

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ТЕСТИРОВАНИЕ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЕ

Е.В. Гусев, П.А. Демченко, Н.Г. Шулика

*Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",
Харьков, Украина*

E-mail: demchenko@kipt.kharkov.ua

Приведены результаты сравнительного анализа данных экспериментальных исследований и численного моделирования электрических полей в ускоряющей структуре действующего линейного ускорителя дейтронов МЛУД-3. Для расчёта распределения напряжённости поля между трубками дрейфа использован ранее разработанный численный код на основе метода интегральных уравнений. Измерение электрических полей проводилось методом "малого возмущающего тела". Результаты исследований свидетельствуют об адекватности численной модели расчёта полей в резонансном ускорителе на стоячей волне, когда длина ускоряющего периода существенно меньше длины волны.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из этапов разработки линейных ускорителей, в частности, с трубками дрейфа является расчёт электрических полей в последовательности ускоряющих периодов. Как правило, в качестве ускоряющего периода выбирается участок канала между средними поперечными сечениями двух соседних трубок дрейфа.

В большинстве случаев для определения вакуумных полей в квазипотенциальном приближении ($L < \lambda$, где L – длина ускоряющего периода, λ – длина волны поля) находится решение уравнения Лапласа с заданными значениями потенциала на замкнутой границе. Однако не всегда можно точно задать распределение потенциала на границе области, особенно на участках между металлическими электродами, в частности, в зазорах между трубками дрейфа и в области апертуры. Обычно на этих границах используют физически корректные приближения.

В ИПЭНМУ ННЦ ХФТИ разработан и используется альтернативный подход, не связанный с решением задачи Дирихле для нахождения распределения потенциала [1]. Методика расчёта полей основана на решении интегральных уравнений [2]. В этом случае достаточно знать только геометрию и потенциалы электродов. Проблема решается после предварительного нахождения распределения плотности зарядов на поверхности электродов и последующем определении потенциала в любой точке пространства, используя формализм метода функций Грина.

Как и любое программное обеспечение, разработанные численные коды требуют верификации, т.е. проверки соответствия результатов моделирования с реальной картиной распределения электрических полей. В частности, можно провести сравнительный анализ с данными существующего программного обеспечения, условно принятого в качестве стандарта. Однако наиболее прямой способ тестирования – это сравнение результатов расчёта с данными экспериментальных измерений на конкретных электродинамических структурах. При этом следует учитывать, что при моделировании топографии полей используется математический формализм, разработанный для расчёта электростатических полей.

В настоящей работе приведен сравнительный анализ результатов численного моделирования с помощью программы LOZOVA [1] и данных экспериментальных исследований полей, проведенных на ускоряющей структуре действующего линейного ускорителя дейтронов [3].

Установлено, что при моделировании полей только в геометрии уединённой пары трубок дрейфа возможно отличие от экспериментальных данных, если диаметр апертур d трубок сравним или больше их длины l . Величина отклонений зависит от потенциалов на трубках дрейфа предыдущего и последующего ускоряющих периодов. Учёт влияния соседних периодов выполнен включением в рассмотрение предыдущей и последующей трубок дрейфа соответствующей геометрии и значений потенциалов (геометрии четырёх электродов).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ТЕСТИРОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для тестирования численных кодов, разработанных для расчёта электрических полей в резонансных структурах линейных ускорителей ионов, была выбрана ускоряющая секция действующего ускорителя дейтронов МЛУД-3 [3]. Линейный ускоритель МЛУД-3 использовался как для ускорения дейтронов от энергии инъекции 150 кэВ до выходной 3,2 МэВ, так и протонов. В этом режиме энергия инъекции протонов составляла 75 кэВ, выходная ~1,6 МэВ, а напряженность ВЧ-поля уменьшалась в 2 раза. Соответственно, мощность ВЧ-питания секции уменьшалась в 4 раза. Приведенная скорость ионов $\beta=v/c$ увеличивалась вдоль канала от 0,013 до 0,057 (v – скорость частиц, c – скорость света).

