Доклады Академии Наук СССР
1947. Том LVI, № 3

ФИЗИКА

В. Л. ГИНЗБУРГ

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ЭФФЕКТА ЧЕРЕНКОВА ДЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОВОЛН

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 6 XII 1946)

Целью настоящей статьи является указать на возможность использования эффекта Черенкова для интенсивного излучения радиоволн и, в частности, волн с длиной, меньшей сантиметра.

Излучение сверхсветового электрона, или эффект Черенкова, состоит, как известно [1], в том, что электрон, движущийся со скоростью v в среде с показателем преломления n, будет излучать электромагнитные волны, если выполнено условие

$$v > c / n(\omega). \tag{1}$$

При этом волны с частотой ω излучаются лишь в направлении, составляющем с $\vec{v}$ угол θ, определяемый формулой

$$\cos\theta = 1 / \beta n(\omega), \quad \beta = v / c. \tag{2}$$

Энергия, излучаемая электроном на пути l, равна [1]:

$$W = \frac{e^2 l}{c^2} \int\limits_{\beta n \geqslant 1} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) d\omega, \tag{3}$$

где интегрирование ведется по всей области частот, для которых выполнено неравенство (1).

Излучение происходит и в том случае, если электроны движутся вблизи среды в канале, щели или просто над диэлектриком [2]; при этом практически необходимо, однако, чтобы расстояние электрона до диэлектрика не превосходило длины волны $\lambda = 2\pi c / \omega$. В случае канала и щели интенсивность излучения определяется формулой (3) с точностью до множителя порядка единицы, если расстояние электрона до диэлектрика $\leqslant 0{,}1\lambda / n$ (точнее см. [2]). Для ряда материалов в области радиочастот $n \cong 7-8$, и дисперсией, повидимому, можно пренебречь. Если, например, $n = 7$, то $\beta n = 1$ при энергии электронов $V = 5000$ eV. В этом случае при $V = 10^4$eV в интервале частот $\Delta\omega$ излучается энергия

$$\Delta W = \frac{e^2 l}{2c^2} \omega \Delta\omega = 1{,}28 \cdot 10^{-40} l \omega \Delta\omega = 10^{-15} \text{ эрг}, \tag{4}$$

где при переходе к численному примеру положено: $\omega = 2 \cdot 10^{12}$, $\Delta\omega = 2 \cdot 10^{11}$ и $l = 20$ см. Полная энергия, излучаемая в области частот $\omega \geqslant 2 \cdot 10^{12}$, в рассматриваемом примере равна $W = 5 \cdot 10^{-15}$ эрг. При токе $J = 10$ mA, если электроны излучают независимо, $\Delta W = 60$ эрг / сек. и $W = 300$ эрг / сек.

Однако интенсивность излучения может быть резко увеличена при использовании электронных „сгустков“, так как в этом случае волны с длиной большей или порядка размеров „сгустка“ излучаются всеми электронами когерентно. В результате излучаемая энергия пропорциональна не числу электронов в „сгустке“ ν, а пропорциональна ν^2. В области частот, где „сгусток“ излучает когерентно, в секунду излучается энергия

$$\Delta W = \frac{e^2 l}{2c^2} \nu^2 N \omega \Delta\omega = \frac{el}{2c^2} J \nu \omega \Delta\omega = 8 \cdot 10^{-22}\, l J_{\text{амп}} \nu \omega \Delta\omega, \tag{5}$$

где N — число „сгустков“, посылаемых в секунду, и $J = e\nu N$. В приведенном выше примере с $J = 10$ mA при $\nu = 10^9$ $\Delta W = 6 \cdot 10^{10}$ эрг/сек. $=$ $= 6$ kW и $W = 30$ kW. Разумеется, поскольку энергия электронов в этом примере равна всего 0,1 kW, нужно либо подгонять электроны, либо, увеличивая размеры щели, отнимать значительно меньшую энергию, чем указанная. Существенно, однако, подчеркнуть, что использование „сгустков“ может позволить применить эффект Черенкова для интенсивного излучения микрорадиоволн; этот метод может оказаться значительно более простым, чем рассмотренный нами ранее [3] способ, основанный на использовании эффекта Допплера в среде.

Спектр излучения со стороны длинных волн определяется формулой (3), т. е. интенсивность пропорциональна $\omega d\omega$, или $d\lambda / \lambda^3$. Со стороны коротких волн спектр резко обрезается, с одной стороны, из-за наличия щели и с другой,— в силу условия когерентности излучения „сгустка“; это условие имеет вид $\lambda / n \geqslant d$, где d — размеры „сгустка“ в направлении, определяемом углом излучения θ. В качестве примера укажем, что если не учитывать влияния щели и считать „сгусток“ параллелепипедом со сторонами x_0, y_0, z_0, то интенсивность излучения W определяется дифракционным фактором

$$W = W_0 \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi n x_0}{\lambda} \cos\theta\right)}{\left(\frac{\pi n x_0}{\lambda}\right) \cos\theta} \right)^2 \left(\frac{\sin\left(\frac{\pi n z_0}{\lambda} \sin\theta\right)}{\frac{\pi n z_0}{\lambda} \sin\theta} \right)^2, \tag{6}$$

где W_0 — интенсивность очень малого „сгустка“ $\left(\text{когда } \frac{\pi n x_0}{\lambda} \cos\theta \text{ и } \frac{\pi n z_0}{\lambda} \sin\theta \text{ много меньше единицы}\right)$, излучение рассматривается в плоскости XZ и электроны предполагаются движущимися по оси X. Из сказанного ясно, что спектр излучения является непрерывным, но имеет отчетливо выраженный максимум при

$$\lambda \sim dn. \tag{7}$$

С точки зрения облегчения условий, накладываемых на ширину щели и размеры „сгустка“ d, использование очень больших $n \cong 7$ невыгодно. Однако даже при $n = 4$ $\beta n = 1$ при $V = 16\,000$ eV, и, таким образом, необходимые напряжения невелики.

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

Поступило
6 XII 1946

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] И. Е. Тамм и И. М. Франк, ДАН, 14, 108 (1937). [2] В. Л. Гинзбург и И. М. Франк, ДАН, 56, № 6 (1947). [3] В. Л. Гинзбург, ДАН, 56, № 2 (1947).