

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА СГУСТКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В СВЧ ДИАПАЗОНЕ.

В.В. Полиектов¹, А.А. Ветров¹, К.А. Труханов², В.И. Шведун¹

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ;

²Институт медико-биологических проблем РАН

Email: vvpoliektov@mail.ru

We propose nondestructive method of electron beam spectrum diagnostics with Vavilov-Cherenkov radiation at RF wavelength generated in waveguide partially filled with dielectric. The mathematical model designed to count electromagnetic field structure of radiation and to define radiation spectra depending on electrons energy. We paid attention to different physical effects playing an important role for experimental realization of method proposed.

Излучение Вавилова-Черенкова (ИВЧ) может быть использовано для определения важнейших параметров пучков заряженных частиц – средней энергии, энергетического спектра, длительности сгустка [1]. В работе [2] приведены результаты определения энергетического спектра электронного пучка разрезного микротрона на энергию 35 МэВ [3], по ИВЧ в оптическом диапазоне, возникающему в камере, заполненной газом, при пролете пучка через камеру. Основным недостатком методики является наличие взаимодействия электронов с газом, а также с входным и выходным окнами камеры. Также была отмечена возможность использования ИВЧ в СВЧ диапазоне, генерируемого в замедляющих волноводных системах с каналом для пролета пучка, для контроля энергетического спектра пучка частиц. В таких системах генерация излучения происходит на дискретных частотах, определяемых энергией частиц и характеристиками замедляющей системы. Настоящая работа посвящена методике измерения спектра пучка частиц при помощи регистрации ИВЧ в СВЧ диапазоне.

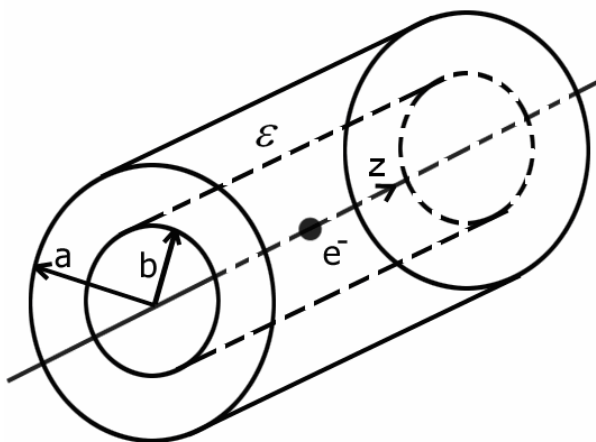


Рис. 1. Круглый волновод с частичным диэлектрическим заполнением

На рис. 1. схематически изображена замедляющая система на основе круглого, частично заполненного диэлектриком волновода. Электрон движется по оси вакуумного канала радиуса b внутри проводящего круглого проводящего волновода радиуса a , заполненного диэлектриком с показателем преломления $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости. Дисперсией ϵ и μ в дальнейшем пренебрегаем, также полагаем $\mu = 1$.

В процессе движения электрона по оси канала в волноводе возбуждаются все типы азимутально-симметричных волн с продольным электрическим полем на оси (волны типа TM_{0n}), фазовая скорость распространения которых равна скорости электрона. Зависимость фазовой скорости их распространения от частоты дается дисперсионным уравнением [4]:

$$\frac{k_2 I_1(k_1 b)}{k_1 \varepsilon I_0(k_1 b)} = \frac{\psi_0}{\psi_1} \quad (1)$$

где $k_1 = \frac{\omega \sqrt{1 - \beta^2}}{c \beta}$, $k_2 = \frac{\omega \sqrt{\varepsilon \mu \beta^2 - 1}}{c \beta}$ - волновые вектора в канале и в

диэлектрике,

$$\psi_0 = J_1(k_2 b) N_0(k_2 a) - J_0(k_2 a) N_1(k_2 b) \quad \psi_1 = J_0(k_2 b) N_0(k_2 a) - J_0(k_2 a) N_0(k_2 b)$$

$J_0(x), J_1(x), N_0(x), N_1(x)$ - функции Бесселя и Неймана соответствующих порядков, $I_0(x), I_1(x)$ - модифицированные функции Бесселя. Потери энергии на излучение на единице длины определяется выражением

$$\frac{dW}{dz} = e E_z \Big|_{z \rightarrow vt} \quad (2)$$

где E_z - напряженность электрического поля на оси z , e - заряд электрона.

Предлагаемая методика разрабатывается для контроля энергии пучка промышленных и медицинских ускорителей, работающих в диапазоне 1-15 МэВ. Не ограничивая общий характер выводов, с целью иллюстрации методики, производятся расчеты для пучка с энергией $E_0 = 3$ МэВ.

