

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ ПРИ ПРОЛЕТЕ ЧЕРЕЗ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПЛАСТИНУ В ВОЛНОВОДЕ

Э. М. ЛАЗИЕВ, Г. Г. ОКСУЗЯН

Экспериментально исследовано возбуждение волны E_{01} релятивистскими электронными сгустками, пролетающими через диэлектрическую пластину в волноводе. Параметры излучателя выбраны такими, что основной вклад создает переходное излучение на границах пластины. Обнаружены характерные для переходного излучения интерференционные максимумы и минимумы интенсивности. Результаты эксперимента хорошо согласуются с теорией, разработанной Барсуковым.

Перспектива использования излучения релятивистских частиц для генерации микрорадиоволн требует детального теоретического и экспериментального исследования различных типов излучателей. С этой точки зрения представляет интерес излучение, возникающее при пролете сгруппированного электронного пучка через диэлектрическую пластину в волноводе. Теория этого излучения подробно рассмотрена в [1]. Из-за конечной толщины пластины будут иметь место «пространственные параметрические резонансы» между частотой пролета частицы через пластину и частотой излучаемой волны.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования возбуждения волны E_{01} в цилиндрическом волноводе на основной гармонике частоты группирования пучка для пластин различной толщины.

Интенсивность излученной волны E_{01} частоты ω определяется следующим образом [1]:

$$dP_{\Sigma}^{\pm} = 4q^2 \lambda^3 \psi^2(M_0) |A^{\pm}|^2 \Gamma \frac{d\omega}{\omega}, \quad (1)$$

где знаки „ $\pm$ “ указывают на направление распространения излученной волны, q — заряд частицы. Через $\psi(M_0)$ и λ обозначены собственная функция и собственное значение первой краевой задачи для поперечного сечения волновода. Для волновода круглого сечения радиуса r_0 $\psi(M_0)$ и λ равны:

$$\psi(M_0) = \sqrt{\frac{1}{\pi r_0^2} \frac{J_0\left(\mu_1 \frac{r}{r_0}\right)}{J_0^2(\mu_1)}}, \quad \lambda = \frac{\mu_1}{r_0},$$

где μ_1 — первый корень функции Бесселя $J_0(x)$. Далее, в (1) обозначены через M_0 — точка пересечения траектории заряда с поперечным сечением волновода,

$$A^+ = \frac{\varepsilon - 1}{d\Delta} \frac{\omega}{v} [p^- q^+ e^{-i\gamma t} + p^+ q^- e^{i\gamma t} - 2\gamma r^- e^{-i\frac{\omega}{v}t} | e^{i(\gamma - \frac{\omega}{v})t}],$$

$$A^- = \frac{\varepsilon - 1}{d\Delta} \frac{\omega}{v} [p^+ q^+ e^{i\gamma t} + p^- q^- e^{-i\gamma t} - 2\gamma r^+ e^{-i\frac{\omega}{v}t}],$$

$$p^\pm = \gamma \pm \varepsilon \Gamma, \quad q^\pm = \alpha \pm \frac{\omega}{c} \beta \gamma, \quad r^\pm = \alpha \pm \frac{\omega}{c} \varepsilon \Gamma,$$

$$\alpha = \frac{\omega^2}{v^2} (1 - \beta^2) - \gamma^2, \quad d = \left(\alpha + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left(\alpha + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \right), \quad \gamma = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \lambda^2}.$$

$$\Gamma = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \lambda^2}, \quad \Delta = (p^+)^2 e^{i\gamma t} - (p^-)^2 e^{-i\gamma t},$$

t — толщина пластины.

При $\varepsilon \beta^2 < 1$ (1) есть в чистом виде интенсивность переходного излучения в пластине. Вклад черенковского излучения в (1) при $\varepsilon \beta^2 > 1$ определяется формулой [1]

$$dP_{\text{чер}}^\pm = 32q^2\psi(M_0)\lambda^2v^{-2} \frac{\Gamma\gamma p^\pm q^\mp r^\mp (\varepsilon - 1)^2 \omega \sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \gamma \right) t}{|\Delta|^2 \left(\alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \right)^2 \left(\frac{\omega}{v} + \gamma \right)^2 \left(\frac{\omega}{v} - \gamma \right)^2} d\omega. \quad (2)$$

Экспериментально измерялась мощность излучения волны E_{01} в круглом волноводе, в который помещалась фторопластовая пластина с $\varepsilon = 2,05$.