На Рис.1 показана ускоряющая секция МЛУД-3, установленная на испытательном стенде для исследования электродинамических характеристик (днище резонатора с первой трубкой дрейфа демонтировано). Она представляет собой объёмный цилиндрический резонатор, нагруженный аксиально-симметричными трубками дрейфа, которые формируют последовательность из 16 периодов, образующих ускоряющую

фокусирующий канал. Устойчивость продольной и поперечной динамики ионов достигается за счёт использования переменного-фазовой фокусировки пучка заряженных частиц. Длина резонатора составляет 1320 мм, диаметр равен 500 мм.

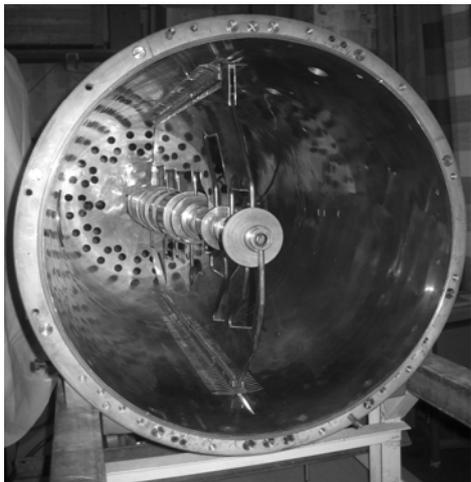


Рис.1. Ускоряющая секция ускорителя МЛУД-3

Трубки дрейфа (см. Рис.1) попеременно закреплены на двух плоских медных держателях, установленных на боковой поверхности вдоль образующих резонатора на противоположных концах его диаметра. Таким образом, пара держателей с трубками дрейфа образуют ускоряющую структуру типа “зрелбёнки”. Рабочей является основная Н-мода ВЧ-поля резонатора с собственной частотой колебаний $f_0=100$ МГц ($\lambda=3$ м). Добротность Q резонатора составляла $Q \approx 5000$.

При выбранной конструкции ускоряющего канала вдоль его оси устанавливается пространственное распределение напряжённости электрического поля, которое соответствует стоячей волне π -типа. Т.е. сдвиг фазы колебаний электрического поля в смежных ускоряющих периодах составляет $\Delta\phi=180^\circ$.

Для измерения распределения напряжённости электрического поля вдоль оси ускоряющего канала использовался “метод малых возмущений” [4]. Метод основан на том, что при внесении в поле резонатора малого (пробного) тела, собственная частота колебаний f_0 изменяется. Относительное изменение частоты $\Delta f/f_0=(f-f_0)/f_0$ определяется: квадратами напряженностей электрического $E^2(r,z)$ и магнитного $H^2(r,z)$ полей в точке (r,z) расположения тела, его объёмом V_1 , относительными диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями материала, формой тела (формфактор). В случае диэлектрика

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{1}{4W} \left[\varepsilon_0 (\varepsilon - 1) \int_{V_1} E^2 dv + \mu_0 (\mu - 1) \int_{V_1} H^2 dv \right], \quad (1)$$

для металлического тела высокой проводимости из немагнитного материала

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{1}{4W} \left[\varepsilon_0 \int_{V_1} |E|^2 dv - \mu_0 \int_{V_1} |H|^2 dv \right], \quad (2)$$

где W – мощность электромагнитного поля, запасённая в резонаторе; $E^2=E^2(r,z)=E_z^2(r,z)+E_r^2(r,z)$; $H^2=H^2(r,z)=H_z^2(r,z)+H_r^2(r,z)$, а интегрирование прово-

дится по объёму V_1 возмущающего тела; ε_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

При измерениях напряжённости полей на оси ускоряющего канала ($r=0$) в случае аксиальной симметрии электродов имеем $H^2(0,z)=0, E_r(0,z)=0$. Таким образом, основной вклад в изменение собственной частоты резонатора f_0 даёт продольная компонента электрического поля $E_z(0,z)$. При малых геометрических размерах возмущающего тела, по сравнению с длинами зазоров и трубок дрейфа ускоряющих электрических полей, и, соответственно, малых изменений электрического поля в пределах объёма тела V_1 , интегралы в выражениях (1), (2) можно выразить через среднее значение электрического поля $\bar{E}_z(0,z)$ по объёму тела в виде $k_1 V_1 E_z(0,z)$. Здесь k_1 – коэффициент, учитывающий влияние формы тела (формфактор).