Для достижения высокого разрешения по частоте, т.е. сильной зависимости ω от β , необходимо, чтобы энергии электронов в пучке были бы близки к пороговой энергии ИВЧ, поэтому выберем $\varepsilon = 1.05$. Для снижения потерь тока радиус пролетного канала должен быть больше радиуса пучка, поэтому, в качестве базового значения выбираем $b = 5$ мм. Приемлемая длина L детектора не должна превышать несколько десятков сантиметров, а спектральное уширение, обусловленное конечной длительностью сигнала

излучения, составляет $\Delta f = \frac{1}{\tau} = \frac{c}{L} \sim 1$ ГГц. Таким образом, для достижения

энергетического разрешения метода в несколько процентов необходимо, чтобы частота регистрируемого сигнала находилась в диапазоне нескольких десятков

гигагерц. Например, при $a = 15$ мм, согласно (1) $f_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} \approx 54$ ГГц.

На рис. 2, 3 представлены рассчитанные зависимости $f(E)$ и $\frac{dW}{dz}(E)$ для волн TM_{01} и TM_{02} при выбранных параметрах волновода. Видно, что интенсивность волны TM_{02} вблизи порога излучения незначительна, поэтому в дальнейшем рассматриваем только волны типа TM_{01} .

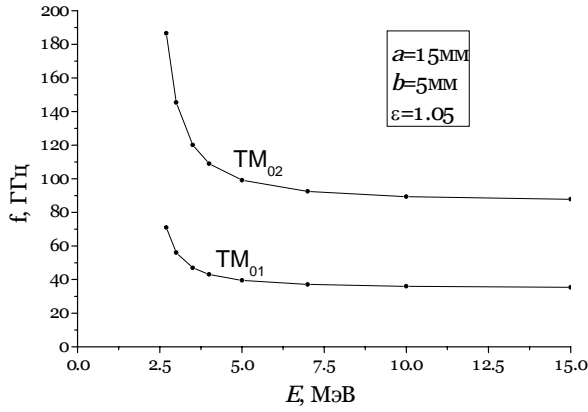


Рис. 2. Зависимость частоты излучения от энергии частицы для волн TM_{01} и TM_{02} .

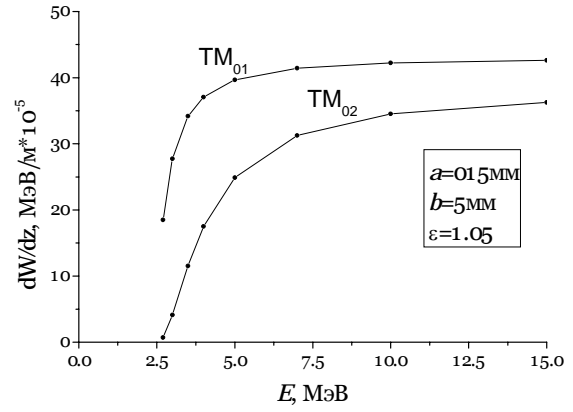


Рис. 3. Зависимость потерь энергии от энергии частицы для волн TM_{01} и TM_{02} .

Компоненты электромагнитного поля ИВЧ в диэлектрике и вакуумном канале даются выражениями [5]:

$$\begin{pmatrix} E_z(r,t) \\ E_r(r,t) \end{pmatrix} = -\frac{4e}{b^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e_{z,n}(0)}{\bar{C}_n} \times \begin{pmatrix} e_{z,n}(r)g_{z,n}^0(s) \\ -\frac{k_n}{k_{\perp,n}^2} \frac{de_{z,n}(r)}{dr} g_{\perp,n}^0(s) \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} H_z(r,t) \\ H_r(r,t) \\ E_\theta(r,t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$H_\theta(r,t) = \varepsilon\beta E_r(r,t)$$

где q_0 - заряд частицы, r - расстояние до оси канала, θ - азимутальный угол.

$k_{\perp} = k_1$ в вакуумном канале при $0 \leq r < b$, $k_{\perp} = k_2$ в диэлектрике при $b \leq r \leq a$,

$k_n = \frac{\omega_n}{c}$ в вакуумном канале при $0 \leq r < b$, $k_n = \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}\omega_n}{c}$ в диэлектрике.

$$e_{z,n}(r) = \begin{cases} \frac{I_n(k_1 r)}{I_n(k_1 b)}, & 0 \leq r < b \\ \frac{\tilde{E}(k_2 r)}{\tilde{E}(k_2 b)}, & b \leq r \leq a \end{cases} \quad \tilde{E}(s_2 r) = J_n(k_2 r)N_n(k_2 a) - J_n(k_2 a)N_n(k_2 r)$$

$$\begin{pmatrix} g_{z,n}^0(s) \\ g_{\perp,n}^0(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos k_n s \\ \sin k_n s \end{pmatrix} \Theta(-s), \quad s = z - vt \quad \text{где } \Theta - \text{ функция Хевисайда, } \bar{C}_n -$$

коэффициенты.

