

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

В.В. Полиектов, К.А. Труханов, В.И. Шведунов

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО
СПЕКТРА ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-
ЧЕРЕНКОВА В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2006 – 18/817

В.В. Полиектов, К.А. Труханов, В.И. Шведунов

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО
СПЕКТРА ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С
ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-
ЧЕРЕНКОВА В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2006 – 18/817

E-mail addresses: vypolietkov@mail.ru, shved@depni.sinp.msu.ru

V.V. Poliektov, R.F. Trukhanov, V.I. Shvedunov

Charged particle beam energy spectrum determination by means of RF Vavilov-Cherenkov radiation

Preprint INP MSU – 2006 – 18/817

Abstract

We describe method of the charged particle beam energy spectrum determination using Vavilov-Cherenkov radiation in RF wavelength range. Radiation is generated in the dielectric filled circular waveguide with vacuum channel on axis along which beam is moving. With this non-invasive method compact and cheap device for beam energy spectrum control in the energy range 1-15 MeV can be built.

В.В. Полиектов, К.А. Труханов, В.И. Шведун

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

Препринт НИИЯФ МГУ – 2006 – 18/817

Аннотация

В данной работе рассмотрена возможность определения энергетического спектра непрерывного пучка электронов по генерируемому им излучению Вавилова-Черенкова в СВЧ-диапазоне. Генерация излучения происходит внутри круглого волновода, заполненного диэлектриком с вакуумным каналом на оси, вдоль которой движется пучок. Такой метод позволяет измерять спектр пучка, не оказывая на него деструктивного воздействия. На основании предлагаемого метода может быть создано компактное и недорогое устройство неразрушающего контроля энергии и энергетического спектра пучка ускорителей электронов в диапазоне энергий 1-15 МэВ.

© Полиектов В.В., 2006

© Труханов К.А., 2006

© Шведун В.И., 2006

© НИИЯФ МГУ, 2006 <http://www.sinp.msu.ru>

Содержание

1	Постановка задачи	4
2	Методика расчетов	5
2.1	<i>Волновод со сплошным диэлектрическим заполнением</i>	6
2.2	<i>Волновод с диэлектрическим заполнением с вакуумным каналом</i>	7
3	Расчет спектров излучения Вавилова-Черенкова.....	8
3.1	<i>Зависимость спектральных характеристик от радиуса волновода</i>	10
3.2	<i>Зависимость спектральных характеристик от радиуса вакуумного канала</i>	11
3.3	<i>Зависимость спектральных характеристик от диэлектрической проницаемости</i>	12
4	Расчет спектров ИВЧ по спектру электронного пучка.....	14
4.1	<i>Выбор параметров волновода и диэлектрика</i>	14
4.2	<i>Влияние флуктуаций показателя преломления по объему диэлектрика</i>	18
5	Параметры установки для различных диапазонов энергии	19
6	Заключение.....	19
7	Литература	20

Введение¹

Излучение Вавилова-Черенкова (ИВЧ) широко используется для определения энергии заряженных частиц в ядерной физике и физике высоких энергий [1]. Ввиду специфики пучков ускорителей заряженных частиц, ИВЧ не нашло столь же широкого применения для контроля их энергетического спектра. В работах [2-4] была предложена методика определения энергетического спектра пучка при помощи регистрации ИВЧ в оптическом диапазоне. В основе методики лежит пороговый характер данного вида излучения и зависимость его интенсивности от коэффициента преломления рабочего тела детектора. Были сконструированы установки и проведены эксперименты, подтвердившие состоятельность подобной методики. В частности, в [5] приведены результаты определения энергетического спектра электронного пучка, выведенного с различных орбит разрезного микротрона на энергию 35 МэВ [6].

Основным недостатком методики для приложений, где требуется сохранение высокого качества электронного пучка, является наличие взаимодействия частиц с рабочим телом детектора, в качестве которого используется газ, находящийся под давлением, регулируемым в процессе измерений. Взаимодействие пучка с входным и выходным окнами камеры, содержащей газ, и с газом может привести к значительному росту поперечного эмиттанса пучка.

В работе [4] была отмечена возможность использования для целей измерения энергетического спектра пучка волноводной замедляющей системы с регулируемой фазовой скоростью, обеспечивающей генерацию ИВЧ в СВЧ диапазоне, и имеющей пролетное отверстие на оси для прохождения пучка. Особенностью волноводной системы является то, что генерация ИВЧ происходит на дискретных частотах, определяемых геометрией системы и зависящих от типа генерируемой волны и скорости частицы. Практическое применение методики, основанной на измерении интенсивности ИВЧ в зависимости от фазовой скорости волны, затруднено вследствие сильной зависимости частоты генерируемых волн от энергии частиц вблизи порога ИВЧ.

В [5] было предложено использовать данную зависимость частоты генерируемых волн от энергии частицы для определения энергетического спектра пучка на основе измерений частотного спектра генерируемого излучения. В настоящей работе, являющейся первой в цикле работ, посвященных созданию методики неразрушающего контроля энергетического спектра пучка, при использовании ряда упрощающих предположений выполнен анализ генерации ИВЧ в круглом волноводе с частичным диэлектрическим заполнением, найдены оптимальные параметры волновода для определения энергетического спектра в диапазоне энергий пучка 1-15 МэВ.

1 Постановка задачи

Фазовая скорость электромагнитных волн в круглом вакуумированном волноводе превышает скорость света в вакууме. Полное или частичное заполнение волновода диэлектриком позволяет снизить фазовую скорость волны до величины, определяемой диэлектрической и магнитной проницаемостями диэлектрика и геометрией заполнения. Заряженная частица при движении вдоль оси волновода по вакуумному каналу в заполняющем его диэлектрике, генерирует ИВЧ в виде суперпозиции электромагнитных волн различного типа, фазовая скорость которых совпадает со скоростью частицы. Поскольку фазовая скорость

¹ Работа частично поддержана грантом РФФИ 05-02-16351

волны и ее частота однозначно связаны дисперсионной характеристикой, одиночная заряженная частица, летящая по каналу в бесконечно длинном волноводе, будет генерировать дискретный спектр электромагнитных волн, частоты которых определяются ее скоростью и параметрами волновода. Таким образом, измерение частоты генерируемой волны известного типа позволяет определить скорость (энергию) частицы. Именно эта связь частот генерируемых волн и энергии частиц лежит в основе рассматриваемого в настоящей работе метода определения спектра пучка заряженных частиц.

Целью настоящей работы является определение параметров волновода и диэлектрического заполнения, оптимальных для достижения энергетического разрешения несколько процентов для пучка электронов в диапазоне энергий 1–15 МэВ (промышленные и медицинские ускорители). Рассмотрение ведется в приближении одиночного электрона, движущегося по оси бесконечно длинного волновода с диэлектрическим заполнением.

В последующих работах данного цикла будут рассмотрены следующие вопросы: (1) влияние конечной длины волновода, приводящей к генерации переходного излучения на границах и появлению отраженных от границ волн; (2) особенности излучения сгустка частиц конечной протяженности; (3) особенности многосгусткового режима; (4) методы измерения частоты генерируемых колебаний.

2 Методика расчетов

Методика расчетов базируется на работе [7] Схематически волновод с диэлектрическим заполнением изображен на рис. 1. Электрон движется по оси вакуумного канала радиуса b , внутри бесконечно длинного круглого волновода радиуса a , заполненного диэлектриком с показателем преломления $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, где ϵ и μ , соответственно, диэлектрическая и магнитная проницаемости диэлектрика. (далее считаем, что $\mu=1$).

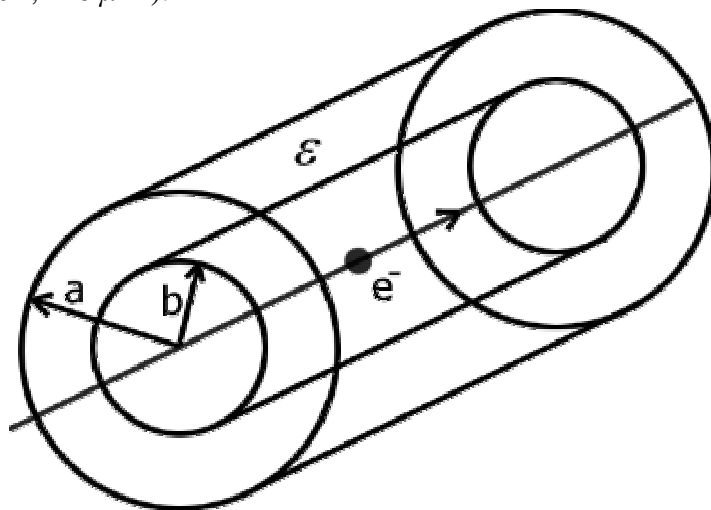


Рис. 1. Круглый волновод с диэлектрическим заполнением.

При движении 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. При движении вне оси канала возможно возбуждение гибридных типов волн HEM_{mn} .

