Доклады Академии Наук СССР
1947. Том LVI, № 2

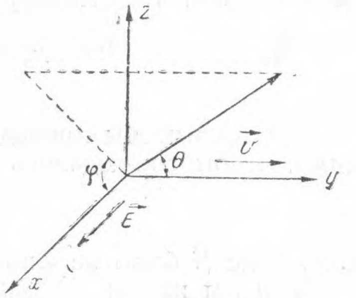
ФИЗИКА

В. Л. ГИНЗБУРГ

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНА, ДВИЖУЩЕГОСЯ ВБЛИЗИ ДИЭЛЕКТРИКА

(Представлено академиком Н. Д. Папалекси 25 XI 1946)

Как известно, генерация радиоволн с длиной волны λ, меньшей примерно сантиметра, встречается с большими трудностями. Массовый излучатель ([1]) дает, правда, волны во всем интервале между $\lambda \sim 1$ см (клистрон, магнетрон) и $\lambda \leqslant 0{,}04$ см (длинноволновой инфракрасный спектр ртутной лампы). Однако задача получения достаточно мощного и надежного генератора микрорадиоволн заданного спектрального состава в диапазоне $\lambda \sim 0{,}01$—1 см еще не решена. Вопрос о возможностях различных методов излучения микрорадиоволн несколько подробнее продискутирован в другом месте ([2]), здесь же мы специально остановимся лишь на одном из этих методов. Однако перед этим представляется необходимым остановиться также на излучении микрорадиоволн релятивистским электроном.



В последнее время в связи с разработкой релятивистских электронных ускорителей (бетатрон, синхротрон и др.) был исследован вопрос об излучении релятивистского электрона, движущегося в магнитном поле ([3], [4]).

Излучение релятивистского электрона с интересующей нас точки зрения более наглядно может быть выяснено на примере его поступательного движения, на которое наложены осцилляции. Пусть, таким образом, электрон движется на оси y со скоростью $v = \beta c$; кроме того, в направлении оси x наложено электрическое поле $E = E_0 \cos \omega_0 t$, колеблющее электрон в этом же направлении (см. рисунок). Тогда в силу эффекта Допплера под углом θ к скорости электрон излучает частоту

$$\omega(\theta) = \frac{\omega_0}{1 - \beta \cos \theta}. \tag{1}$$

При $\theta = 0$ и $\dfrac{w}{mc^2} = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \gg 1$ имеем

$$\omega(0) = \frac{\omega_0}{1-\beta} \simeq 2\omega_0 \left(\frac{w}{mc^2}\right)^2; \quad \lambda(0) = \frac{2\pi c}{\omega(0)} \simeq \frac{\lambda_0}{2}\left(\frac{mc^2}{w}\right)^2. \tag{2}$$

Таким образом, колеблющийся описанным образом электрон „преобразует“ частоту, увеличивая ее при $\theta = 0$ в $2\left(\dfrac{w}{mc^2}\right)^2$ раз (например, при $\frac{w}{mc^2} = 10$ колебания с $\lambda_0 = 20$ см превращаются в излучение с $\lambda = 0{,}1$ см). Интенсивность излучения в телесном угле $d\Omega$ равна

$$\mathscr{E}(\theta) = \frac{\omega_0^4 p_0^2 l \left\{(1-\beta\cos\theta)^2 - \sin^2\theta\cos^2\varphi\,(1-\beta^2)\right\} d\Omega}{8\pi c^4 \beta\,(1-\beta\cos\theta)^5}, \tag{3}$$

где $p_0 = ex_0$ — амплитуда электрического момента, вызываемого полем E, равная заряду электрона, умноженному на амплитуду его смещения по оси x, l — проходимый электроном путь и φ — угол, указанный на рисунке.

Легко видеть, что при условии

$$\frac{w}{mc^2} \gg 1, \text{ т. е. } 1-\beta \ll 1, \tag{4}$$

практически все излучение сконцентрировано в малых углах, меньших угла

$$\theta_0 \sim \sqrt{2(1-\beta)} \simeq \frac{mc^2}{w}. \tag{5}$$

Полная излучаемая энергия при условии (4) равна

$$\mathscr{E} = \frac{\omega_0^4 p_0^2 l}{3c^4}\left(\frac{w}{mc^2}\right)^4 = \frac{1}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2\left(\frac{w}{mc^2}\right)^2 lE_0^2, \tag{6}$$

где мы учли, что амплитуда колебаний электрона

$$x_0 = \frac{p_0}{e} = -\frac{eE_0}{m\omega_0^2}\left(\frac{mc^2}{w}\right). \tag{7}$$

Для того чтобы приведенные формулы были справедливы, необходимо, чтобы соблюдалось неравенство

$$x_0 \ll \lambda(0), \tag{8}$$

т. е. поле E было не слишком сильным.

