

THE PARTICLE WITH AN ANOMALOUS MAGNETIC MOMENT IN THE FIELD OF PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE

by G. A. NAGORSKY

The equation of Dirac for the particle with an anomalous magnetic momentum μ is reduced to the Schrodinger equation for neutral particle with spin 1/2 and magnetic momentum μ .

ОБ ОДНОМ СВОЙСТВЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

А. Ц. АМАТУНИ, Г. М. ГАРИБЯН

Известно, что полная интенсивность переходного излучения, испускаемого вперед заряженной ультрарелятивистской частицей линейно зависит от ее энергии [1]. Одной из причин наличия такой зависимости является близость диэлектрической постоянной $\varepsilon(\omega)$ к единице в заоптической области. С другой стороны известно, что $\varepsilon(\omega)$ может проходить через единицу и в оптической области. Поэтому естественно рассмотреть этот случай переходного излучения с точки зрения зависимости его интенсивности и формы спектра от энергии ультрарелятивистской частицы.

В области прозрачности $\varepsilon(\omega)$ имеет вид [2]

$$\varepsilon(\omega) = a - \frac{b}{\omega^2}, \quad (a > 1, b < 0). \quad \text{Пусть } \varepsilon(\omega_0) = 1,$$

тогда вблизи частоты ω_0 диэлектрическая постоянная будет выражаться формулой $\varepsilon = 1 + \alpha(\omega - \omega_0)$, где $\omega_0 = \sqrt{\frac{b}{a-1}}$, $\alpha = \frac{2(a-1)^{1/2}}{b^{1/2}}$. Так, например, для кварца $\omega_0 \approx 2,5 \cdot 10^{-14} \text{ сек}^{-1}$, $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ сек}$ [3].

При $\omega > \omega_0$, $\varepsilon > 1$ и, если $\beta\sqrt{\varepsilon} > 1$, то на этих частотах будет иметь место черенковское излучение. Эту область частот мы рассматривать не будем.

Переходное излучение, испущенное вперед, в случае одной границы раздела среда-вакуум выражается формулой (см., например, обзор [4])

$$\frac{dW}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\pi^2 c (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \left| \frac{(\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})}{(\varepsilon \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})(1 - \beta\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})} \right|^2. \quad (1)$$

В крайне-релятивистском случае, переходя к приближению малых углов излучения θ и считая ε близким к единице, формулу (1) можно записать в виде

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2 \beta^3 d\theta}{\pi c} \left(\frac{1}{1 - \beta^2 + \theta^2} - \frac{1}{1 - \beta^2 \varepsilon + \theta^2} \right)^2. \quad (2)$$

Интегрируя по θ от 0 до ∞ и полагая $\varepsilon = 1 + \alpha(\omega - \omega_0)$, получим

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{1 - \beta^2}{\alpha(\omega_0 - \omega)} \right) \ln \left(1 + \frac{\alpha(\omega_0 - \omega)}{1 - \beta^2} \right) - 1 \right], \quad (3)$$

причем $\alpha(\omega_0 - \omega) \ll 1$. Как и следовало ожидать, при $\omega = \omega_0$ $\frac{dW}{d\omega} = 0$.

Нетрудно заметить, что формула (3) отличается от соответствующей формулы для заоптической части спектра [5] заменой $\frac{\sigma}{\omega^2}$ на $\alpha(\omega_0 - \omega)$.