При выборе параметров волновода, помимо прочих, мы будем учитывать следующие два обстоятельства. Во-первых, для снижения потерь тока радиус пролетного канала должен превышать радиус пучка. Учитывая характерные

параметры пучка промышленных и медицинских ускорителей, в качестве базового значения выбирается $b=0.005$ м. Во-вторых, ширина частотного спектра регистрируемого излучения зависит от длительности импульса, которая определяется временем пролета электрона через детектор. Приемлемая длина детектора составляет несколько десятков сантиметров, соответственно, длительность импульса излучения будет составлять около 1 нс, а спектральное уширение составит около 1 ГГц. Таким образом, для достижения энергетического разрешения в несколько процентов необходимо, чтобы частота регистрируемого сигнала находилась в диапазоне несколько десятков гигагерц.

2.1 Волновод со сплошным диэлектрическим заполнением

Для первоначальных оценок рассмотрим спектр излучения, возникающей при пролете одиночного электрона по оси волновода со сплошным диэлектрическим заполнением. Частоты волн типа TM_{0n} определяется дисперсионным уравнением:

$$J_0\left(\frac{\omega}{v} a \sqrt{\epsilon\mu\beta^2 - 1}\right) = 0, \quad (1)$$

где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка, ω – круговая частота волны, $\beta = v/c$, v – скорость электрона, c – скорость света. Таким образом,

$$\omega_n = \frac{v\mu_{0n}}{a\sqrt{\epsilon\mu\beta^2 - 1}} = \frac{c\beta\mu_{0n}}{a\sqrt{\epsilon\mu\beta^2 - 1}} \quad (2)$$

где μ_{0n} - корни функции Бесселя.

Потери энергии на единицу длины пробега равны величине тормозящей силы, действующей на заряд со стороны порожденного им поля:

$$\frac{dW}{dz} = eE_z \Big|_{z \rightarrow vt} \quad (3)$$

Полагая, что значения ϵ и μ не зависят от частоты, получаем выражение для потерь энергии для волны типа TM_{0n} :

$$\frac{dW}{dz} \Big|_n = \frac{2e^2}{a^2 \epsilon \epsilon_0} \frac{1}{[J_0'(\mu_{0n})]^2} \quad (4)$$

Формула (2) позволяет оценить требования к однородности диэлектрического заполнения волновода и определить условия достижения максимального энергетического разрешения.

- 1) Считаем, что изменения $\Delta\beta$ параметра β в пределах спектра (особенно при больших энергиях) невелики - $\frac{\Delta\beta}{\beta} \ll 1$. Тогда, поскольку частота излучения неизменна при одновременной вариации β и ϵ , если $\epsilon\mu\beta^2 = n^2\beta^2 = \text{const}$, то относительные изменения диэлектрической проницаемости $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}$ эквивалентны относительному изменению скорости электрона $2\frac{\Delta\beta}{\beta}$. Следовательно, допустимая величина относительного изменения диэлектрической проницаемости определяется выражением $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} \ll 2\frac{\Delta\beta}{\beta}$, где $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ требуемое относительное разрешение метода.

2)

Поскольку

$$\frac{d\omega_n}{d\beta} = \frac{c\mu_{0n}}{a} \left(\sqrt{\varepsilon\mu\beta^2 - 1} - \frac{\beta^2}{\sqrt{\varepsilon\mu\beta^2 - 1}} \right) \frac{1}{\varepsilon\mu\beta^2 - 1} = \frac{c\mu_{0n}}{a} \frac{\beta^2(\varepsilon\mu - 1) - 1}{(\varepsilon\mu\beta^2 - 1)^{3/2}},$$

высокое разрешение по частоте в пределах спектра можно получить лишь в области, где величина $\varepsilon\mu\beta^2 - 1$ близка к 0 – т.е. когда энергия не значительно превышает энергию порога ИВЧ. Более точные рекомендации будут сформированы ниже.

Для оценок ожидаемого диапазона частот излучения и потерь энергии на излучение, приведем значения частоты и потерь энергии для волны типа TM_{01} , порожденной электроном с энергией $E=3\text{МэВ}$, в волноводе радиуса $a=0.015\text{м}$, заполненном диэлектриком с $\varepsilon=1.05$ (в дальнейшем мы будем использовать эти значения как опорные, так же будем полагать):

$$\omega_{01} = 3,391 * 10^{11} \frac{\text{рад}}{\text{с}} \quad f_{01} = \frac{\omega_{01}}{2\pi} = 53,99\text{ГГц} \quad \frac{dW_{01}}{dz} = 5,82 * 10^{-4} \frac{\text{эВ}}{\text{м}}$$

2.2 Волновод с диэлектрическим заполнением с вакуумным каналом

При наличии вакуумного канала по оси диэлектрика поляризационное излучение отсутствует и воздействие детектирующей системы на пучок минимально.

Волновые вектора в вакууме и среде можно записать как, соответственно,

$$k_1 = \frac{\omega}{c\beta} \sqrt{1 - \beta^2} \quad s_2 = \frac{\omega}{c\beta} \sqrt{\varepsilon\mu\beta^2 - 1} \quad (5)$$

Дисперсионное уравнение в данном случае выглядит как

$$\frac{s_2}{k_1 \varepsilon} \frac{I_1(k_1 b)}{I_0(k_1 b)} = \frac{\psi_0}{\psi_1} \quad (6)$$

где $\psi_0 = J_1(s_2 b) N_0(s_2 a) - J_0(s_2 a) N_1(s_2 b)$ $\psi_1 = J_0(s_2 b) N_0(s_2 a) - J_0(s_2 a) N_0(s_2 b)$, где J_1 – функция Бесселя первого порядка, N_0, N_1 – функции Неймана нулевого и первого порядка, I_0, I_1 – модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядка. Данное дисперсионное уравнение решалось с помощью программного пакета MathCAD.

Потери энергии на единице длины определяются выражением:

$$\frac{dW}{dz} = eE_z \Big|_{z \rightarrow vt} = \frac{2q^2}{v^2} (1 - \beta^2) \left(\frac{[s_2 K_1(k_1 b) \psi_1 + k_1 \varepsilon K_0(k_1 b) \psi_0] w}{\frac{d}{dw} [s_2 I_1(k_1 b) \psi_1 - k_1 \varepsilon I_0(k_1 b) \psi_0]} \right) \Big|_{w=w_n} \quad (7)$$

где $K_{0,1}$ – функции Бесселя от мнимого аргумента нулевого и первого порядка.

Частота волны типа TM_{01} , порожденной электроном с энергией $E=3\text{МэВ}$, движущимся по вакуумному каналу радиусом $b=0.005\text{м}$, в структуре радиуса $a=0.015\text{м}$, заполненной диэлектриком с $\varepsilon=1,05$ и потери энергии на единице длины составляют:

$$\omega_{01} = 3,520 * 10^{11} \frac{\text{рад}}{\text{с}} \quad f_{01} = 56,07\text{ГГц} \quad \frac{dW_{01}}{dz} = 2,72 * 10^{-4} \frac{\text{эВ}}{\text{м}}$$

Как видно, частота излучения увеличилась на 3.7%, а потери энергии уменьшились в 2.1 раза по сравнению со случаем волновода со сплошным диэлектрическим заполнением.

3 Расчет спектров излучения Вавилова-Черенкова

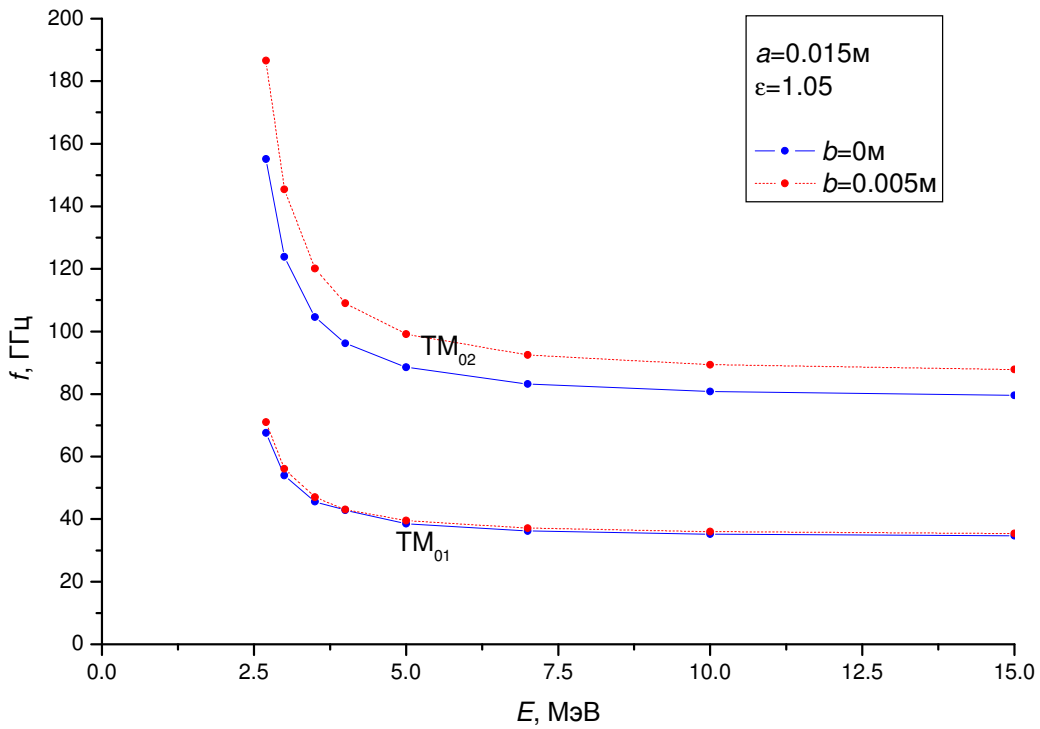


Рис. 2 Зависимость частоты излучения от энергии частицы.