Измерения проводились на электронном пучке линейного ускорителя с энергией $E_0 = 50$ Мэв и частотой группирования пучка 2797,2 МГц.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Пучок электронов на выходе из линейного ускорителя 1 поворачивается магнитом-анализатором 2 на 90° . На выходе магнита по оси пучка установлен коллиматор, вырезающий электронный пучок $\varnothing 5$ мм и шириной спектра $\Delta E/E_0 = \pm 0,2\%$, что соответствует $3^\circ - 5^\circ$ фазовой протяженности сгустков. Число электронов в сгустке $\sim 2 \cdot 10^6$ частиц, угловая расходимость пучка $5 \cdot 10^{-3}$ рад. За коллиматором установлен волновод 3 прямоугольного сечения размером 72×34 мм, возбуждаемый пролетающим пучком. Волновод 3 предназначен для контроля амплитуды первой гармоники тока пучка. За волноводом 3 размещен собственно излучатель 4, представляющий собой отрезок регулярного волновода круглого сечения диаметром $2r_0 = 9,6$ см, в котором помещается фторопластовая пластинка. Волновод 4 с обоих концов оканчивается согласованными нагрузками с затуханием ~ 60 дБ.

Измеренное значение КСВ регулярного волновода с элементами связи 5 не превышало 1,06. Оконечные нагрузки практически полностью поглощают излучение на торцах.

Основной задачей, возникшей при разработке схемы регистрации сигналов, была система отбора мощности. Дело в том, что при пролете частицы над любой неоднородностью, в том числе и над элемен-

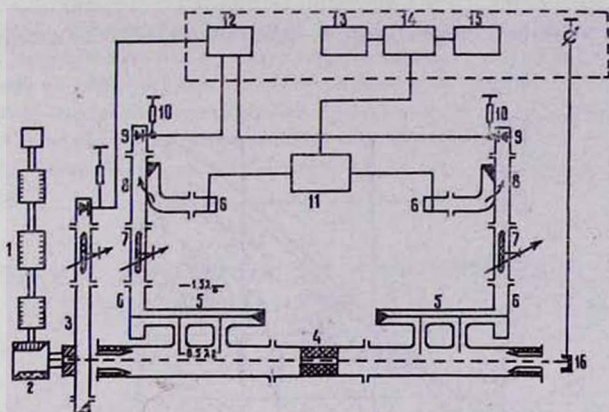


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. 1 — Линейный ускоритель, 2 — Заворачивающий магнит, 3 — Контрольный излучатель, 4 — Излучатель с пластиной, 5 — Элемент связи, 6 — Волноводно-коаксиальный переход, 7 — Калиброванный аттенюатор, 8 — Направленный ответвитель для подачи тест-сигнала, 9 — Детекторная секция, 10 — Сопротивление нагрузки, 11 — Делитель мощности, 12 — Осциллоскоп CI-15, 13 — Контроль мощности тест-сигнала, 14 — Генератор тест-сигнала, 15 — Блок синхронизации, 16 — Цилиндр Фарадея.

том связи, частица излучает. Это излучение может быть сравнимо с исследуемым эффектом. Поэтому была разработана двухзондовая схема, позволившая исключить регистрацию излучения в пустом волноводе. Принцип работы схемы ясен из рис. 1. Отметим также, что выбор схемы отбора мощности и определил диаметр волновода.

Для регистрации излучения в схеме применены кристаллические детекторы Д-405, предварительно откалиброванные по мощности при сопротивлении нагрузки 150 см. Измеренное переходное затухание от элементов связи до детекторных секций составляло ~ 12 дБ при выведенных аттенюаторах. Видеосигнал с детекторов регистрировался и измерялся на осциллографе CI-15 с предусилителем, чувствительность которого была равна 0,1 мВ/см, что позволяло достаточно уверенно наблюдать излучение с мощностью 1—2 мкВт в волноводе. Линейный режим работы детекторов обеспечивался соответствующей величиной вводимого затухания калиброванных аттенюаторов.

В связи с тем обстоятельством, что в условиях проникающей радиации кристаллические детекторы быстро старели, в схеме была предусмотрена подача тест-сигнала мощностью 1 мВт на детекторные секции. подача тест-сигнала осуществлялась от ВЧ генератора, работающего в импульсном режиме через направленные ответвители. Система запуска генератора позволяла наблюдать на одном луче исследуемый и тест-сигналы.

