолинейной траектории под действием переменного электрического поля $\mathbf{E}$ или периодического в пространстве магнитного поля $\mathbf{H}$ (см. [1, 2]; на возможность использования вакуумного ондулятора для измерения W указывалось в [2, 3]). Целью настоящей статьи является обратить внимание на то обстоятельство, что при наличии в ондуляторе прозрачной среды [1] интенсивность излучения в определенных условиях резко возрастает. Поэтому "ондуляторный счетчик в среде", как мы условно будем называть такую систему быть может заслуживает внимания, тем более, что такой счетчик органически объединяется с черенковским счетчиком.

Амплитуда дипольного момента частицы с зарядом e, возникающего под действием поперечного поля $E = E_o \cos \omega_o t$ равна $p_o = -(e^2 E / M \omega_o^2)(Mc^2/W)$. Энергия, излучаемая таким диполем на пути ℓ в телесный угол $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ (θ – угол между волновым вектором $\mathbf{k}$ и скоростью поступательного движения $\mathbf{v}$; ϕ – угол между $\mathbf{E}$ и проекцией $\mathbf{k}$ на плоскость, перпендикулярную $\mathbf{v}$) равна [1][1])

$$dS_g(\theta, \phi) = \frac{\omega_o^4 p_o^2 n\ell \{(1-\beta n\cos\theta)^2 - (1-\beta^2 n^2)\sin^2\theta\cos^2\phi\} d\Omega}{8\pi c^4 \beta |1-\beta n\cos\theta|^5}. \tag{1}$$

При этом излучаемая частота

$$\omega(\theta) = \frac{\omega_o}{|1-\beta n(\omega)\cos\theta|}. \tag{2}$$

В вакууме (при $n = 1$) в ультрарелятивистском случае энергия излучается в основном в угле $\theta \sim Mc^2/W$, причем частота $\omega(0) = 2\omega_o (W/Mc^2)^2$ и полная энергия

$$S_{g,b} = \frac{\omega_o^4 p_o^2 \ell}{3c^4}\left(\frac{W}{Mc^2}\right)^4 = \frac{1}{3}\left(\frac{e^2}{Mc^2}\right)\left(\frac{W}{Mc^2}\right)^2 E_o^2 \ell. \tag{3}$$

В прозрачной среде при $\beta n > 1$ энергия излучения (1) сосредоточена вблизи черенковского угла θ_o. Для оценки предположим, что в существенной области $n(\omega) = \mathrm{const}$ вплоть до некоторой частоты ω_m, а при $\omega > \omega_m$ излучение уже не происходит (или оно не доходит до фотоумножителя) в результате поглощения. Тогда при $\beta \to 1$ из (1) и (2) получаем (учитываем лишь основной – второй член в (1), пропорциональный (n^2-1))

$$S_g = \frac{\omega_o^4 p_o^2 \ell (n^2-1)\sin^2\theta_o}{16c^4}\left(\frac{\omega_m}{\omega_o}\right)^4 = \frac{(n^2-1)^2}{16n^2}\left(\frac{e^2}{Mc^2}\right)\left(\frac{Mc^2}{W}\right)\left(\frac{\omega_m}{\omega_o}\right)^4 E_o^2 \ell. \tag{4}$$

Очевидно

$$S_g / S_{g,b} = \frac{3(n^2-1)}{16n^2}\left(\frac{\omega_m}{\omega_o}\right)^4 \left(\frac{Mc^2}{W}\right)^4. \tag{5}$$

В наиболее, видимо, благоприятном случае $(n^2-1) \sim 1$, частота $\omega_o \sim 10^{10}$ ($\lambda_o = 2\pi c/\omega_o \sim 10$ *см*) и $\omega_m \sim 10^{16}$ ($\lambda_m = 2\pi c/\omega_m \sim 2000$ Å).