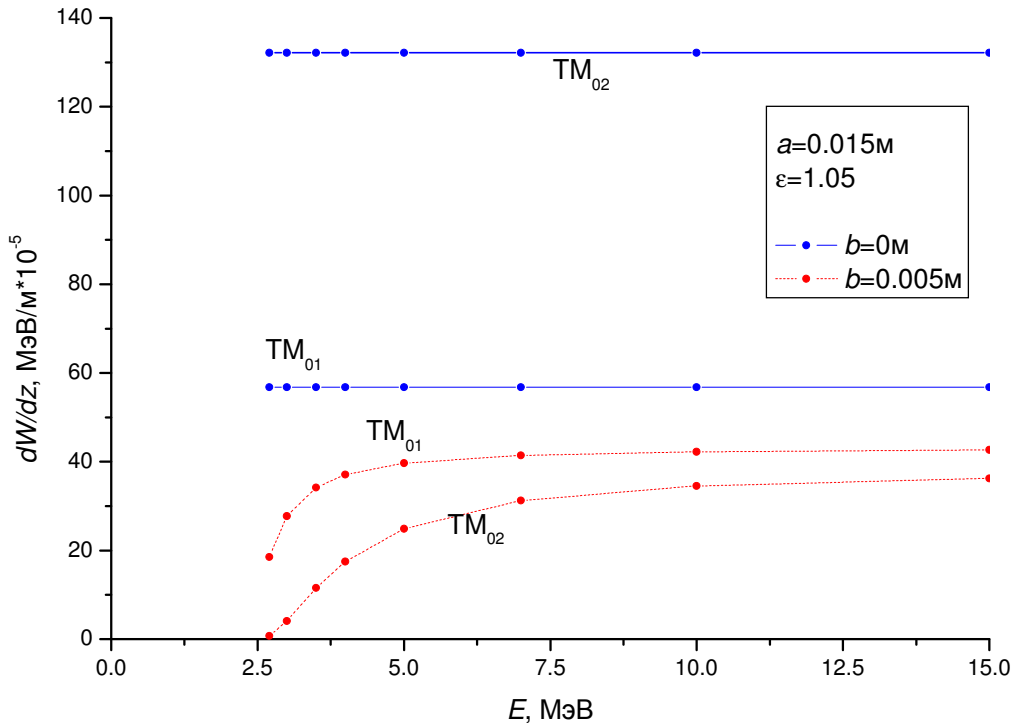


Рис. 3 Зависимость потерь энергии электрона от энергии частицы.

На рис. 2 представлена зависимость частоты излучения на волнах типа TM_{01} и TM_{02} от энергии электрона в двух случаях – диэлектрик без вакуумного канала и диэлектрик с вакуумным каналом радиуса $b=0.005\text{ м}$. В обоих случаях

радиус структуры $a=0.015$ м, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon=1.05$. Как видно, наличие вакуумного канала малого радиуса слабо влияет на характер зависимости частоты волн от энергии – частота резко возрастает при приближении к порогу излучения, и стремится к константе при удалении от него.

На рис. 3 представлена зависимость потерь энергии в зависимости от энергии частицы при тех же условиях. Видно, что наличие вакуумного канала существенно уменьшает интенсивность излучения (особенно для волны типа TM_{02}), причем наиболее сильно вблизи порога излучения.

На рис. 4. приведены для сравнения спектры потерь энергии на ИВЧ на единице длины для волн типа TM_{01} - TM_{04} в сплошном диэлектрике и в диэлектрике с вакуумным каналом. Видно, что при наличии вакуумного канала интенсивность излучения быстро уменьшается с увеличением номера типа волны.

Для выбора рабочих параметров структуры и диэлектрика, при котором возможно измерение спектра, необходимо выяснить какова зависимость спектральных характеристик от этих параметров, а именно:

- внешнего радиуса структуры a
- радиуса внутреннего канала b
- диэлектрической проницаемости диэлектрика ε (показателя преломления $n = \sqrt{\varepsilon}$).

В расчетах будем рассматривать только волну типа TM_{01} , полагая, что интенсивность волн с большим числом вариаций по радиусу при наличии вакуумного канала незначительна.

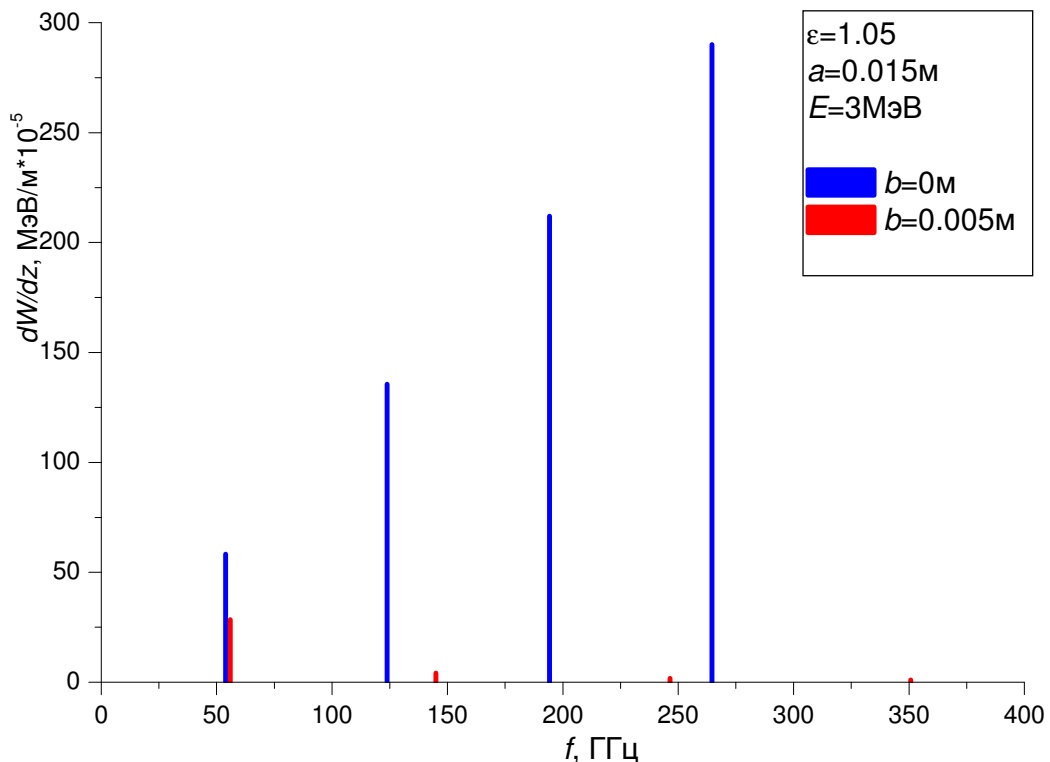


Рис. 4. Вид спектров потерь энергии на ИВЧ в сплошном диэлектрике и в диэлектрике с вакуумным каналом.

3.1 Зависимость спектральных характеристик от радиуса волновода

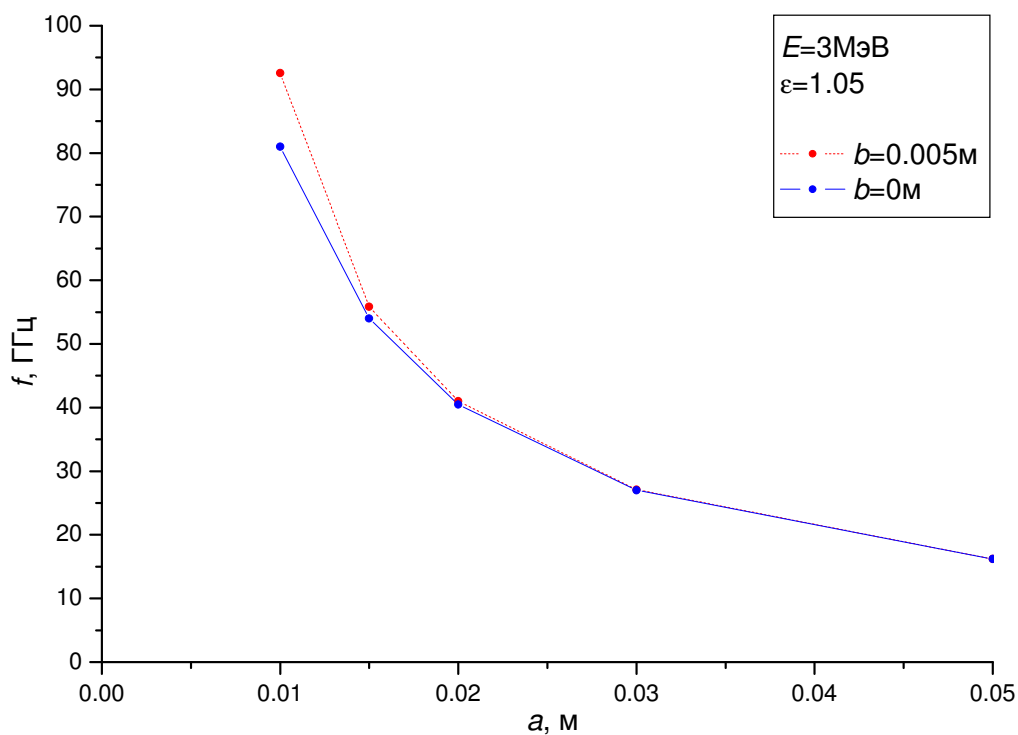


Рис. 5. Зависимость частоты излучения от радиуса a структуры с диэлектриком.

