К ТЕОРИИ ТЕМ-РУПОРА С ПУЧКОВЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Ю.В. Кириченко, Ю.Ф. Лонин, И.Н. Онищенко
Национальный научный центр « Харьковский физико-технический институт»
Харьков, Украина

Рассмотрена теоретическая модель пучкового возбуждения ТЕМ-рупора при генерации СШП-сигнала ультракоротким сильноточным релятивистским пучком, при возбуждении изолированной спиральной антенны сильноточным релятивистским пучком наносекундной длительности. Рассматривается бесконечная вдоль оси *x* достаточно толстая идеально проводящая полоса шириной *L*. На краю этой полосы при *z=0* имеется заряд с известной зависящей от времени плотностью *ρ(t)*. Предполагается, что *ρ(t)* достаточно быстро убывает при *t* →∞ и *t* →-∞. Приводится численный анализ нормированной диаграммы направленности.

PACS: 52.40.Fd

ВВЕДЕНИЕ

Получение несинусоидальных (СШП-сверхширокополосных) импульсных сигналов является актуальной проблемой современной релятивистской электроники. Такие импульсы находят широкое применение в современных системах радиолокации и радиосвязи [1]. Они могут быть использованы для подпочвенного зондирования, изучения воздействия мощных СШП электромагнитных импульсов (ЭМИ) на объекты естественного и искусственного происхождения и ряда других приложений.

Методы генерации мощных СШП-сигналов, основанных на традиционных схемах преобразования кинетической энергии интенсивных релятивистских электронных пучков в энергию электромагнитного поля (ЭМП), характерны достаточно низкой эффективностью (КПД) [2-4]. В середине 80-х годов были исследованы возможности повышения эффективности генерации в коаксиальной конструкции [5] и позже в [6-7] показано достаточно эффективное возбуждение излучающих систем за счет энергии, запасенной в Marx-генераторе при прямом преобразовании ее в энергию ТЕМ-волны при возбуждении ТЕМ-рупора.

Интерес к ТЕМ-рупорной антенне связан прежде всего с разработкой сверхширокополосных антенн (СШП) [8-11], которые наряду с конструктивной простотой обладают очень широким спектром. На Рис.1 представлена ТЕМ-рупорная антенна и схема предварительных (возможных) экспериментов.

Рис.1. Схема экспериментальных исследований

ТЕМ-рупор представляет собой систему из двух трапецеидальных медных пластин, расположенных под углом 30° друг к другу. Минимальный поперечный размер пластин 4 см, максимальный − 40 см. Длина пластин 2 м, размеры раскрыва рупора 40× 40 см. ИРЭП с энергией 500 кВ и током до 10 кА через коллектор подавался на верхний электрод расходящейся полосовой линии. Нижний электрод заземлен. В качестве приемной антенны (6) использован аналогичный ТЕМ-рупор. Ток, текущий по поверхности верхней пластины, создает излучаемое рупором электромагнитное поле. Возбуждение ТЕМ-антенны происходит электронным пучком, формируемым в катод-анодном промежутке ускорителя (поз.1-2, Рис.1), который падает на коллектор (3), соединенный с одной из пластин ТЕМ-рупора (5) − другая заземлена. Ток пучка регистрируется поясом Роговского (4).

В настоящей работе рассмотрена теоретическая модель, геометрия которой представлена на Рис.2.

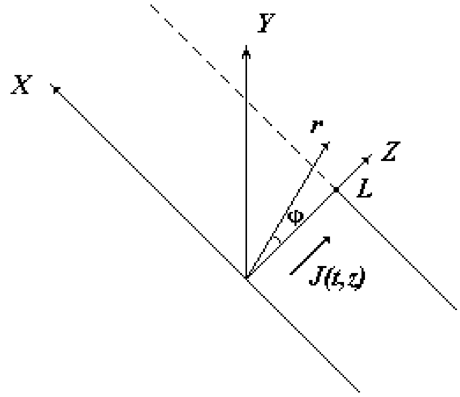

Рис.2. Геометрия теоретической модели

Рассмотрим бесконечную вдоль оси x достаточно толстую идеально проводящую полосу шириной *L*. На краю этой полосы при z=0 имеется заряд с известной зависящей от времени плотностью $\rho(t)$. Предполагается, что $\rho(t)$ достаточно быстро убывает при $t \to \infty$ и $t \to -\infty$. Заряд растекается в направлении оси z, образуя поверхностный ток, который в силу однородности по оси x имеет вид

$$j(t,y,z) = e_z j(t,z)\delta(y). \quad (1)$$

Ток (1) создает векторный потенциал с единственной z-й компонентой, Фурье-преобразование которой определяется формулой

$$A_z(\omega,y,z) = = i\frac{1}{4}\int_0^L dz' j(\omega,z')H_0^{(1)}\left(k\sqrt{y^2+(z-z')^2}\right), \quad (2)$$

где $k=\omega/c$, $j(\omega,z)$ − Фурье-преобразование функции $j(t,z)$, $H_0^{(1)}$ − функция Ганкеля 1-го рода (зависимость от времени предполагается в виде $\exp(-i\omega t)$).