Рассмотрим частные случаи выражения (3). Если

$$\frac{\alpha(\omega_0 - \omega)}{1 - \beta^2} \ll 1, \quad \text{то} \quad \frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2}{6\pi c} \alpha^2 (\omega_0 - \omega)^2 \left(\frac{E}{\mu c^2} \right)^4, \quad (4)$$

в другом крайнем случае $\frac{\alpha(\omega_0 - \omega)}{1 - \beta^2} \gg 1$ имеем

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{\alpha(\omega_0 - \omega)}{1 - \beta^2} - 1 \right]. \quad (5)$$

В промежуточном случае $\alpha(\omega_0 - \omega) \sim (1 - \beta^2)$ (напомним, что $\omega < \omega_0$) мы имеем переход от резкой зависимости интенсивного излучения от энергии частицы (4) к логарифмической (5). Значения $y = \frac{\pi c}{2e} \frac{dW}{d\omega}$

как функции $x = \frac{\alpha(\omega_0 - \omega)}{1 - \beta^2}$ для этого промежуточного случая приведены на рис. 1. В интервале $1 \leq x \leq 7$ можно воспользоваться аппроксимацией $y = 0,05x$, т. е. вместо (3) будем иметь

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{0,1 e^2}{\pi c} \alpha \omega_0 \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \left(\frac{E}{\mu c^2} \right)^2, \quad (6)$$

при

$$\frac{1}{\alpha \omega_0} \left(\frac{\mu c^2}{E} \right)^2 \leq \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} \leq \frac{7}{\alpha \omega_0} \left(\frac{\mu c^2}{E} \right)^2. \quad (7)$$

Поскольку разрешающая способность практически используемых оптических спектрометров $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 10^{-5}$, а в вышеприведенном случае

кварца $\alpha \omega_0 \approx 7$, приходим к выводу, что измерение интенсивности переходного излучения в интервале частот (7) может служить индикатором энергии частиц для $\frac{E}{\mu c^2} \lesssim 10^2$. Нетрудно получить также вы-

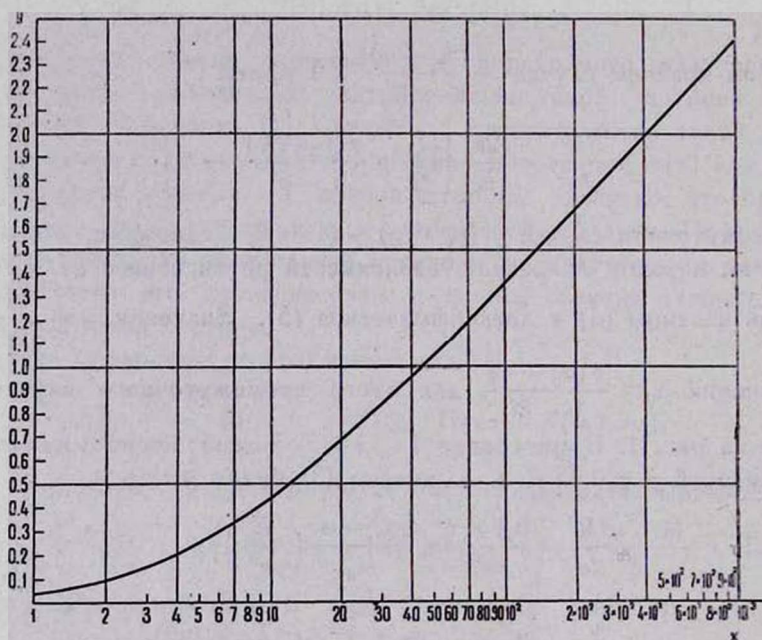
ражение для числа квантов в интервале частот (ω_1, ω_2) , где

$$\omega_0 - \frac{7}{\alpha} \left(\frac{\mu c^2}{E} \right)^2 < \omega_1 < \omega < \omega_2 < \omega_0 - \frac{1}{\alpha} \left(\frac{\mu c^2}{E} \right)^2. \quad (8)$$

Из формулы (6) тогда имеем

$$\Delta N = \frac{0,1}{137\pi} \alpha \left(\frac{E}{\mu c^2} \right)^2 \left(\omega_1 - \omega_2 + \omega_0 \ln \frac{\omega_2}{\omega_1} \right). \quad (9)$$

Из последней формулы видно, что для одиночных частиц ΔN мало при значении $\left(\frac{E}{\mu c^2} \right) \sim 10^2$, и кварца в рассмотренном интервале частот. Поэтому эту часть переходного излучения можно будет использовать, по-видимому, для измерения энергии частиц в сгустках. Если n есть число частиц в сгустке формы цилиндра длиной λ и радиуса $\lambda \frac{E}{\mu c^2}$ (где λ длина волны излучения), то все частицы сгустка будут излучать когерентно и формула (1) умножится на n^2 [6].