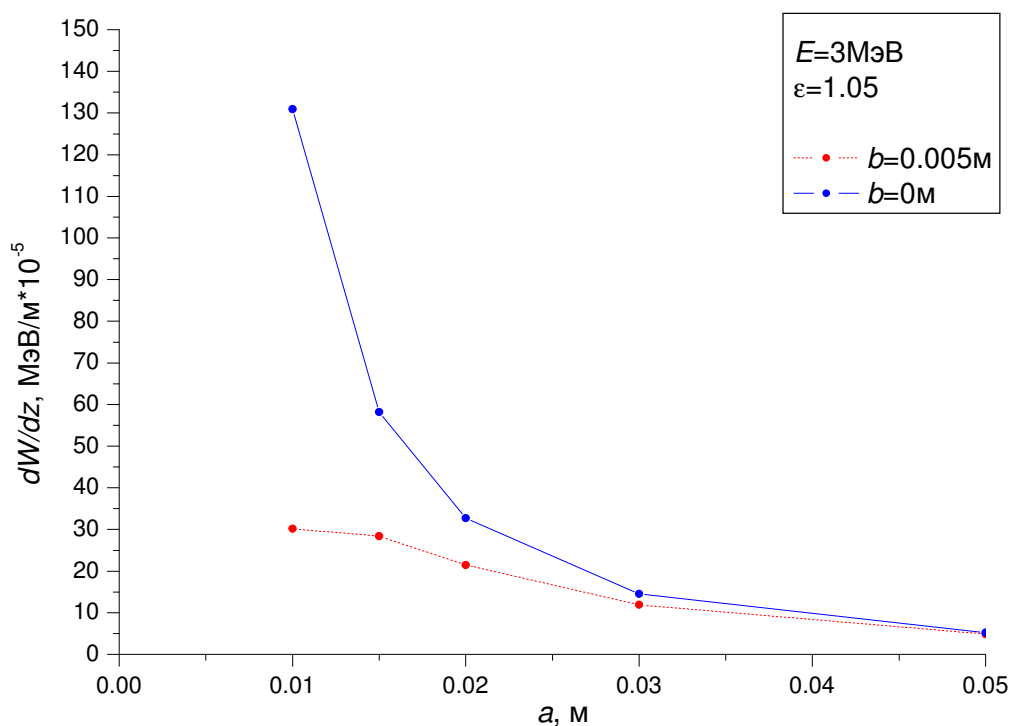


Рис. 6. Зависимость потерь энергии от радиуса a структуры с диэлектриком.

В случае отсутствия вакуумного канала зависимость частоты излучения от радиуса a следует из формулы (2): $f \sim \frac{1}{a}$. Потери энергии на единице длины

$\frac{dW}{dz} \sim \frac{1}{a^2}$. На рис. 5,6 приведены зависимости частоты и потерь энергии на единице длины для волны типа TM_{01} от радиуса a , при наличии вакуумного канала $b=0.005$ м.

При $a \gg b$ поведение указанных характеристик близко к случаю отсутствия вакуумного канала. Однако при $a \sim b$ частота увеличивается, а потери энергии заметно снижаются.

Для достижения диапазона частот ~ 100 ГГц необходимо выбирать минимально возможный радиус структуры, однако при этом должны учитываться прочие требования, предъявляемые к установке, например, требование обеспечения достаточной интенсивности сигнала.

3.2 Зависимость спектральных характеристик от радиуса вакуумного канала

Зависимость спектральных характеристик от радиуса вакуумного канала приведена на рис. 7,8. Расчеты проводились для $E=3$ МэВ, $\epsilon=1.05$, $a=0.015$ м.

Частота излучения резко возрастает, когда значение b приближается к a , в то же время интенсивность излучения резко падает, особенно с ростом номера типа волны. Следовательно, выбирая радиус вакуумного канала можно выделить в спектре вклад волны только типа TM_{01} , подавив при этом волны с большим числом вариаций по радиусу.

Из приведенных расчетов и рис.4. видно, что при условии $b \sim \frac{1}{3}a \div \frac{1}{2}a$ интенсивность волны типа TM_{01} значительна (сравнима со значением при $b=0$), в то время как интенсивность волн с номером $n>1$ на несколько порядков меньше. Следовательно, при выборе радиуса канала следует руководствоваться приведенным условием.

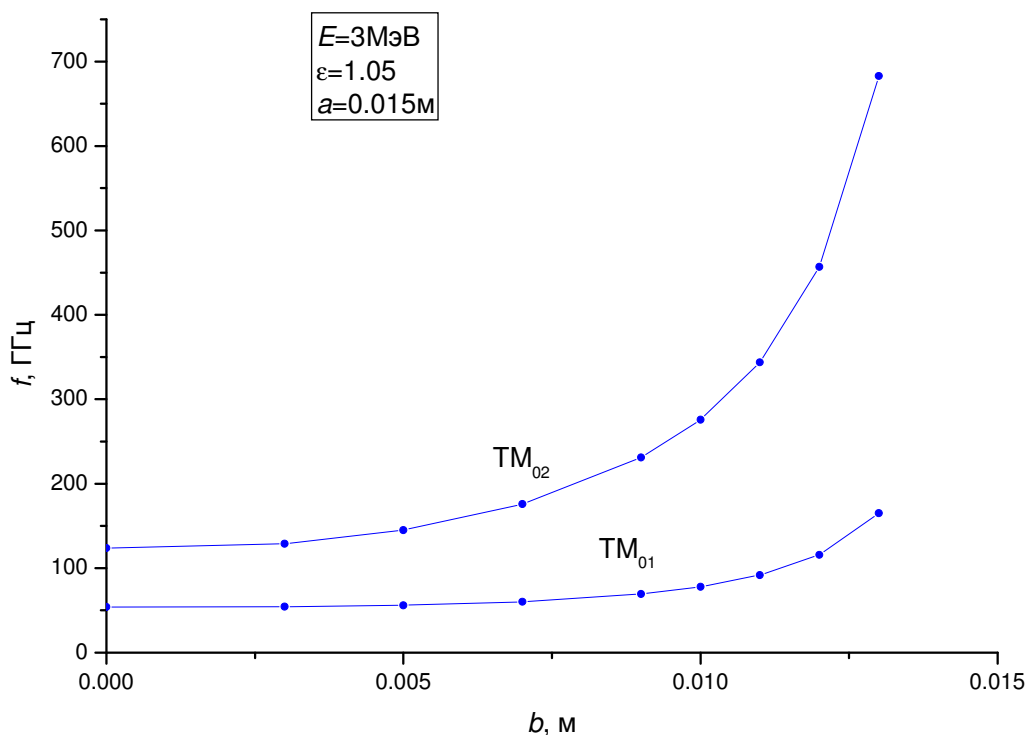


Рис. 7. Зависимость частоты излучения от радиуса вакуумного канала.

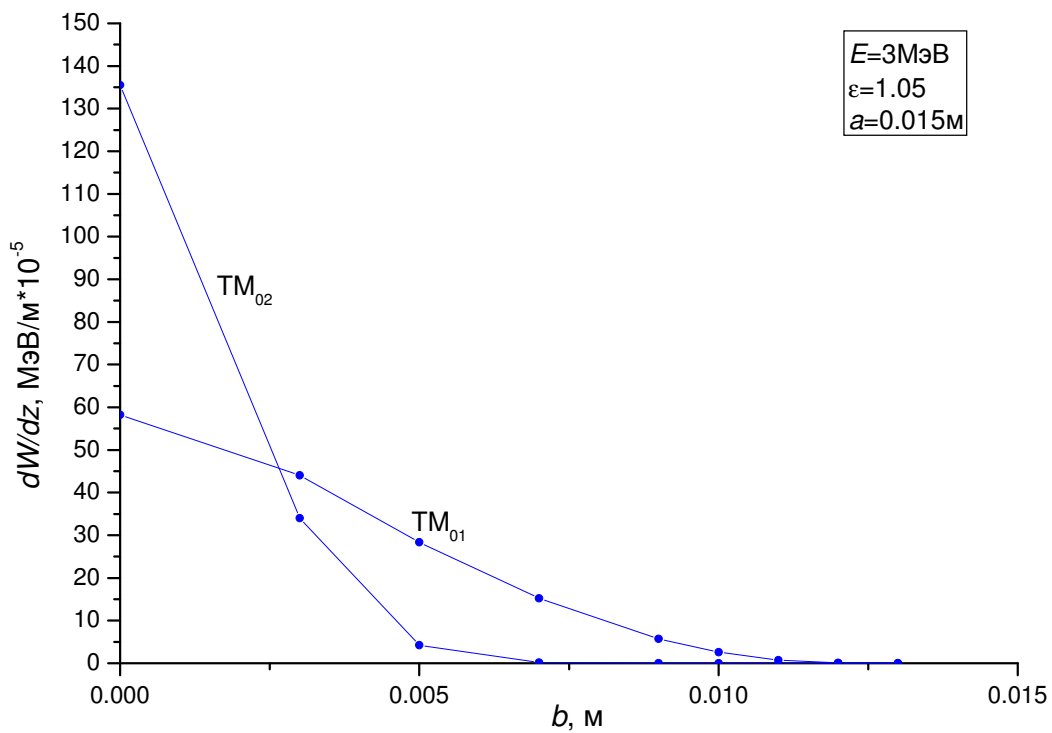


Рис. 8. Зависимость интенсивности излучения от радиуса вакуумного канала.