---

1) Вывод аналогичной формулы см. в [4]; результат легко получается из формулы (73, 11) в [5] при переходе от вакуума к среде с показателем преломления $n(\omega)$. Несколько другое – спектральное, представление формулы типа (1), пригодное и в анизотропной среде см. в [6].

Тогда ондуляторное излучение в среде превосходит по мощности ондуляторное излучение в вакууме вплоть до значений $W/Mc^2 \sim 10^6$; если не считать электронов, то такая область энергий $W/Mc^2 < 10^6$ является сейчас наиболее интересной. Кроме того излучение в среде распространяется в основном над углом $\theta_0 \sim 1$ и является оптическим. В вакуумном же ондуляторе речь идет об углах $\theta \sim Mc^2/W << 1$ и весьма жестком излучении, а следовательно и относительно небольшом числе фотонов.

Сравнивая значение S_g с энергией черенковского излучения S_0, имеем

$$S_g / S_0 = \frac{(eE_0 c / \omega_m)^2 (n^2 - 1)(\omega_m/\omega_0)^4}{8W^2}. \tag{6}$$

В случае магнитного ондулятора, вероятно более удобного, величину E_0 нужно заменить здесь на H_0 – амплитуду напряженности магнитного поля. Очевидно, $eE_0 c/\omega_m = eE_0(\lambda_m/2\pi)$ – работа поля E_0 на пути $\lambda_m/2\pi = c/\omega_m$. В приведенном примере $\lambda_m \sim 2 \cdot 10^{-5}$ *см* и $\omega_m/\omega_0 \sim 10^6$. Поэтому даже для магнитного ондулятора с $H_0 \sim 3 \cdot 10^4$ *э* отношение $S_g/S_0 \sim 10^{21}/W^2$ (*эв*), т. е. ондуляторное излучение слабее черенковского при $W > W_c \sim 3 \cdot 10^{10}$ *эв*[1]. Тем не менее число фотонов, излучаемых в ондуляторе в среде, может быть достаточно для регистрации и при $W >> W_c$, скажем, вплоть до энергий $W \sim 3 \cdot 10^{12}$. При этом существенно также, что ондуляторное излучение отличается от черенковского своей поляризацией (электрический вектор излучения направлен по $\mathbf{E}$ или по $[\mathbf{v}\mathbf{H}]$, в то время как для черенковского излучения он лежит в плоскости $\mathbf{k}, \mathbf{v}$). Очевидно поэтому одна и та же среда может (и должна) служить одновременно радиатором для ондуляторного и черенковского счетчиков, причем детекторы излучения (фотоумножители) должны располагаться на различных образующих черенковского конуса. Ондуляторное излучение можно, в принципе, отделять от черенковского также изменяя (модулируя) параметры E_0 и ω_0.

Падение излучаемой энергии S_g с ростом энергии частицы W является, несомненно, главным недостатком ондуляторного счетчика в среде (правда, при учете вклада от вторичных частиц, включая электроны отдачи, это падение должно замедляться; учет вторичных частиц является основной задачей дальнейшего исследования). Тем не менее, как нам представляется, сочетание черенковского счетчика с ондуляторным может оказаться эффективным методом.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 сентября 1972 г.

[1] Формула (6) строго справедлива как раз только при условии $S_g/S_0 << 1$, поскольку выше использовалось дипольное приближение $|x_0| = |p_0/e| << c/\omega_m$ (на это обстоятельство внимание автора обратил В.Н.Цитович).

Литература

[1] В.Л.Гинзбург. ДАН МССР, 66, 145, 1947.

[2] H.Motz. J. Appl. Phys., 22, 527, 1957.

[3] Н.А.Корхмазян. Изв. АН Арм. ССР, сер. физ., 5, 418, 1970; 7, 114, 1972.

[4] И.М.Франк. Изв. АН СССР, сер. физ., 6, 3, 1942.

[5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. М., изд. Наука, 1967.

[6] В.Л.Гинзбург, В.Я.Эйдман. ЖЭТФ, 36, 1823, 1959.