В дальней зоне электромагнитное поле, соответствующее векторному потенциалу (2), имеет следующие Фурье-компоненты:

$$H_x(\omega, r, \varphi) \approx -\sqrt{\frac{k}{8\pi}}\, e^{i\left(kr-\frac{\pi}{4}\right)} \frac{\sin\varphi}{\sqrt{r}} I(\omega, \varphi), \quad (3)$$

$$E_y(\omega, r, \varphi) \approx W\sqrt{\frac{k}{8\pi}}\, e^{i\left(kr-\frac{\pi}{4}\right)} \frac{\sin\varphi\, \cos\varphi}{\sqrt{r}} I(\omega, \varphi), (4)$$

$$E_z(\omega, r, \varphi) \approx -W\sqrt{\frac{k}{8\pi}}\, e^{i\left(kr-\frac{\pi}{4}\right)} \frac{\sin^2\varphi}{\sqrt{r}} I(\omega, \varphi), (5)$$

$$I(\omega, \varphi) = \int_0^L dz' j(\omega, z') \exp\left(-ikz' \cos\varphi\right) \quad (6)$$

где $W = 120\pi$ Ом, r, φ -полярные координаты в плоскости (z, y) (см. Рис.2). Приравнивая компоненту E_z электрического поля (5) нулю на поверхности проводника, получаем следующее интегральное уравнение для $j(\omega, z)$:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right) \times$$

$$\times \int_0^L dz' j(\omega, z') H_0^{(1)}(k|z - z'|) = 0, \quad 0 \le z \le L. \quad (7)$$

Уравнение (7) надо дополнить граничными условиями, соответствующими условиям эксперимента:

$$\left.\frac{\partial j(\omega, z)}{\partial z}\right|_{z=0} = i\omega\rho(\omega), \quad j(\omega, z)\big|_{z=L} = 0, \quad (8)$$

где $\rho(\omega)$ - Фурье-преобразование функции $\rho(t)$.

Ядро интегрального уравнения (7) содержит логарифмическую особенность.

Физически это означает, что векторный потенциал на поверхности полосы в точке $z = z'$ в основном определяется токами вблизи этой точки, то есть зависимость векторного потенциала от тока локальна. Благодаря этому основной вклад в интеграл (7) дает малая окрестность $z - \Delta L \le z' \le z + \Delta L$. Поэтому справедливо соотношение

$$\int_0^L dz' j(\omega, z') H_0^{(1)}(k|z - z'|) \approx j(\omega, z) \times$$

$$\times \int_{z-\Delta L}^{z+\Delta L} dz' H_0^{(1)}(k|z - z'|), \quad (9)$$

где
$$k\Delta L << 1. \quad (10)$$

Поскольку особенность функции $H_0^{(1)}$ является интегрируемой, правая часть равенства (9) конечна. Таким образом, общее решение уравнения (7) имеет вид

$$j(\omega, z) = c_1 e^{ikz} + c_2 e^{-ikz}, \quad (11)$$

где c_1, c_2 находятся из условий (8). Второе слагаемое в (11) описывает волну, отраженную от края пластины при $z = L$. В окончательном виде получаем

$$j(\omega, z) = ic\rho(\omega) \frac{\sin k(z - L)}{\cos kL}. \quad (12)$$

Соотношения (3-6,12) позволяют найти вектор Пойнтинга. Интегрируя его по времени в пределах $-\infty < t < \infty$, находим угловое и спектральное распределение энергии излучения

$$\frac{d^2 E_i}{d\omega\, d\varphi} = \frac{Wc^2}{2\pi}|\rho(\omega)|^2 \cdot \frac{1 - 0.5\sin^2(kL)\sin^2(\varphi) - \cos(kL)\cos(kL\cos\varphi) - \cos\varphi\, \sin kL \sin(kL\cos\varphi)}{\sin^2(\varphi)\, k\cos^2(kL)}, \quad (13)$$

где E_i – энергия излучаемой волны, приходящаяся на единицу длины по оси x. Первый множитель, зависящий от $\rho(\omega)$, определяет спектральный состав излучения, а второй - его угловое распределение. Последний обращается в бесконечность при условии

$$kL = \frac{\pi(2n+1)}{2} \text{ или } \lambda_n = \frac{4L}{2n+1}, \quad n = 0, 1, 2 \ldots \quad (14)$$

Физически это означает, что такая антенна излучает преимущественно волны с длиной, равной λ_n. Если учесть конечную проводимость металла антенны в импедансном приближении, то в знаменателе формулы (13) произойдет замена

$$\cos^2(kL) \to \frac{1}{2}\left(\cos(2kL) + ch(2kL\delta)\right),$$

$$\delta = \frac{\pi\Delta^0}{8|\ln k\Delta L|\Delta L} << 1, \quad (15)$$

где Δ^0 – толщина скин-слоя. После такой замены угловое распределение излучения всегда будет конечным и иметь максимумы при $\lambda \approx \lambda_n$. Следовательно, для нахождения нормированных диаграмм направленности достаточно воспользоваться формулой (13). Отметим, что длины резонансных волн λ_n зависят от геометрии задачи и не зависят от $\rho(t)$, то есть от способа возбуждения антенны. Таким образом, данная антенна ведет себя подобно резонатору.