3.3 Зависимость спектральных характеристик от диэлектрической проницаемости

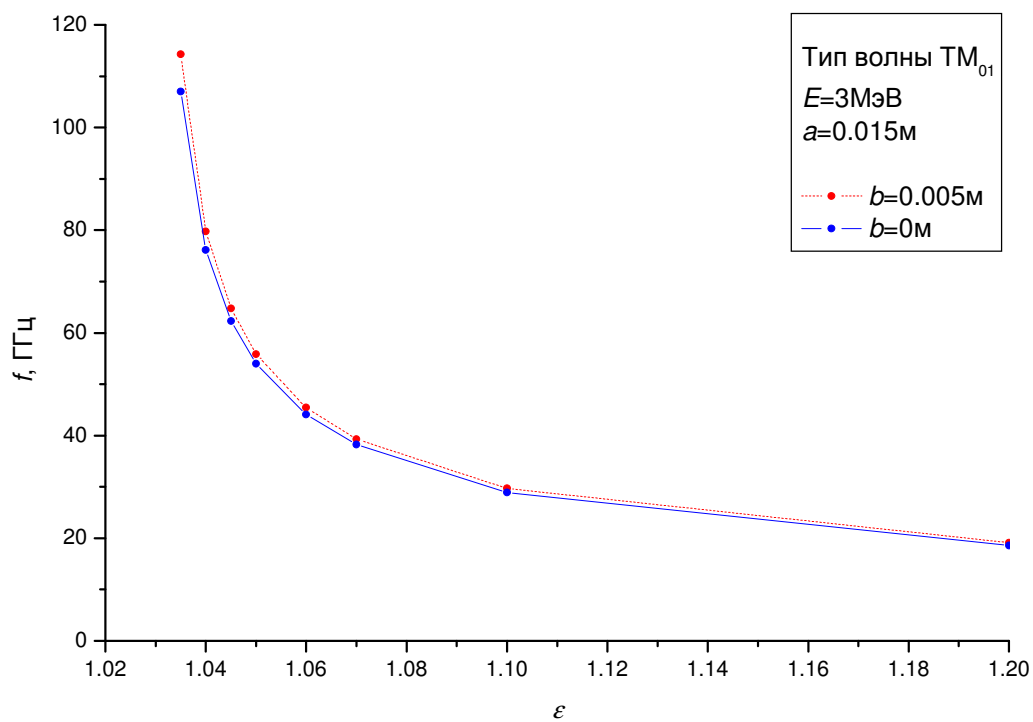


Рис. 9. Зависимость частоты излучения от диэлектрической проницаемости.

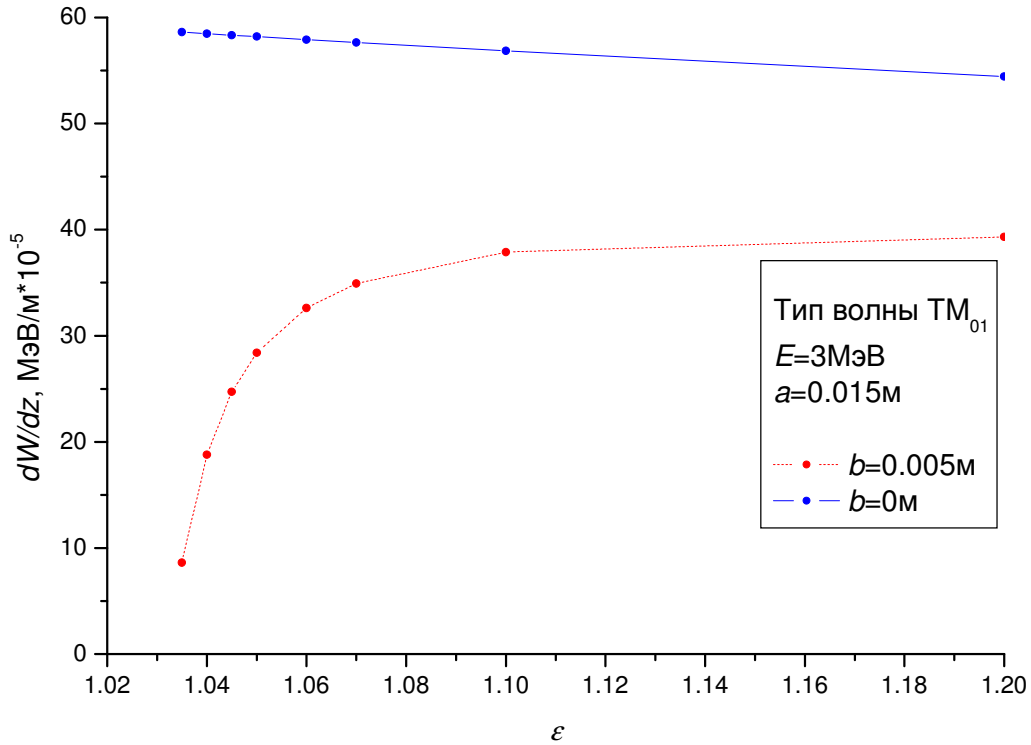


Рис. 10. Зависимость потерь энергии на единице длины от диэлектрической проницаемости.

Диэлектрическая проницаемость материала, заполняющего волновод, является параметром, от которого наиболее сильно зависят частотные характеристики ИВЧ в предлагаемой методике. Зависимость частоты излучения и потерь энергии от диэлектрической проницаемости для волны типа TM_{01} продемонстрирована на рис. 9, 10. Характер зависимости частоты излучения от диэлектрической проницаемости одинаков как в случае диэлектрика без вакуумного канала, так и с ним: $\omega \sim \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu\beta^2 - 1}}$, т.е. вблизи порога излучения

Вавилова-Черенкова частота значительно возрастает и сильно реагирует на изменение величины $\epsilon\mu\beta^2 = n^2\beta^2$. Наличие вакуумного канала приводит к некоторому повышению частоты.

Потери энергии на ИВЧ в отсутствие канала спадают с ростом диэлектрической проницаемости как $\frac{dW}{dz} \sim \frac{1}{\epsilon}$. При наличии вакуумного канала потери энергии резко снижаются по мере приближения к порогу излучения.

На основании этих зависимостей, а так же зависимости $f(E)$, приведенной на рис.2, можно сформулировать два требования, достаточно однозначно определяющие выбор рабочего значения диэлектрической проницаемости.

- 1) Для обеспечения частот излучения ~ 100 ГГц, а так же высокого энергетического разрешения, необходимо, чтобы измеряемая энергия находилась как можно ближе к пороговой энергии излучения Вавилова-Черенкова в данном веществе.
- 2) Для охвата всего измеряемого спектра и обеспечения достаточной интенсивности измеряемого излучения, необходимо чтобы пороговая энергия излучения Вавилова-Черенкова в данном веществе при рассматриваемой энергии, отстояла от измеряемого

спектра на 3-4 его полуширины. Кроме того, желательно чтобы интенсивность излучения слабо зависела от энергии.

Из этих требований следует достаточно четкий критерий выбора диэлектрической проницаемости, исходя из условия $E_{\text{порог}} = (0.8 \div 0.9)E_0$, где $E_{\text{порог}}$ – пороговая энергия ИВЧ, E_0 – предполагаемая средняя энергия пучка. Так как пороговая энергия связана с диэлектрической проницаемостью соотношением

$$E_{\text{порог}} = \frac{\sqrt{\varepsilon} m_e c^2}{\sqrt{\varepsilon - 1}}, \text{ то } \varepsilon = \frac{1}{1 - \left[\frac{m_e c^2}{(0.8 \div 0.9)E_0} \right]^2}, \text{ где } m_e \text{ – масса электрона.}$$

4 Расчет спектров ИВЧ по спектру электронного пучка

Пусть энергия электронов, проходящих через волновод, распределена по Гауссову закону с центральной энергией $E_0=3 \text{ MeV}$ и шириной $\sigma = 0.05E_0 = 0.15 \text{ MeV}$ – рис. 11. Нам необходимо подобрать параметры детектора, при которых регистрируемое ИВЧ будет удовлетворять условиям, сформулированным в параграфе 3.

