

Ф. В. БУНКИН, А. Е. КАЗАКОВ

РОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫХ ПАР
ПРИ ФОКУСИРОВАНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

(Представлено академиком А. М. Прохоровым 30 I 1970)

Электроны с энергией, большей Zmc^2 (m — масса электрона, c — скорость света), могут рождать электронно-позитронные пары при рассеянии на ядрах. Такую ситуацию можно экспериментально осуществить даже в нерелятивистской плазме с температурой $T \ll mc^2$, если облучать ее достаточно интенсивной электромагнитной волной (сфокусированным лучом лазера). Качественно этот вопрос обсуждался в (1). Ниже приводится количественная оценка эффекта.

Прежде всего отметим, что указанная в (2) возможность рождения пар при взаимодействии интенсивного излучения со «свободными» электронами (т. е. без рассеяния их на других частицах) на современном уровне развития лазерной техники больших мощностей по вероятности на много порядков менее эффективна, чем рассматриваемый процесс рождения, включающий рассеяние на ядрах. Действительно, как показано в (3), процесс рождения без рассеяния определяется параметром

$$\gamma = \frac{\varepsilon}{mc^2} \frac{H_0}{H_{cr}} = \frac{\varepsilon}{mc^2} \frac{E_0}{E_{cr}} \quad (1)$$

(ε — энергия электрона; $H_{cr} = E_{cr} = m^2 c^3 / e \hbar$; E_0, H_0 — амплитуды электрического и магнитного полей волны; e — заряд электрона) и становится сравнимым по вероятности с рассматриваемым нами процессом лишь при $\gamma \gtrsim 1$. При максимально достижимых в ближайшем будущем интенсивностях лазерного излучения $I \sim 10^{19}$ Вт/см² параметр $\gamma \sim 10^{-5}$. Поэтому ниже мы будем считать $\gamma \ll 1$, и процесс без рассеяния не будет приниматься во внимание.

С точностью, достаточной для проведения оценки, можно при этом считать, что роль поля излучения сводится к тому, что оно сообщает вначале нерелятивистским электронам энергию, достаточную для рождения пары, не оказывая существенного влияния на сечение самого процесса, т. е. можно считать, что рассеиваются свободные электроны, энергия ε которых равна энергии электрона в поле плоской монохроматической волны*. Для случая циркулярно поляризованной волны, например (см. (4)),

$$\varepsilon = mc^2 (1 + 1/2 x^2), \quad (2)$$

где $x = eE_0/m\omega c$ — релятивистски инвариантный параметр, характеризующий интенсивность волны $I = \frac{m^2 \omega^2 c^3}{4\pi e^2} x^2$. При $\varepsilon \gg mc^2$ сечение рождения

* Кроме того, существенно, что поле излучения оптического диапазона мало изменяется за время рассеяния. Характеризуя область действия поля ядра дебаевским радиусом $d = (T/8\pi e^2 N_e)^{1/2}$, где N_e — плотность электронов в плазме, получаем при $\varepsilon \gg mc^2$, что характерное время пролета этой области d/c . При $N_e \sim 10^{21}$ см⁻³, $T \sim 10^6$ град. $d/c \sim 10^{-17}$ сек., т. е. $d/c \ll 1/\omega$ (частота $\omega \sim 10^{15}$ сек⁻¹). Следовательно, за время рассеяния поле волны не успевает практически измениться. Поэтому в качестве ε можно брать мгновенное значение энергии электрона.

пары определяется по порядку величины формулой ^(5, 6)

$$\sigma = Z^2 r_0^2 \frac{\alpha^2}{\pi} \ln^3 \frac{\varepsilon}{mc^2} \quad (3)$$

($r_0 = e^2 / mc^2$ — классический радиус электрона, $\alpha = e^2 / \hbar c$, Z — заряд ядра).

Число N_p пар, рождающихся за время τ в объеме V плазмы с концентрацией электронов $N_e = ZN_n$ (N_n — концентрация ядер) есть:

$$N_p = \frac{Z}{\pi} r_0^2 \alpha^2 N_e^2 c \ln^3 (1 + 1/2 x^2) V \tau. \quad (4)$$

Максимально возможное значение электронной концентрации, при которой еще возможно проникновение излучения с длиной волны λ в плазму, определяется известной формулой

$$N_{e\text{cr}} = \pi mc^2 / e^2 \lambda^2. \quad (5)$$

При $\lambda = 1,06 \mu$ (излучение неодимового лазера) $N_{e\text{cr}} \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Полагая при этом $I = 5 \cdot 10^{19} \text{ вт/см}^2$ ($x \simeq 5$), длительность лазерного импульса $\tau = 10^{-12}$ сек. и объем фокусировки $V = 10^{-7} \text{ см}^3$, получаем, согласно (4), $N_p \simeq 8 \cdot 10^4 Z$ пар.

Приведенная оценка указывает на вполне реальную возможность наблюдения эффекта рождения электронно-позитронных пар в лазерном эксперименте. Заметим, что в эксперименте заранее плазму готовить не необходимо, излучение можно фокусировать в неионизованный газ с плотностью атомов $N_a < N_{e\text{cr}}/Z$. При $x > 1$ параметр $eE_0/\omega \sqrt{m\Delta}$ (Δ — энергия Z -кратной ионизации атома) всегда велик по сравнению с единицей. При этом, как известно ^(7, 8), за время порядка периода световой волны происходит полная ионизация атомов (за счет туннельного эффекта).

Оценим еще коэффициент поглощения β энергии электромагнитного поля в плазме за счет описанного процесса рождения пар. Он выражается формулой

$$\beta \simeq \sigma N_e^2 c \varepsilon_p / ZI, \quad (6)$$

где $\varepsilon_p = 2mc^2 f(x)$ — средняя энергия пары.

В соответствии с (2)

$$1 \leq f(x) \leq 1/2 [(1 + 1/2 x^2) - 1] = 1/4 x^2. \quad (7)$$

При $x \simeq 5$, $N_e = N_{e\text{cr}}$ $\beta \simeq Z \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-1}$.

При тех же условиях коэффициент поглощения за счет многофотонного комптон-эффекта ⁽⁹⁾ имеет порядок 10^{-3} см^{-1} . Это означает, что в рассматриваемом диапазоне интенсивностей поглощение излучения определяется комптон-эффектом.

Авторы благодарят А. М. Прохорова и П. П. Пашинина за обсуждения рассмотренного в статье вопроса.

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

Поступило
26 I 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, In: Polarisation matière et rayonnement, volume jubilaire en l'honneur d'Alfred Kastler, Paris, 1969. ² В. И. Ритус, Докторская диссертация, Физ. инст. им. П. Н. Лебедева АН СССР, М., 1969. ³ F. Eber, Rev. Mod. Phys., 38, № 4, 626 (1966). ⁴ T. W. Kibble, Phys. Rev., 138, B740 (1965). ⁵ H. Vhabha, Proc. Roy. Soc., 152, 559 (1935). ⁶ А. И. Ахизер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, М., 1959, § 32. ⁷ Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, ЖЭТФ, 46, 1090 (1964). ⁸ Л. В. Келдыш, ЖЭТФ, 47, 1945 (1964). ⁹ Ф. В. Бункин, А. Е. Казаков, ДАН, 192, № 1 (1970).