В результате, относительное изменение частоты можно представить в виде:

$$\Delta f/f_0 = k E_z^2(0,z), \quad (3)$$

где $k=k_1 V_1/W$ – постоянный коэффициент в процессе проведения измерений. Так как результаты экспериментальных измерений $E_z(0,z)$ нормировались на максимальное значение электрического поля вдоль оси ускоряющего канала $E_0=(E_z(0,z))_{\max}$, то непосредственное значение константы k не вошло в результаты измерений. Однако величина k влияла на чувствительность измерений (размеров тела, формы, величины диэлектрической проницаемости материала).

В настоящих исследованиях использовались возмущающие тела сферической формы диаметром до 3 мм из диэлектрических материалов и из металла. Получаемые при этом продольные распределения поля $E_z(0,z)$ были идентичны. Возмущающее тело крепилось на тонкой диэлектрической нити, натянутой вдоль оси ускоряющего канала. Сфера перемещалась в прямом и обратном направлениях вдоль оси канала за счёт протягивания нити с помощью электромеханического привода.

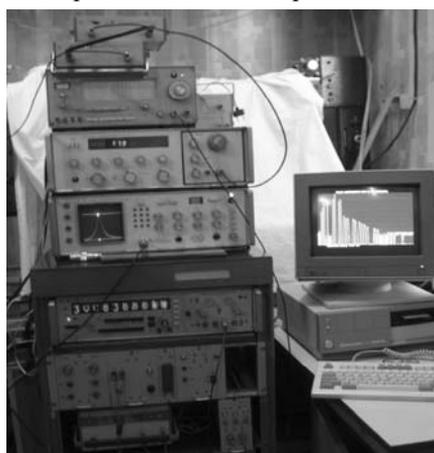


Рис.2. Автоматизированный измерительный комплекс для исследования электродинамических характеристик ускоряющих структур

Непосредственно для проведения экспериментальных измерений пространственного распределения напряженности электрического поля использовался ранее разработанный автоматизированный измерительный комплекс (АИК) [5] (Рис.2).

Схема измерений приведена на Рис.3. Входной усилитель УС1, фазовращатель φ , выходной усилитель УС2 и резонатор образуют цепь автогенератора, который в отсутствие возмущающего тела возбуждается на собственной частоте резонатора ускоряющей секции f_0 . Частота ВЧ-колебаний измеряется цифровым частотомером Hz. Значения частоты возбуждаемых колебаний вводятся в ЭВМ с помощью устройства согласования с объектом УСО.

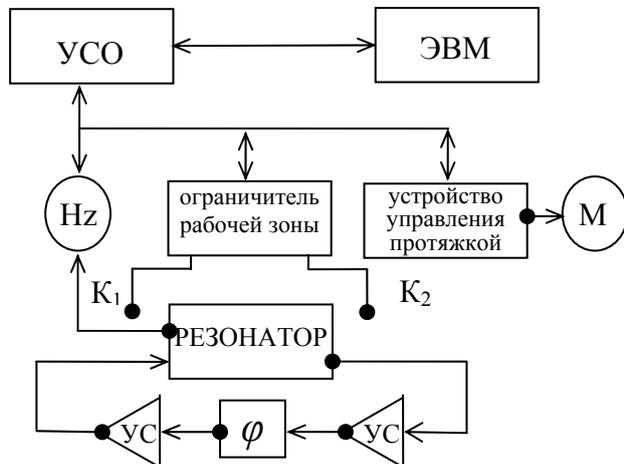


Рис.3. Схема измерений электрических полей в резонансных ускоряющих структурах

Протяжка возмущающего тела, отсчёт его координаты z , старт и окончание процесса измерений обеспечивают: реверсный электродвигатель M , устройство управления протяжкой, ограничитель рабочей зоны с конечными выключателями K_1 и K_2 (см. Рис.3).

Обработка экспериментальных данных осуществлялась с помощью специальной программы. Алгоритм обработки данных был следующий. Для каждой координаты z возмущающего тела регистрировалась частота f колебаний, обусловленных возмущающим телом; вычислялась относительная частота расстройки резонатора $(f-f_0)/f_0$ и, используя формулу (3), в точке расположения тела $(0,z)$ определялась напряжённость поля $E_z(0,z)/E_0$, приведенная к максимальному значению E_0 вдоль ускоряющей структуры. Результаты измерения продольных распределений электрического поля могут выводиться на экран дисплея (см. Рис.2), либо храниться в цифровом формате.