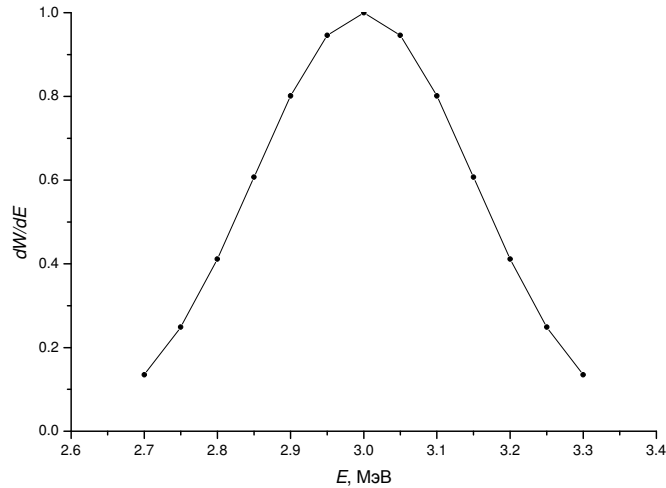


Рис. 11. Модельный спектр электронного пучка.

4.1 Выбор параметров волновода и диэлектрика

В соответствие с результатами, полученными в предыдущем параграфе, выбираем показатель преломления так, чтобы $E_{\text{порог}} = (0.8 - 0.9)E_0 = (2.4 - 2.7) \text{ МэВ}$. Например, при $\varepsilon=1.04$ значение $E_{\text{порог}} = 2.6 \text{ МэВ}$ удовлетворяет данному критерию.

Радиус вакуумного канала выбираем исходя из того, что диаметр пучка $\sim 1 \text{ см}$, следовательно, положим $b = 0.007 \text{ м}$. Исходя из соображений, изложенных в п. 3.1, 3.2, выберем внешний радиус структуры $a = 0.015 \text{ м}$.

Построим зависимости $f(E)$ и $\frac{dW}{dz}(E)$ для данных параметров структуры и диэлектрика в интервале энергий $E=2.7-3.3 \text{ МэВ}$. Рассматриваем только волну типа TM_{01} , поскольку, как было показано выше, энергией потерь на ИВЧ для волн с большим числом вариаций по радиусу при данных параметрах можно пренебречь.

Рассчитанные зависимости приведены на рис. 12, 13. Рассмотрим точки $E_1 = 2.85$ МэВ и $E_2 = 3.15$ МэВ, отстоящие от центральной энергии спектра на 5%. В этих точках:

$$f_1 = 110.9 \text{ ГГц} \quad f_2 = 76.21 \text{ ГГц}$$

$$\frac{dW}{dz_1} = 2.54 * 10^{-5} \frac{\text{МэВ}}{\text{м}} \quad \frac{dW}{dz_2} = 10.47 * 10^{-5} \frac{\text{МэВ}}{\text{м}}$$

Таким образом, ширина спектра ИВЧ составит $\Delta f \sim 35$ ГГц, в диапазоне частоты ~ 100 ГГц. Отметим, что интенсивность излучения в пределах спектра изменяется в 4 раза.

Потери энергии для волны типа TM_{02} в указанных точках составляют:

$$\frac{dW}{dz}(TM_{02})_1 = 0.003 * 10^{-5} \frac{\text{МэВ}}{\text{м}} \quad \frac{dW}{dz}(TM_{02})_2 = 0.033 * 10^{-5} \frac{\text{МэВ}}{\text{м}}$$

т.е. на 3 порядка меньше интенсивности волны типа TM_{01} .

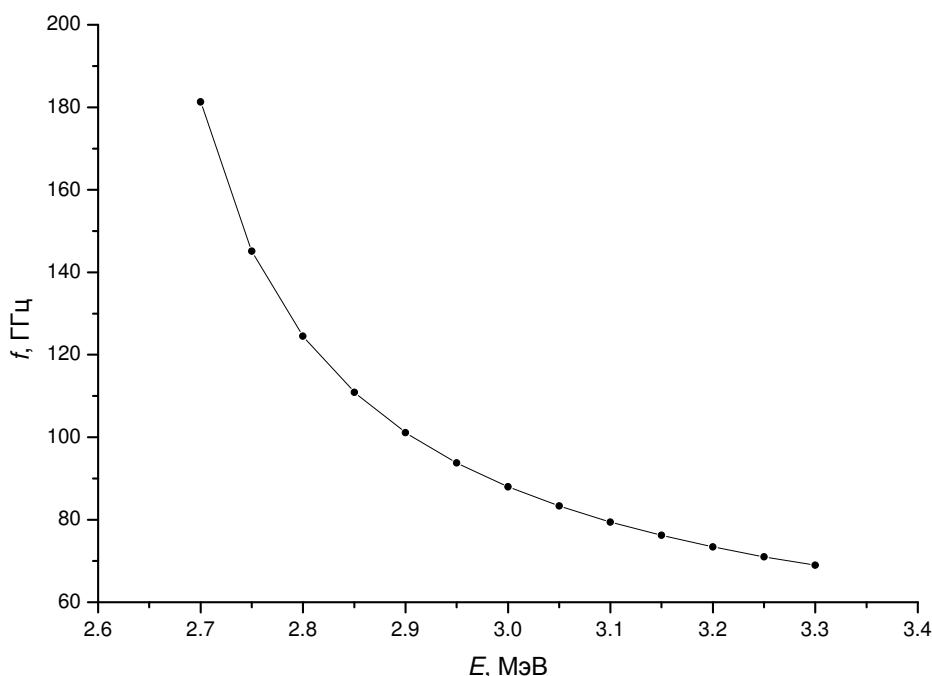


Рис. 12. Зависимость частоты излучения от энергии при $a=0.015$ м, $b=0.007$ м, $\epsilon=1.04$

Несмотря на то, что полученные зависимости в исследуемой области нелинейны, не составляет труда по энергетическому спектру пучка электронов определить спектр излучения Вавилова-Черенкова, а так же выполнить обратную операцию. Спектр излучения представлен на рис. 14, его несимметричность объясняется нелинейностью зависимостей $f(E)$ и $\frac{dW}{dz}(E)$.

Резкого изменения потерь энергии для различных частей спектра можно избежать, увеличив диэлектрическую проницаемость ϵ вещества, например, выбрав $\epsilon=1.045$ ($E_{порог} = 2.45$ МэВ). Зависимости, рассчитанные для этого случая, представлены на графиках на рис. 15-17. В случае $\epsilon=1.045$ $f_1 = 81.39$ ГГц $f_2 = 63.81$ ГГц

$$\frac{dW}{dz_1} = 6.75 * 10^{-5} \frac{\text{МэВ}}{\text{м}} \quad \frac{dW}{dz_2} = 14.7 * 10^{-5} \frac{\text{МэВ}}{\text{м}}$$

т.е. ширина спектра составляет $\Delta f \sim 18$ ГГц, интенсивность изменяется в 2 раза.

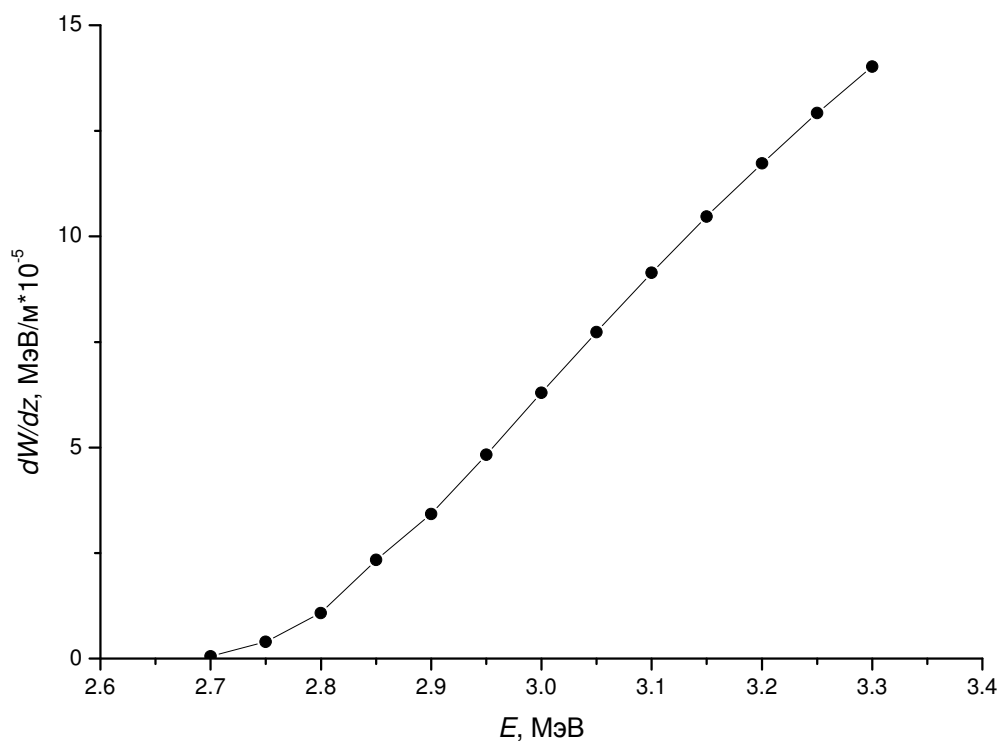


Рис. 13. Зависимость потерь энергии от энергии электронов при $a=0.015$ м, $b=0.007$ м, $\varepsilon=1.04$.