Если мы имеем не один электрон, а пучок электронов, которому соответствует ток J, то в случае, когда все электроны излучают независимо друг от друга, в секунду генерируется энергия

$$U = \mathscr{E}\frac{J}{e} = 1{,}82\cdot 10^{-12}\left(\frac{w}{mc^2}\right)^2 E_0^2 Jl \text{ эрг/сек}, \tag{9}$$

где J измеряется в амперах, E_0 — в вольтах/см и l — в сантиметрах. При $\frac{w}{mc^2} = 10$, $J = 10^{-3}$ A, $E_0 = 10^4$ вольт/см и $l = 100$ см $U = 1{,}8\cdot 10^{-3}$ эрг/сек.

Можно показать ([2]), что в качественном и полуколичественном отношении формулы, полученные для излучения быстрых электронов в магнитном поле ([3]), могут быть поняты, исходя из приведенных результатов для прямолинейно с осцилляциями движущегося электрона; при этом роль E играет магнитное поле H. При $\frac{w}{mc^2} = 10$, $H = 10^4$ и $J = 10^{-3}$ A энергия, приходящаяся на один обертон, порядка $3\cdot 10^{-2}$ эрг/сек, причем излучение сконцентрировано во всей плоскости орбиты, а не направлено по одному направлению — скорости электрона, как это имеет место в линейном случае.

Из приведенных примеров и формул ясно, что при некогерентном излучении электронов значительные мощности получены быть не могут. Для получения достаточной мощности необходимо использовать „сгустки" электронов. Если размеры „сгустка" d меньше излучаемой длины волны λ, то „сгусток" излучает как целое, и в формуле (9) появляется множитель ν, где ν — число электронов в „сгустке" (на это очевидное обстоятельство указано, например, в ([4])). Таким образом, при том же среднем токе J излучаемая мощность может быть увеличена в огромное число раз (если, например, $J = 10^{-3}$ А и в секунду пролетает 10^5 „сгустков", то $\nu \sim 10^{11}$, и в приведенных примерах мощность равна соответственно, примерно, 10 и 200 ваттам). Даже если отвлечься от трудного вопроса о создании „сгустков", генерация микрорадиоволн релятивистскими электронами представляется весьма сложным путем, тем более, что получение электронов с энергией $w > 5$ MeV отнюдь еще не может считаться вполне освоенным.

Цель настоящей статьи состоит как раз в том, чтобы указать на возможность получения с нерелятивистскими электронами такого же эффекта, как с релятивистскими.

Если электрон движется не в вакууме, а в среде с показателем преломления n, то роль β в формулах играет βn, т. е. отношение скорости электрона к фазовой скорости света в среде c/n. Поэтому вместо (1) имеем формулу для эффекта Допплера в среде (см., например, ([5])):

$$\omega(\theta) = \frac{\omega_0}{|1 - \beta n \cos\theta|}. \tag{10}$$

Далее

$$\omega(0) = \frac{\omega_0}{|1 - \beta n|}, \quad \lambda(0) = \lambda_0 |1 - \beta n|, \tag{11}$$

т. е. роль $\left(\frac{w}{mc^2}\right)^2$ играет здесь $\frac{1}{2|1 - \beta n|}$; нашему примеру $\left(\frac{w}{mc^2}\right) = 10$ соответствует случай, когда $\beta n = 0{,}995$ или $\beta n = 1{,}005$.

Разумеется, если электрон движется в среде, он сильно тормозится и пройдет лишь весьма небольшой путь. Поэтому на первый взгляд использование эффекта Допплера в среде для генерирования микрорадиоволн представляется невозможным. Это, однако, не так, поскольку если электрон движется не в среде, а вблизи среды на расстоянии от нее, много меньшем излучаемой длины волны, то он излучает так же, как при движении в среде ([6]). Таким образом, электрон может двигаться в щели между двумя диэлектриками или просто над диэлектрической пластиной, поверхность которой совпадает с плоскостью xy на рис. 1. Если электрон движется в щели ширины h, то при $h \simeq 0{,}1\,\lambda$ и n не очень большом интенсивность излучения примерно такая же, как при отсутствии щели ([6]). В случае одной диэлектрической поверхности и движения электрона на расстоянии от нее $h \ll \lambda$ интенсивность излучения может быть в несколько раз меньше, чем при движении в среде (уточнение соответствующего коэффициента явится предметом специального расчета). Покрытие поверхности полупрозрачным проводящим слоем (толщина слоя много меньше толщины скин-слоя) также ослабляет интенсивность, но по сути дела порядка величины излучаемой энергии не меняет. Мы приведем формулы для интенсивности, относящиеся к случаю движения в среде (т. е. практически к случаю узкой щели). Вместо (3), (6) и (9) соответственно имеем (см. ([5])):

