

05:09

Анализ потерь в прямоугольной многослойной управляемой структуре с диэлектрическим заполнением

© А.Д. Канарейкин, И.Л. Шейнман

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет

E-mail: isheinman@yandex.ru

В окончательной редакции 21 июня 2006 г.

Рассмотрен фактор диэлектрических и индукционных потерь в прямоугольной ускоряющей структуре с многослойным диэлектрическим заполнением, причем один из слоев керамики обладает сегнетоэлектрическими свойствами, что допускает управление частотным спектром волновода при вариации диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика. Показано, что введение дополнительного слоя диэлектрика с низкой диэлектрической проницаемостью между слоем сегнетоэлектрика и металлической оболочкой позволяет добиться снижения потерь энергии в волноводе при сохранении требуемой управляемости частотным спектром. Представлены результаты расчетов добротности и групповой скорости ускоряющей TM_{01} моды управляемой прямоугольной структуры. Также отмечено, что введение дополнительного слоя при увеличении добротности волновода приводит и к нежелательному увеличению групповой скорости ускоряющей моды структуры.

PACS: 77.22.Jm, 7.84.Lf

Методы, основанные на концепции кильватерного ускорения в структурах с диэлектрическим заполнением, в настоящее время являются одними из наиболее перспективных в смысле возможности создания высокоградиентных ускоряющих структур для будущего поколения линейных коллайдеров. Эти структуры, являющиеся объектом интенсивного изучения в последние годы, могут быть возбуждены как сильноточным электронным пучком, так и внешним источником мощного СВЧ-излучения. При кильватерном методе ускорения сильноточный (как правило, 20–80 нС), короткий (1–4 мм) ведущий электронный ступок, движущийся в вакуумном канале диэлектрического волновода, заключенного в проводящую металлическую оболочку, генерирует TM_{01} моду излучения Вавилова–Черенкова, которое используется для

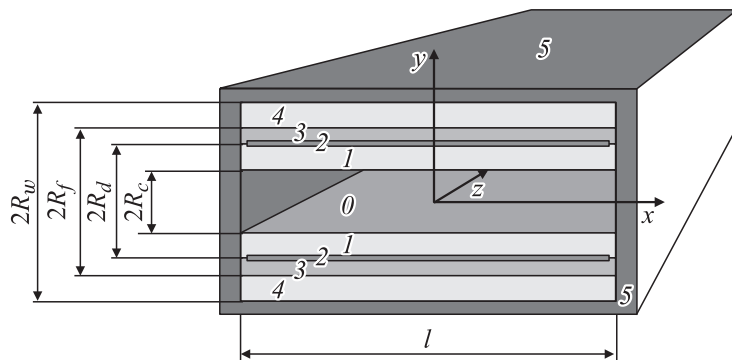


Рис. 1. Перестраиваемая прямоугольная ускоряющая структура с многослойным диэлектрическим заполнением: 0 — вакуумный канал, 1 — высокодобротная диэлектрическая керамика, 2 — тонкий (по сравнению с длиной волны) управляющий электрод, 3 — сегнетоэлектрический слой, 4 — теплопроводящий материал, 5 — металлическая оболочка.

ускорения электронного сгустка высоких энергий, движущегося за ведущим сгустком на расстоянии, соответствующем ускоряющей фазе волны. Настоящая работа посвящена анализу возможности уменьшения влияния диэлектрических и индукционных потерь на излучение Вавилова—Черенкова, генерируемое электронным сгустком в прямоугольном волноводе с многослойным диэлектрическим заполнением.

В работах [1,2] проведен анализ структуры кильватерных полей и устойчивости пучка в плоском бесконечно широком волноводе с диэлектрическим заполнением при наличии вакуумного зазора. В работе [3] анализ кильватерных полей, а также индукционных потерь в металлической оболочке проводился применительно к однослойной диэлектрической структуре с вакуумным каналом прямоугольной геометрии. В работе [4] приведена экспериментальная демонстрация прямоугольной управляемой структуры с двухслойным заполнением (диэлектрик с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 10$ и сегнетоэлектрик с $\epsilon = 500$), причем максимальный наблюдаемый сдвиг частоты составил 160 МГц для ускоряющей TM_{01} моды с частотой 11.424 GHz.