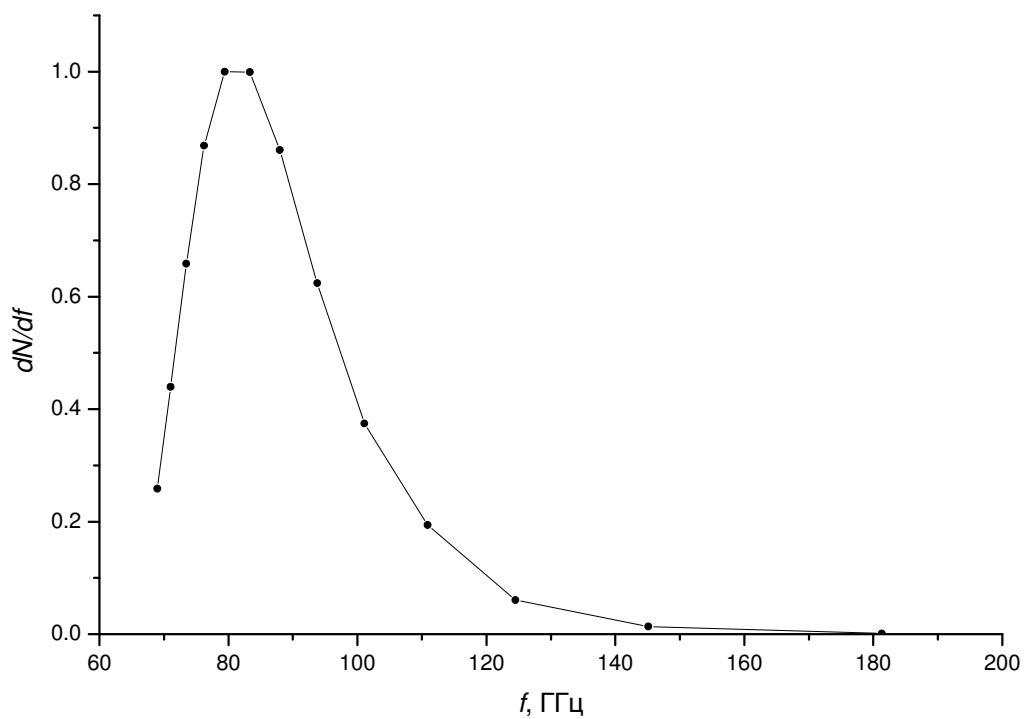


Рис. 14. Спектр ИВЧ при $a=0.015$ м, $b=0.007$ м, $\varepsilon=1.04$.

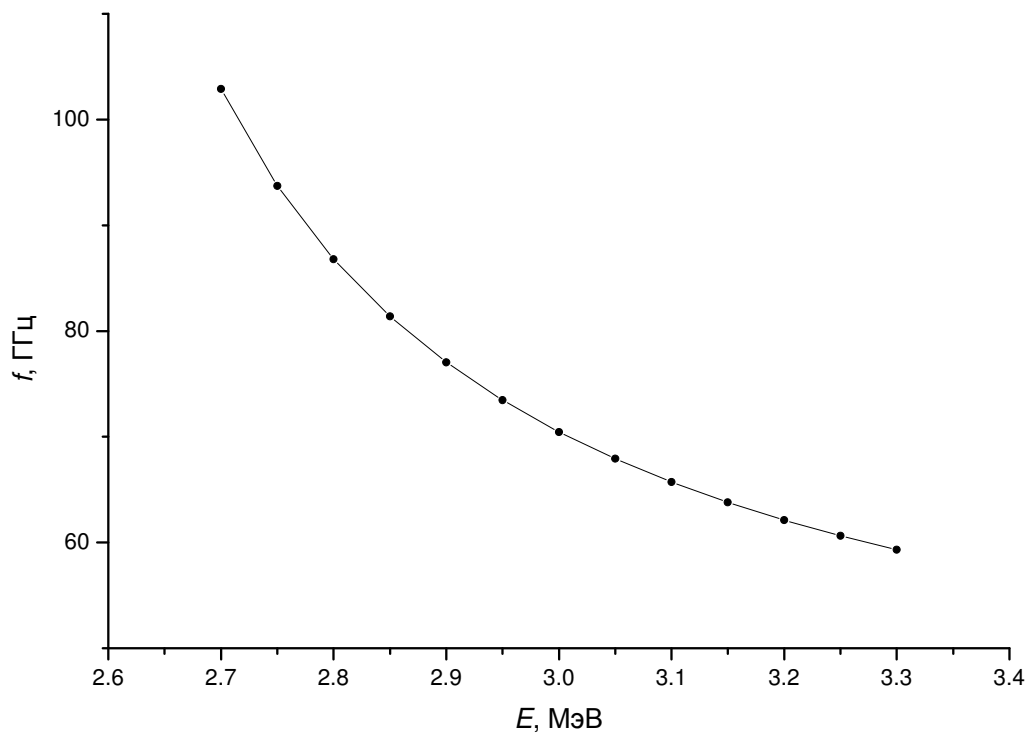


Рис. 15. Зависимость потерь энергии от энергии электронов при $a=0.015\text{м}$, $b=0.007\text{м}$, $\varepsilon=1.045$.

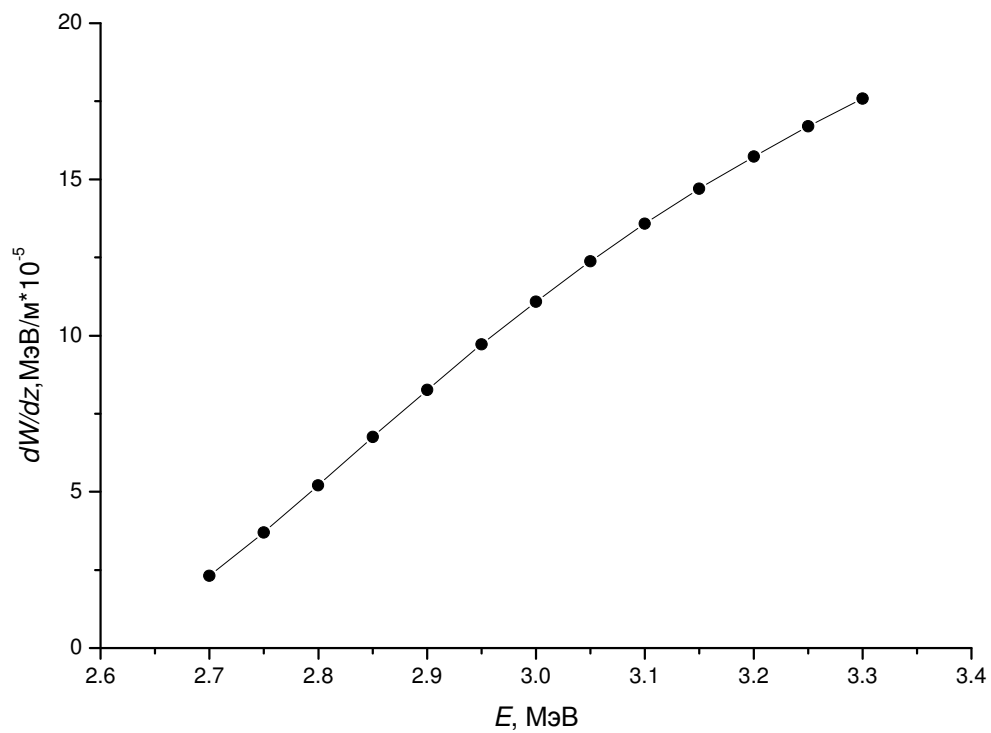


Рис. 16. Спектр ИВЧ при $a=0.015\text{м}$, $b=0.007\text{м}$, $\varepsilon=1.045$.

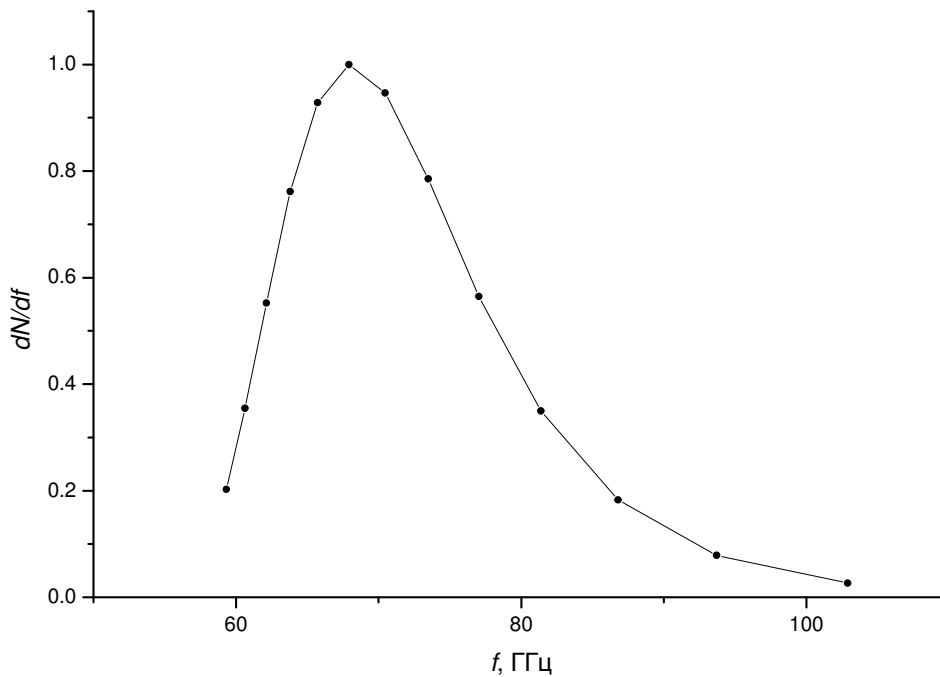


Рис. 17. Спектр ИВЧ при $a=0.015\text{м}$, $b=0.007\text{м}$, $\varepsilon=1.045$.