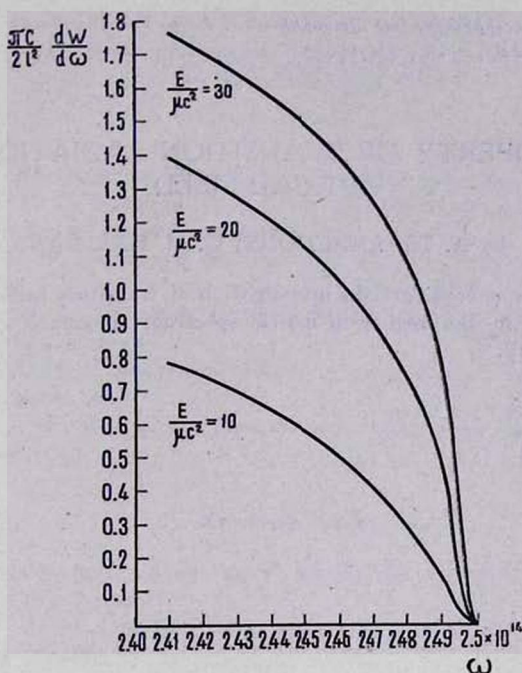
Фиг. 1.

Другой путь увеличения интенсивности состоит в использовании слоистой среды. Однако зоны формирования излучения в среде и вакууме в рассматриваемом случае будут определяться формулой

$$R_{\text{ср}} \approx R_{\text{вак}} = \lambda \left(\frac{E}{\mu c^2} \right)^2.$$

В случае кварца $\lambda \sim \lambda_0 \approx 7,4 \cdot 10^{-4}$ см и кварцевая пластинка должна иметь толщину в несколько сантиметров. В случае золота $\lambda_0 \approx 500 \text{ \AA}$ и толщина пластинок составит доли миллиметра.

На рис. 2 приведены кривые зависимости спектральной интенсивности от частоты, рассчитанные по формуле (3) в случае кварца для трех значений энергии частицы.



Фиг. 2.

В заключение отметим, что переходное излучение, испускаемое назад в случае вакуум-среда, получающееся из формулы (1) заменой β на $-\beta$, будет зависеть от энергии частицы только логарифмически.

Авторы признательны проф. А. И. Алиханяну и проф. Л. Юаню, беседы с которыми стимулировали эту работу.

Институт физики

Институт радиофизики и электроники
АН Армянской ССР

Поступила 20 апреля 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ 37, 527 (1959).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, "Электродинамика сплошных сред", § 64, ГИТТЛ, М., 1957.
3. Р. Вуд, "Физическая оптика" стр. 553, ОНТИ Л. И., 1936.
4. Ф. Г. Басс, В. М. Яковенко, УФН, 86, 189 (1965).
5. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 39, 332 (1960).
6. А. Ц. Аматауни, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 13, № 1 (1960).

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԻ
ՀԱՏԿՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Յ. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ

Ուսումնասիրված է լիցքավորված մասնիկի անցումային ճառագայթումը օպտիկական սպեկտրի այն տիրույթի համար, որտեղ դիէլեկտրիկ հաստատունը մոտ է 1-ի:

ON A PROPERTY OF TRANSITION RADIATION IN AN
OPTICAL FIELD

by A. TS. AMATOONY, G. M. GARIBIAN

The present paper considers the investigation of transition radiation generated by the charged particle in the region of optical spectrum frequency where the dielectric constant is near unity.