На рис. 2 приведены зависимости $P_{\Sigma}^{\pm}$ и $P_{\text{чер}}^{\pm}$ от толщины пластины t , рассчитанные по формулам (1) и (2) для приведенных выше значений ϵ , ω , r_0 и параметров пучка. Отметим, что во всем интервале значений t интенсивность излучения Вавилова—Черенкова оказывается меньше интенсивности переходного излучения, что связано с наруше-

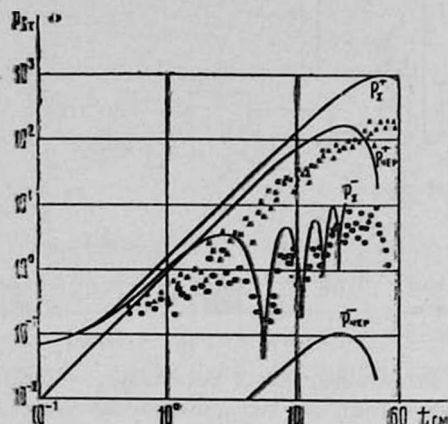


Рис. 2. Зависимость $P_{\Sigma}^{\pm}$ и $P_{\text{чер}}^{\pm}$ от толщины пластины при $\epsilon = 2,05$; $2r_0 = 9,6$ см; $f = 2797,2$ мц и диаметре отверстия в пластине $\varnothing = 0,8$ см. Число частиц в сгустке $2 \cdot 10^6$, длительность импульса $0,3$ мксек.

нием синхронизма между частицей и волной. Кроме того, излучение $P_{\Sigma}^{\pm}$ имеет ряд характерных особенностей. Так например, для малых толщин $P_{\Sigma}^+ = P_{\Sigma}^-$, и интенсивность излучения растет с толщиной пластины по квадратичному закону, что характерно для переходного излучения. Дальнейший рост t приводит к монотонному росту излучения вперед, которое достигает максимума при $t = 45$ см.

Гораздо интереснее излучение назад, где очень четко выражены максимумы и минимумы, связанные с интерференцией излучения от передней и задней границ пластинки. При больших t P_{Σ}^- становится быстро осциллирующей функцией γt . Отметим также, что излучение назад всегда меньше, чем излучение вперед.

На том же рисунке приведены результаты эксперимента, которые хорошо согласуются с расчетными. Экстремумы P_{Σ}^- несколько смещены вправо, что можно объяснить аппаратными ошибками.

Авторы благодарят К. А. Барсукова, Э. Д. Газазяна и Э. А. Беглая за обсуждения, Л. С. Арутюняна и В. Л. Серова за помощь в подготовке и проведении эксперимента.

Ереванский физический институт

Поступила 8.VI.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Барсуков, ЖТФ, 30, 1338 (1960).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԱՆԻՔԱՏԱՐՈՒՄ
ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԹԱՂԱՆԹՈՎ ԱՆՅՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Է. Մ. ԼԱԶԻԵՎ, Գ. Գ. ՕՔՍՈՒԶՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է E_{01} ալիքի զրգռումը ալիքատարում դիելեկտրիկ թաղանթով ունյաախիվիստիկ էլեկտրոնային թանձրուկների անցման դեպքում: Ճառագայթիչի շափսերը ընտրված են այնպիսին, որ ճառագայթման հիմնական ներդրումը ստեղծում է անցումային ճառագայթումը թաղանթի եզրերում: Հայտնաբերված են անցումային ճառագայթման համար բնորոշ ինտենսիվության ինտերֆերենցիոն մաքսիմումներ և մինիմումներ:

Փորձնական արդյունքները լավ համընկնում են Կ. Ա. Բարսուկովի կողմից մշակված տեսության հետ:

RADIATION OF ELECTRON BUNCHES PASSING THROUGH
A DIELECTRIC PLATE IN WAVEGUIDE

D. M. LAZIEV, G. G. OXUZIAN

The excitation of E_{01} wave by relativistic electron bunches passing through a dielectric plate in waveguide has been studied experimentally. The parameters of the radiator are chosen in such way, that the transition radiation on the boundaries of the plate gives the main contribution. Interference maxima and minima typical to the transition radiation have been observed. The results of the experiment are in good agreement with the theory developed by Barsukov.