$$\mathcal{E}(\theta) = \frac{\omega_0^4 p_0^2 n l \left\{(1 - \beta n \cos\theta)^2 - \sin^2\theta \cos^2\varphi\,(1 - \beta^2 n^2)\right\} d\Omega}{8\pi c^4 \beta\, |1 - \beta n \cos\theta|^5}; \tag{12}$$

$$\mathcal{E}=\frac{\omega_0^4 p_0^2 ln}{3c^4\beta(1-\beta^2n^2)^2}=\frac{1}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2\frac{lnE_0^2(1-\beta^2)}{\beta(1-\beta^2n^2)^2}\,; \tag{13}$$

$$U=1{,}82\cdot10^{-12}\frac{lnJE_0^2(1-\beta^2)}{\beta(1-\beta^2n^2)^2}\ \text{эрг / сек.} \tag{14}$$

В (14) J измеряется в амперах и E_0 в вольтах / см. Все излучение сконцентрировано практически в углах, меньших угла

$$\theta_0\sim\sqrt{2\,|\,1-\beta n\,|}\,. \tag{15}$$

В настоящее время имеются высокочастотные керамические диэлектрики с ε до 60 и малыми потерями ($\operatorname{tg}\delta<0{,}001$) (7). Правда, данные об этих материалах относятся к значительно меньшим частотам, чем нас интересующие. Однако ожидать дисперсии ε и $\operatorname{tg}\delta$ при $\lambda>0{,}01$ см довольно трудно, и, таким образом, мы можем считать, что имеются подходящие материалы с $n=\sqrt{\varepsilon}\leq 8$ и отсутствием заметной дисперсии, что предполагалось выше. При $n=7$ $\beta n=1$, при энергии электронов $V\simeq5000$ eV, если $n=4$, то $\beta n=1$ при $V\simeq16$ keV и для $n=2$ $\beta n=1$ при $V\simeq100$ keV. Таким образом, преобразование частоты с помощью предлагаемого использования эффекта Допплера в среде может быть осуществлено при напряжении всего в несколько тысяч или десятков тысяч вольт, в то время как заметные релятивистские эффекты требуют напряжений в миллионы вольт. Далее, интенсивность излучения в случае (14) значительно больше, чем в случае (9). Если, например, в (14), так же как в примере, приведенном после (9), положить $E_0=10^4$, $J=10^{-3}$ и $l=10^2$, а также принять $n=4$ и $\beta n=0{,}995$ (для такого же изменения частоты, как при $w/mc^2=10$), то $U=2{,}7$ эрг / сек, т. е. в 1500 раз больше, чем по формуле (9). Тем не менее, как ясно из этой цифры и формулы (14), существенное повышение мощности возможно лишь при использовании „сгустков".

Применение диэлектрика с целью использования эффекта Допплера в среде возможно, разумеется, не только в разобранном линейном случае, но и при движении электрона в магнитном поле (движение по окружности вдоль концентрической или параллельной к орбите диэлектрической поверхности).

В заключение заметим, что трудности, которые могут встретиться при попытке практической реализации предполагаемого метода излучения микрорадиоволн, повидимому, весьма серьезны.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии Наук СССР
и
Горьковский государственный
университет

Поступило
25 XI 1946

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] А. А. Глаголева-Аркадьева, Тр. Гос. эксп. электротехн. института, **2** (1924); ДАН, **32**, 540 (1941); **45**, 10 (1944). [2] В. Л. Гинзбург, Изв. АН СССР, сер. физ., **11** (1947). [3] Л. Арцимович и И. Померанчук, ЖЭТФ, **16**, 379 (1946). [4] L. I. Schiff, Rev. Sci. Instrument., **17**, 6 (1946). [5] И. М. Франк, Изв. АН СССР, сер. физ., **6**, 3 (1942). [6] В. Л. Гинзбург и И. М. Франк, ДАН, **56**, № 4 (1947). [7] Б. М. Вул и Г. И. Сканави, Изв. АН СССР, сер. физ., **8**, 194 (1944).