4.2 Влияние флуктуаций показателя преломления по объему диэлектрика.

Одним из важных факторов, от которого зависит возможность реализации данного метода определения энергии, являются флуктуации диэлектрической проницаемости по объему диэлектрика. Как было показано ранее, при отсутствии вакуумного канала в диэлектрике условием, при котором возможно применение данного метода является $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \ll 2\frac{\Delta\beta}{\beta}$, т.е. относительная величина флуктуаций показателя преломления диэлектрика по его объему должна быть много меньше, чем изменение параметра β в пределах спектра. Поскольку наличие вакуумного канала слабо влияет на спектральные (частотные) характеристики излучения, следует ожидать, что и при наличии этого канала данное условие сохранится.

Рассмотрим волну типа TM_{01} в структуре с параметрами $a=0.015\text{ м}$, $b=0.007\text{ м}$ для двух энергий $E_1 = 3\text{ МэВ}$ и $E_2 = 3.15\text{ МэВ}$ и $\varepsilon=1.04$ (на основании расчетов в п. 6.1.). В этом случае величина $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 0.00138$. Такое изменение параметра β соответствует изменению диэлектрической проницаемости $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = 2\frac{\Delta\beta}{\beta} = 0.0027$, т.е. частота излучения электрона с энергией $E_1 = 3\text{ МэВ}$ и $\varepsilon=1.043$ будет равна частоте излучения при $E_2 = 3.15\text{ МэВ}$ и $\varepsilon=1.04$.

Ниже в таблице приведены соответствующие значения:

Параметры	β	$f(\text{TM}_{01})$, ГГц
$E_1 = 3\text{ МэВ}$, $\varepsilon = 1.04$	0.985387	87.98
$E_2 = 3.15\text{ МэВ}$, $\varepsilon = 1.04$	0.986754	76.21
$E_1 = 3\text{ МэВ}$, $\varepsilon = 1.043$	0.985387	76.18

Таблица 1. Значение частот излучения в зависимости от энергии и диэлектрической проницаемости.

Как видим, сдвиги по частоте, связанные с отклонением энергии электрона и с отклонением диэлектрической проницаемости от расчетного значения при $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \cong 2 \frac{\Delta\beta}{\beta}$ практически совпадают, что подтверждает применимость условия, накладываемого на флуктуации диэлектрической проницаемости.

Оценить величину $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ достаточно легко: поскольку

$$\frac{d\beta}{dE} = \frac{1}{2\sqrt{1 - \left(\frac{m_e c^2}{E}\right)^2}} \frac{2(m_e c^2)^2}{E^3} = \frac{(m_e c^2)^2}{\beta E^3}, \text{ то, считая что } \beta \approx 1, \text{ получаем}$$

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \approx \frac{(m_e c^2)^2}{E^3} \Delta E.$$

Таким образом, требованием, предъявляемым к флуктуациям диэлектрической проницаемости диэлектрика, является $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \ll \frac{2(m_e c^2)^2}{E^3} \Delta E$. В настоящее время доступны кварцевые аэрогели с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon=1.005-1.055$ и стабильностью по объему не хуже $\Delta\varepsilon = 0.0002$ [8].

5 Параметры установки для различных диапазонов энергии

В таблице 2 приведены значения диэлектрической проницаемости для измерения энергетического спектра предложенным методом для пяти диапазонов энергии пучка. Во всех случаях $a=0.015$ м, $b=0.007$ м, ширина спектра излучения дана для 5% полуширины энергетического спектра.

Таблица 2. Предлагаемые параметры установок для проведения измерений по предложенной методике с учетом всех рассмотренных аспектов.

E , МэВ	ε	Частота волны типа TM_{01} , ГГц	Ширина спектра излучения Δf , ГГц	Допустимый уровень отклонения $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}$
1	1,5	24.4	10	$\ll 0.025$
3	1,04	87	35	$\ll 0.003$
5	1,02	86	26	$\ll 0.0001$
10	1,005	172	23	$\ll 0.00025$
15	1,002	292	45	$\ll 0.0001$

6 Заключение

В работе изучена методика определения спектра пучка при помощи регистрации ИВЧ в СВЧ-диапазоне. К преимуществам такого метода можно отнести отсутствие деструктивного воздействия на пучок во время измерений, простоту и компактность предлагаемой экспериментальной установки.

Построена математическая модель, смоделированы спектры СВЧ-излучения. Обоснована методика восстановления энергетического спектра пучка по спектру ИВЧ, генерируемому электронами в круглом волноводе с частичным диэлектрическим заполнением.

Определены оптимальные параметры волновода и диэлектрического заполнения для измерения энергетического спектра пучка в диапазоне энергий 1-15 МэВ.

7 Литература

- [1] Зрелов В.П. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. М. Атомиздат, 1968. 2 тома.
- [2] Труханов К.А., Вайнер Е.А. «О возможности измерения некоторых характеристик заряженных пучков на выходе ускорителей». Доклады третьего всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Л. 1979. Том III. Стр. 345-350.
- [3] Вайнер В.А., Труханов К.А., Драбкин Ю.А. «Мониторинг пучка ускоренных электронов на выходе ускорителя». Сборник тезисов Всесоюзного научно-практического семинара по «Применению мощных источников ионизирующего излучения». М. 1976.
- [4] К.А. Trukhanov, in Proc. Seminar “Cherenkov detectors and their applications in science and technics” (1984), M. Nauka, 1990, p. 380
- [5] К.А. Trukhanov, V.V. Poliektov, V.I. Shvedunov, Theoretical and experimental study of beam energy spread diagnostics with Vavilov – Cherenkov radiation at optical and RF wavelength, XIX Всероссийская конференция по ускорителям заряженных частиц RuPAC-2004, 4-9 октября 2004, Дубна, Россия, p. 106
- [6] V.I. Shvedunov, R.A. Barday, D.A. Frolov, V.P. Gorbahev, E.A. Knapp, G.A. Novikov, N.I. Pakhomov, I.V. Shvedunov, V.S. Skachkov, N.P. Sobenin, W.P. Trower, S.A. Tyurin, A.A. Vetrov, V.R. Yailijan, and D.A. Zayarny, A Racetrack Microtron with High Brightness Beams, Nucl. Instrum. Meth. A531 (2004) 346-366
- [7] Б. М. Болотовский. Теория эффекта Вавилова-Черенкова. Успехи физических наук. Т. LXXV, вып. 2. Октябрь 1961. с. 295-350.
- [8] A.F. Danilyuk, V.L. Kirillov, et al. Recent results on aerogel development for use in Cherenkov counters. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A 494 (2002) 491-494, A.F. Danilyuk, E.A. Kravchenko, A.G. Okunev, A.P. Onuchin, S.A. Shaurman, Synthesis of aerogel tiles with high light scattering length, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 433 (1999) 406-407
- [9] S. V. Shchelkunov, T. C. Marshall, J.L. Hirshfield, M. A. LaPointe. Nondestructive diagnostic for electron bunch length in accelerators using the Wakefield radiation spectrum. Phys. Rev. Spec. Topics – accelerators and beams. 8, 062801 (2005)
- [10] Christopher T. M. Chang, John W. Dawson. Propagation of Electromagnetic Waves in a Partially Dielectric Filled Circular Waveguide. Journal of Applied physics. Vol. 41, Num. 11, Oct 1970. p. 4493-4500
- [11] T. B. Zhang, T. C. Marshall. A microwave inverse Cherenkov accelerator. Nuclear instruments and Methods in Physics Research. A 375 (1996) p. 614-617
- [12] W. Gai, P.Schoessow, B. Cole. Experimental demonstration of Wake-Fields Effects in Dielectric Structures. Phys. Rev. Letters. Vol. 61, Num. 24, 12 Dec 1988, p. 2756-2758

Владислав Владимирович Полиектов¹
Кирилл Александрович Труханов²
Василий Иванович Шведунов³

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Ленинские горы

²Институт медико-биологических проблем РАН, 123007 Москва, Хорошевское шоссе 76 А

³Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, 119992, Москва, Ленинские горы

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА
В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2006 – 18/817

Работа поступила в ОНТИ 23 октября 2006 г.