На Рис.4 представлено экспериментально измеренное распределение напряжённости электрического поля вдоль ускоряющего канала МЛУД-3. Здесь же показаны профили a внутреннего канала трубок дрейфа и участки b внутри трубок, в пределах которых чувствительность измерительной аппаратуры не позволяет корректно измерить электрическое поле из-за его малой величины.

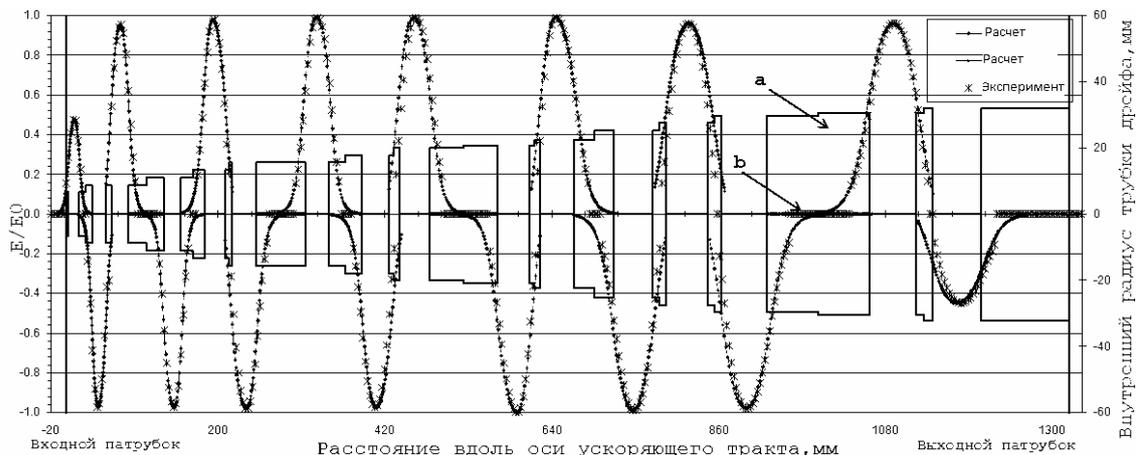


Рис.4. Распределение продольной компоненты поля на оси ускоряющей структуры:

\times – данные эксперимента; сплошная линия – результат расчёта без учёта влияния смежных периодов.
 a – внутренний канал трубки дрейфа; b – участки ниже уровня чувствительности измерительной аппаратуры

Для сравнения экспериментальных данных с результатами расчёта полей, используя разработанные численные коды, необходимо знать относительные разности потенциалов $U_i - U_{i+1}$ на трубках дрейфа каждого ускоряющего периода i (U_i – потенциал i -той трубки дрейфа). Приведенная разность потенциалов на трубках дрейфа определялась интегрированием экспериментально полученных распределений напряжённости поля в каждом периоде:

$$U_i - U_{i+1} = -\frac{1}{L_i} \int_{z_i}^{z_{i+1}} E_z(0, z) / E_0 dz,$$

где z_i, z_{i+1} – координаты средних сечений i -й и $(i+1)$ -трубок дрейфа; L_i – длина ускоряющего периода.

Сплошными линиями на Рис.4 представлены результаты численного моделирования полей для ис-

следуемой ускоряющей структуры. Расчёты выполнены по программе LOZOVA для варианта двух уединённых трубок дрейфа без учёта вклада полей смежных периодов.

Как следует из сравнения экспериментальных данных и результатов численного моделирования (см. Рис.4), очень хорошее согласие имеет место в зазорах между трубками дрейфа и внутри достаточно длинных трубок, даже без учёта влияния смежных ускоряющих периодов. К сожалению, экспериментально внутри трубок дрейфа невозможно было измерить напряжённости полей из-за малых значений и недостаточной чувствительности аппаратуры, а также влияния температурных дрейфов на частоту автогенератора.

Для учёта влияния смежных электродов ускоряющей структуры на топографию поля в каждом конкретном ускоряющем периоде, образованном двумя трубками дрейфа, была разработана программа LOZOVA_4. Она включает в рассмотрение по-

следовательность четырёх трубок дрейфа конкретной геометрии с соответствующими значениями потенциалов. Результаты сравнения расчёта и экспериментальных измерений приведены на Рис.5.

