

01;09;10

Излучение волн модулированным пучком электронов

© В.В. Долгополов

Национальный научный центр
"Харьковский физико-технический институт", Украина

Поступило в Редакцию 23 ноября 1998 г.

Показано, что полуограниченный модулированный электронный пучок в вакууме излучает электромагнитное поле. Найдены поля излучения и излучаемая мощность.

Известно, что равномерно движущийся в вакууме модулированный электронный пучок волн не излучает. Покажем, что утверждение несправедливо по отношению к области пучка, прилегающей к его источнику (ускорителю) и найдем поля излучения.

Переходное излучение модулированного электронного пучка, вытекающего из полуограниченной плазмы, исследовалось в работе [1]. Там были проанализированы случаи, когда диэлектрическая проницаемость плазмы равна нулю или бесконечности. Переходное излучение модулированных пучков на сферическом плазменном слое, окружающем проводящий шар, и в неоднородной плазме исследовалось в работах [2, 3]. Мы рассмотрим излучение полуограниченного пучка в вакууме, когда неоднородных сред нет и излучение не является переходным.

Осциллирующую часть тока, модулированного по плотности пучка бесконечно малого радиуса, распространяющегося вдоль оси z от точки $z = 0$, представим в виде

$$J = 0 \quad \text{при} \quad z < 0,$$

$$J = -eNv \exp[i(kz - \omega t)] \quad \text{при} \quad z \geq 0, \quad (1)$$

где $k > 0$, $\omega > 0$, $v = \omega/k$ — скорость пучка, N — глубина модуляции погонной плотности пучка, $-e$ — заряд электрона. Тогда, согласно [4], аксиальная составляющая (единственная отличная от нуля) запаздыва-

ющего векторного потенциала \mathbf{A} будет определяться выражением

$$A_z(r, z) = -\frac{eNv}{c} \int_0^{\infty} dz' \frac{1}{R'} e^{i[kz' - \omega(t - R'/c)]}, \quad (2)$$

где $R' = [(z' - z)^2 + r^2]^{1/2}$, c — скорость света, используется цилиндрическая система координат r, φ, z .

Заменой переменной интегрирования выражение (2) приводится к следующему

$$A_z = -\frac{eNv}{c} e^{i(kz - \omega t)} \int_{\xi}^{\infty} d\zeta \frac{e^{i\zeta}}{(\zeta^2 + q^2 r^2)^{1/2}}, \quad (3)$$

где $\xi = -kz + k_0 R$, $k_0 = \omega/c$, $q = (k^2 - k_0^2)^{1/2}$, $R = (r^2 + z^2)^{1/2}$. При $qr \gg 1$ (в волновой зоне) интеграл в правой части соотношения (3) можно взять приближенно. В результате получим

$$A_z \simeq -i \frac{eNv}{c\eta} e^{i(k_0 R - \omega t)}, \quad (4)$$

где $\eta = kR - k_0 z$. Из соотношения (4) следует, что на больших расстояниях электромагнитное поле представляет волну, распространяющуюся из области пучка, прилегающей к источнику пучка.

Выражение для единственной отличной от нуля магнитной составляющей поля волны $H_\varphi = \partial A_z / \partial r$ в волновой зоне приводится к виду

$$H_\varphi \simeq -\frac{eNv^2}{c^2 R} \frac{\sin \vartheta}{1 - \frac{v}{c} \cos \vartheta} e^{i\theta}, \quad (5)$$

где $\theta = k_0 R - \omega t$, $\sin \vartheta = r/R$, $\cos \vartheta = z/R$, ϑ — угол между осью z и направлением распространения волны.

При фиксированном значении R максимальной будет амплитуда волны, распространяющейся под углом ϑ , удовлетворяющим условию

$$\cos \vartheta = \frac{v}{c}. \quad (6)$$

В этом случае выражение (5) приобретает вид

$$H_\varphi \simeq -\frac{eNv^2 \gamma}{c^2 R} e^{i\theta}, \quad (7)$$

где $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

Согласно соотношениям (6), (7), с ростом релятивистского фактора γ излучение прижимается к оси z , где амплитуда волны растет пропорционально γ . Составляющие электрического поля волны определяются выражениями

$$E_z = -\frac{\partial\Phi}{\partial z} - \frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t}, \quad E_r = -\frac{\partial\Phi}{\partial r}, \quad (8)$$

где

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2, \quad \Phi_1 = \frac{c}{v} A_z. \quad (9)$$

Чтобы определить слагаемое Φ_2 , необходимо учесть закон сохранения заряда. Для этого в точку $r = 0$, $z = 0$ поместим заряд Q , удовлетворяющий условию

$$\frac{dQ}{dt} + J|_{z=0} = 0, \quad (10)$$

где J определяется выражением (1). Тогда потенциал Φ_2 , создаваемый зарядом Q , будет иметь вид

$$\Phi_2 = i \frac{eNv}{\omega R} e^{i\theta}. \quad (11)$$

Соотношения (4), (8), (9), (11) определяют электрическое поле излучаемых пучком волн.

В волновой зоне это поле имеет вид

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_\vartheta H_\varphi, \quad (12)$$

где \mathbf{e} — единичный вектор вдоль направления ϑ , перпендикулярного направлению распространения волны и вектору \mathbf{H} . Полагая, что реальный ток J_r с комплексным J связан соотношением

$$J_r = \frac{1}{2}(J + J^*), \quad (13)$$

для полной энергии, излучаемой пучком в единицу времени, получим следующее выражение

$$I = \frac{|J|^2}{2c} \left(\frac{c}{v} \ln \frac{c+v}{c-v} - 2 \right), \quad (14)$$

где $|J| = eNv$.

Вычисления показывают, что средняя работа поля над токами в единицу времени $\int_0^{\infty} dz \overline{J E_z}$ положительна и равна $|J|^2/c$. Это означает, что как электромагнитная энергия, связанная с модуляцией пучка, так и энергия излучения черпаются непосредственно из источника пучка.

Автор благодарен И.Ф. Харченко за интерес к работе и полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Parzen Ph.*// J. of Appl. Phys. 1961. V. 32. N 11. P. 2484–2487.
- [2] *Балакирев В.А., Буц В.А., Курилко В.И.*// ЖТФ. 1976. Т. 46. № 3. С. 477–483.
- [3] *Балакирев В.А., Сидельников Г.Л.* Переходное излучение модулированных электронных пучков в неоднородной плазме / Препринт ХФТИ. 1994. С. 104.
- [4] *Ландау Л., Лифшиц Е.* Теория поля. М., 1948.