Прежде всего отметим, что диаграмма направленности, определяемая соотношением (13) симметрична относительно угла $\varphi = \pi/2$ (Рис.2). Поэтому достаточно рассмотреть углы $\varphi < \pi/2$. Излучение отсутствует при $\varphi = 0$.

Численный анализ нормированной диаграммы направленности, основанный на формуле (13), проведен при $L = 2$ м. При этом максимальное значение длины резонансной волны равно 8 м. На Рис.3 представлены нормированные диаграммы направленности для трех значений λ_n: 1.0 см, 1.95 дм, 1.14 м. Каждая кривая характеризуется резко выраженным максимумом и несколькими незначительными боковыми лепестками. Излучение волн направленно в основном под малыми углами φ. Заземленная проводящая пластина, расположенная под некоторым углом к пластине с током (Рис.1), отсекает эти лепестки и излучение под углом $\varphi > \pi/2$.

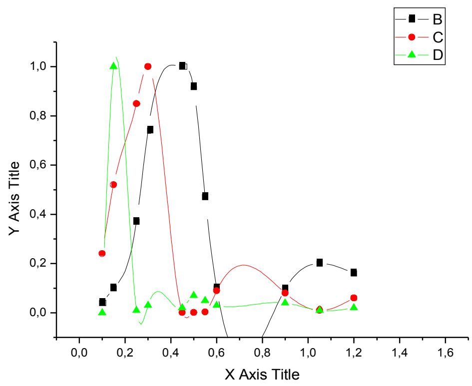

Рис.3. Нормированные диаграммы направленности

Направление излучения в нашей модели ТЕМ-рупора сильно зависит от длины излучаемой волны. Спектр излучаемых волн имеет резонансный характер, о чем говорилось выше. Кроме того, при уменьшении длины волны диаграмма направленности сужается, а число боковых лепестков возрастает (Рис.3). Эти особенности излучения характерны для узкополосных антенн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х.Ф. Хармут. *Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи.* М.: «Радио и связь».1985, с.376.
2. А.С. Сулакшин // *ЖТФ.* 1983, т.53, вып.11, с.56.
3. А.Н. Диденко, Ю.Г. Юшков. *Мощные СВЧ-импульсы наносекундной длительности.* М.: «Энергоатомиздат». 1984.
4. С.Б. Блудов, Н.И. Гадецкий, И.И. Магда, Ю.Ф. Лонин и др. // *Физика плазмы.* 1994, т.20, №7-8, с.712-718.
5. M. Friedman, J. Krall, J.J. Lau, V. Serlin // *Rev. Soc. Instr.* 1990, v.61, №1, p.171.
6. К.П. Грачев, Н.Н. Грицов, И.И. Есаков, К.В. Ходотаев // *Радиотехника и электроника* 1994, вып.12, с.2044-2049.
7. Charles Gilman, S.K. Lam, J.T.Naff, et al. Proc. of the 12-th IEEE International Pulsed Power Conference, Monterey, California, 1999, v.2, p.1437.
8. *Сверхширокополосные антенны.* / Под ред. Л.С. Бененсона. М: «Мир». 1964, с.416.
9. В. Рамзей. *Частотно независимые антенны.* М: «Мир». 1968, с.175.
10. Ю.А. Андреев, Ю.И. Буянов, В.И. Кошелев. Комбинированная антенна с расширенной полосой пропускания // *Радиотехника и электроника.* 2005, т.50, №5, с.585-594.

TO THE THEORY OF A TEM-HORN WITH BEAMS EXCITATION

Yu.V. Kiritchenko, Yu.F. Lonin, I.N. Onishchenko

In operation the theoretical model of beams excitation of a TEM-horn surveyed, at generation of a UWB-signal by a ultrashort high-current relativistic beams. At excitation of the isolated helical antenna by a high-current relativistic beams of nanosecond duration. Infinite is considered lengthwise axis x a thick enough theoretically carrying out bar of width L. On edge of this bar at z=0 there is a charge with known time-dependent density ρ (t). It is supposed, what ρ (t) fast enough decreases at t→∞ and t→-∞. The numerical analysis of a normalized directional diagram is reduced.

ДО ТЕОРІЇ ТЕМ-РУПОРА З ПУЧКОВИМ ЗБУДЖЕННЯМ

Ю.В. Кириченко, Ю.Ф. Лонін, І.М. Онищенко

Розглянута теоретична модель пучкового збудження ТЕМ-рупора при генерації СШП-сигнала ультракоротким потужнострумовим релятивістським пучком. при порушенні ізольованої спіральної антени потужнострумовим релятивістським пучком наносекундной тривалості. Розглядається нескінченна уздовж осі x досить товста ідеально провідна смуга шириною L. На краю цієї смуги при z=0 є заряд з відомої залежної від часу щільністю ρ(t). Передбачається, що ρ(t) досить швидко убуває при t →∞ і t →-∞. Приводиться чисельний аналіз нормованої діаграми спрямованості.