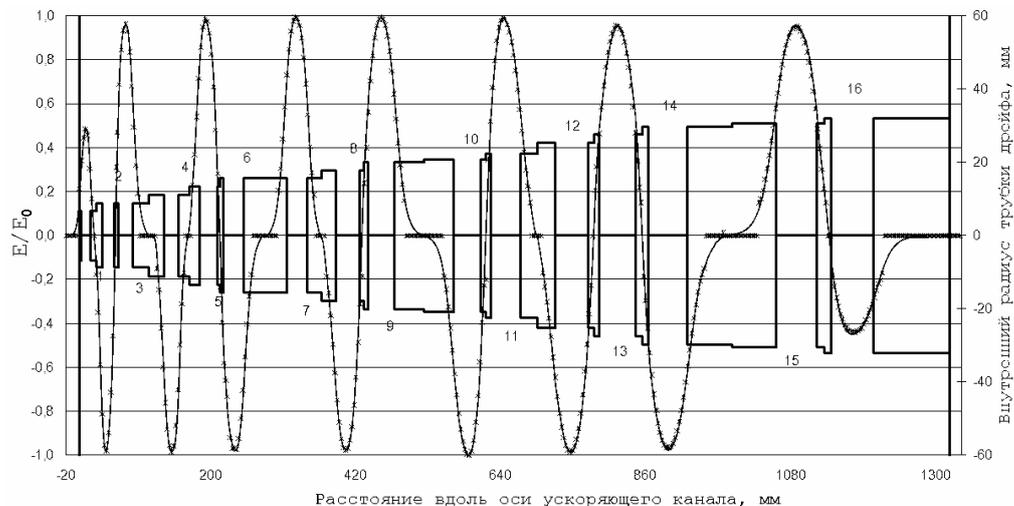


Рис.5. Распределение продольной компоненты поля на оси ускоряющей структуры: \times – данные эксперимента; сплошная линия – результат расчёта с учётом влияния смежных периодов

Так как в данной периодической ускоряющей структуре устанавливается π -волна, то внутри каждого периода, независимо от его длины, должна находиться точка, при прохождении которой поле меняет знак (см. Рис.5), и, соответственно, напряжённость обращается в нуль. При этом точка нулевого поля не обязательно должна находиться внутри трубок дрейфа. Как следует из результатов эксперимента и из расчёта, эта точка может находиться на срезе трубки дрейфа или даже быть смещённой в ускоряющий зазор в случае коротких трубок и высоких потенциалов на электродах смежных периодов (см. Рис.5, 16-й ускоряющий период).

диус – 15 мм, радиус фасок – 2 мм. Значения потенциалов трубок чередуются в пределах ± 50 кВ. Длины трубок составляют: 4,5; 4; 5 и 6 см, а величины зазоров: 1; 1,5 и 2 см соответственно. Здесь же (см. Рис.6) показана геометрия трубок дрейфа (штрихованная область). Геометрические размеры электродов и характеристики электрического поля нормированы на максимальные значения, которые также приведены на рисунке.

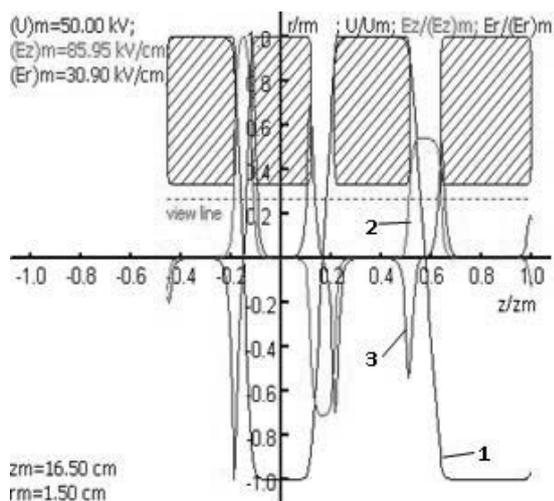


Рис.6. Распределения потенциала (1), продольной (2) и радиальной (3) компонент поля вдоль "view line"