На рис. 4 показаны изолинии электрического поля излучения для отрезка волновода длиной 10 мм, рассчитанные при помощи выражений (4). Видно, что структура поля ИВЧ представляет собой конус, распространяющийся вместе с электроном и отражающийся от стенок волновода. Угол раствора конуса излучения, оцененный по рисунку, составляет около 8° , что близко к теоретическому значению для бесконечного диэлектрика,

$$\cos \phi = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{\beta \sqrt{\varepsilon}} = 7,9^\circ.$$

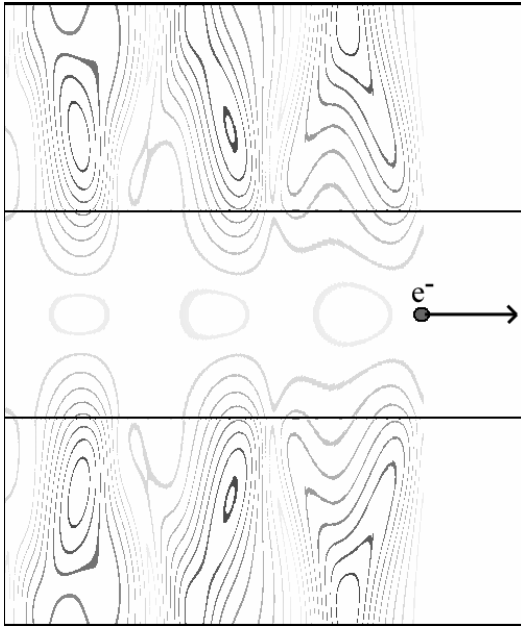


Рис. 4. Структура поля излучения Вавилова-Черенкова

На основании результатов расчета была проанализирована возможная форма сигнала, порождаемого ИВЧ на гипотетическом детекторе малого размера, помещенном в вакуумном канале вблизи границы раздела вакуума и диэлектрика. На рис. 5 приведена зависимость продольной компоненты электрического поля от времени в точке расположения детектора ($z=0$) в течение 0,3 нс после пролета электрона (в момент времени $t=0$ электрон пролетает мимо детектора).

Полагаем, что сигнал, регистрируемый детектором, пропорционален продольной компоненте электрического поля E_z . На рис. 6 приведен спектр этого сигнала, полученный с помощью преобразования Фурье и нормированный в максимуме на единицу.

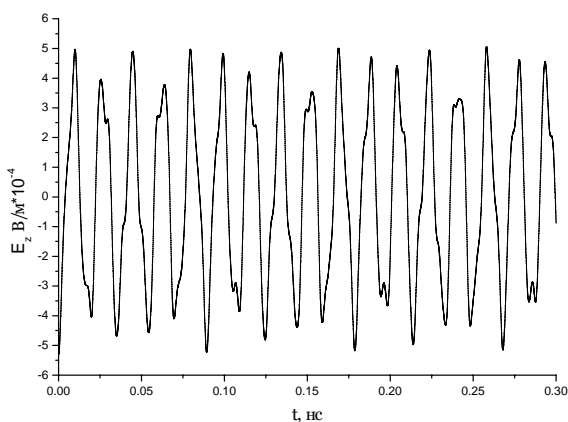


Рис. 5. Сигнал на детекторе

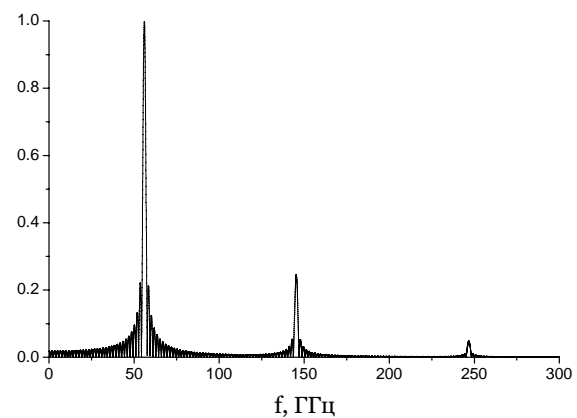


Рис. 6. Спектр сигнала на детекторе.

Форма спектра и интенсивность ИВЧ, зависят, помимо разброса по энергии, также от его длины. Если длина сгустка существенно меньше длины волны ИВЧ, мощность излучения квадратично зависит от числа частиц в сгустке. При увеличении длины сгустка и разброса по энергии мощность излучения уменьшается и становится пропорциональной числу частиц. Нами выполнен анализ роли когерентных эффектов в формировании поля излучения при различных длинах сгустка.

Результаты расчетов показывают, что помимо длины сгустка на входе в волновод, существенную роль в снижении когерентных эффектов и уменьшении мощности ИВЧ играет разброс частиц по энергии, приводящий,

во-первых, к различию частот генерируемых колебаний и возникновению биений амплитуды сигнала, и, во-вторых, к увеличению длины сгустка по мере его движения по волноводу. Тем не менее, при малой начальной длине сгустка, когерентные эффекты вносят значительный вклад в увеличение мощности ИВЧ.

В заключение рассмотрим методику восстановления спектра пучка по спектру ИВЧ – $S_{vc}(f)$. Пользуясь зависимостями $f(E)$ и $\frac{dW}{dz}(E)$ из формул (1), (2) следует, что энергетический спектр пучка дается выражением

$$S(E) = S(E(f)) = M^* \frac{S_{vc}(f)}{\frac{dW}{dz}(E(f))} \quad (4)$$

Из набора экспериментальных точек (рис. 7), с помощью процедуры (4) рассчитывается набор точек, принадлежащих энергетическому спектру, который приближается функцией Гаусса (рис.8).

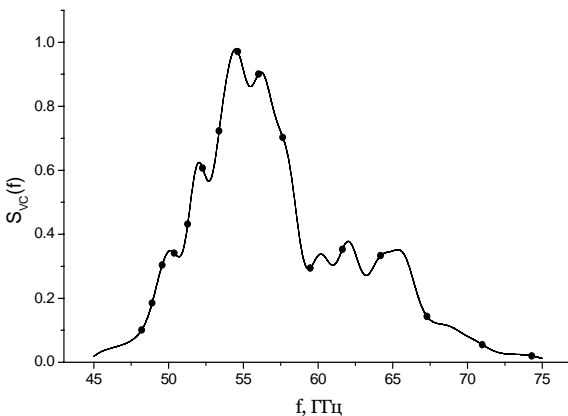


Рис. 7. Спектр ИВЧ, полученный в результате моделирования

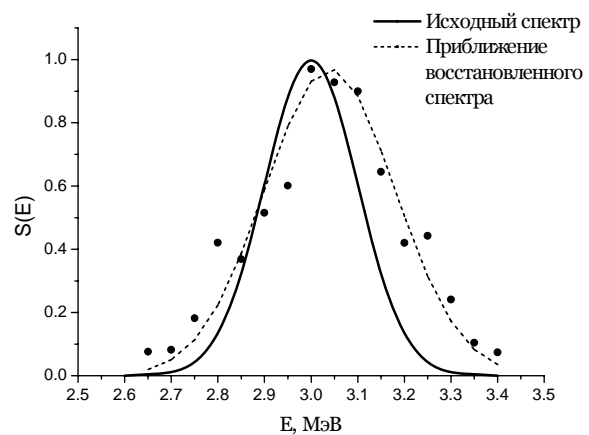


Рис. 8. Восстановленный энергетический спектр сгустка в сравнении с исходным.

Параметры восстановленного энергетического спектра составляют $E_0^* = 3,04$ МэВ и $\delta^* = 0,13$ МэВ близки к параметрам исходного ($E_0 = 3$ МэВ, $\delta = 0,1$ МэВ). Таким образом, точность определения средней энергии сгустка оказывается лучше 2%, а точность оценки среднеквадратичной ширины спектра около 30%.

1. К.А.Trukhanov, V.N.Grebenev, V.N.Shlapak On possibility of dose formation study by means Cerenkov radiation // In Proc. IV Int. Cong. Rad. Protection. Paris. 24-30.04.1977. P. 119-121
2. К.А.Trukhanov, V.V.Polietkov, V.I.Shvedunov Theoretical and experimental study of beam energy spread diagnostics with Vavilov – Cherenkov radiation at optical and RF wavelength, RuPAC-2004, 4-9 октября 2004, Дубна, Россия, p. 106
3. V.I.Shvedunov, R.A.Barday, D.A.Frolov, etc. A Racetrack Microtron with High Brightness Beams, Nucl. Instrum. Meth. A531 (2004) 346-366
4. Б.М.Болотовский Теория эффекта Вавилова-Черенкова. Успехи физических наук. Т. LXXV, вып. 2. Октябрь 1961. с. 295-350.

5. S.Y.Park, J.L.Hirshfield, Theory of wakefields in dielectric-lined waveguide, Phys. Rev. E Volume 62, Number 1, 1266 - 1283 (July 2000)