Для иллюстрации работы программы LOZOVA_4 на Рис.6 приведены распределения потенциала $U(r,z)$, продольной $E_z(r,z)$ и радиальной $E_r(r,z)$ компонент поля вдоль канала z при фиксированном значении радиуса r ($r=4$ мм) для геометрии четырёх трубок дрейфа. Радиус апертур трубок – 5 мм, внешний ра-

При выбранной методике расчёта, характеристики электрического поля между второй и третьей трубками дрейфа находятся с учётом влияния предыдущего и последующего ускоряющих периодов. Поэтому при последующем моделировании динамики ионов в ускоряющем канале последовательно для каждого периода вычислялась пространственная сетка поля с учётом влияния предыдущей и последующей трубок дрейфа.

Экспериментальное оборудование позволяло проводить измерения распределения напряжённости электрических полей и в поперечном направлении [6], в частности, вдоль радиуса r в средней плоскости ускоряющего зазора для выбранного i -го периода структуры (фиксированном значении $z=z_i$). Во всех случаях наблюдалось совпадение результатов расчёта и экспериментальных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных экспериментальных исследований распределений напряжённости вакуумного электрического поля в ускоряющей структуре линейного резонансного ускорителя с трубками дрейфа свидетельствуют об адекватности численного моделирования полей с помощью разработанного численного кода на основе метода интегральных уравнений в случае, когда справедливо квазипотенциальное приближение $L < \lambda$, где L – длина ускоряющего периода, λ – длина волны поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.O. Demchenko, M.G. Shulika. Optimization of Axially Symmetric Drift Tube Geometry // *Problems of Atomic Science and Technology. Series «Nuclear-Physics Researches»* (39). 2001, №5, p.111-113.
2. С.И. Молоковский, А.Д. Сушков. *Интенсивные электронные и ионные пучки*. М.: «Энергоатомиздат». 1991, с.304.
3. Е.В. Гусев, С.Ю. Кривуля, Н.Г. Шулика и др. Исследование ускоряющей структуры ускорителя дейтронов МЛУД-3 // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования»*. 1989, №5(5), с.37-39.
4. О.С. Милованов, Н.П. Собенин. *Техника сверхвысоких частот*. М.: «Атомиздат». 1980, с.464.
5. Г.А. Брызгалов, Е.В. Гусев, С.Ю. Кривуля и др. Автоматизированные измерительные комплексы для исследования СВЧ-параметров нерегулярных ускорительных структур // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: «Техника физического эксперимента»*. 1986, №2(28), с.50-52.
6. Е.В. Гусев, С.Ю. Кривуля, Н.Г. Шулика и др. Особенности распределения напряженностей полей в резонансных структурах линейных малогабаритных ускорителей // *УФЖ*. 1988, т.33, №6, с.813-817.

Статья поступила в редакцию 20.10.2009 г.

EXPERIMENTAL TESTING OF ELECTRIC FIELD SIMULATION IN ACCELERATING STRUCTURE

Ye.V. Gussev, P.O. Demchenko, M.G. Shulika

The comparative analysis results of experimental measurements and numerical simulation of electric fields in an accelerating structure of an operating deuteron linac (MLUD-3) are presented. To calculate electric field strength distribution between drift tubes of the structure was used the integral equations code developed earlier. Experimental electric field measurements were carried out using "a small disturbing body method". The test results have confirmed adequacy of used simulation code for calculation of electric fields in resonance accelerating structures on a standing wave when the length of an accelerating period is much less than a wave length.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ТЕСТУВАННЯ ЧИСЕЛЬНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛІВ В ПРИКОРЮЮЧІЙ СТРУКТУРІ

Є.В. Гусєв, П.О. Демченко, М.Г. Шулика

Надано результати порівнювального аналізу даних експериментальних вимірювань та чисельного моделювання розподілу електричних полів у прискорюючій структурі діючого лінійного прискорювача дейтронів МЛУД-3. Для розрахунку розподілу напруженості поля між трубками дрейфу було використано раніше розроблений чисельний код на основі метода інтегральних рівнянь. Вимірювання електричних полів було зроблено методом "малого збурюючого тіла". Результати досліджень свідчать про адекватність чисельної моделі розрахунку полів у резонансному прискорювачі на стоячій хвилі, якщо довжина прискорюючого періоду значно менше довжини хвилі.