Введение сегнетоэлектрического слоя 3 между диэлектрическими керамическими пластинами 1 и металлической окружающей оболочкой 5 в прямоугольный волновод (рис. 1) приводит к возможности

управления его частотным спектром. Электрод 2 служит для приложения внешнего управляющего сегнетоэлектриком поля.

Наличие расположенного между диэлектриком и металлической оболочкой сегнетоэлектрического слоя с высоким значением диэлектрической проницаемости ϵ и относительно большим тангенсом угла диэлектрических потерь приводит как к возрастанию доли энергии, рассеиваемой в сегнетоэлектрическом слое, так и к дополнительным индукционным потерям в металлической оболочке структуры.

Последний факт вызван резким ростом тангенциальной компоненты напряженности магнитного поля на поверхности металлической оболочки волновода, вызванного относительно высокими значениями диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика. В итоге вклад сегнетоэлектрических и индукционных потерь в общие потери энергии в системе оказывается определяющим, и потери резко нарастают с ростом диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика, что лимитирует допустимую толщину сегнетоэлектрического слоя и ограничивает возможности оперативной регулировки частоты ускоряющей структуры с диэлектрическим заполнением.

Применение многослойной керамико-сегнетоэлектрической технологии для создания волноводов подсказывает идею снижения величины магнитного поля на границе с металлической оболочкой посредством введения дополнительного диэлектрического слоя 4 с низким значением ϵ между сегнетоэлектриком 3 и металлом 5 [5]. В этой связи наибольшее снижение магнитной составляющей поля и джоулевых потерь в металле было бы достигнуто при использовании волновода с вакуумным зазором, прилегающим к металлической поверхности. Однако введение вакуумного зазора порой сопряжено с рядом технологических трудностей, и, кроме того, наличие вакуумного зазора позволяет осуществлять теплообмен сегнетоэлектрика с оболочкой только в торцах слоя, что приводит к дополнительному нагреву при высоких частотах повторения импульса и соответственно к нежелательному сдвигу частоты ускоряющей моды структуры. Таким образом, в качестве дополнительного внешнего слоя целесообразно использовать диэлектрик с низким значением ϵ и с высоким значением коэффициента теплопроводности для отвода тепла от сегнетоэлектрического слоя.

На основе решения полученных из системы уравнений Максвелла уравнений Гельмгольца, дополненных граничными условиями, были получены выражения для кильватерных полей, создаваемых пространственно распределенным (трехмерным гауссовым) релятивистским

электронным сгустком в многослойном прямоугольном волноводе:

$$E_z(x, y, \xi) = \sum_{n,m=0}^{\infty} E_{z m,n}(x, y, k_{n,m}) \cos\left(\frac{k_{n,m}}{\beta}(z - Vt)\right), \quad (1)$$

$$H_z(x, y, \xi) = \sum_{n,m=0}^{\infty} H_{z m,n}(x, y, k_{n,m}) \cos\left(\frac{k_{n,m}}{\beta}(z - Vt)\right), \quad (2)$$

где $k_{n,m}$ — корни дисперсионных уравнений, $E_{z m,n}(x, y, k_{n,m})$ и $H_{z m,n}(x, y, k_{n,m})$ — коэффициенты рядов, определяемые согласно граничным условиям и параметрам сгустка. Остальные компоненты полей \mathbf{E} и \mathbf{H} могут быть получены из уравнений Максвелла.

Тогда суммарная мощность диэлектрических потерь энергии в сегнетоэлектрике и диэлектрике, а также джоулевых потерь, связанных с наведением индукционных токов в металлической оболочке, может быть представлена как

$$P_s = \omega \varepsilon_1 \tan \delta_1 \int_{V_1} \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{E}} dV + \omega \varepsilon_2 \tan \delta_2 \int_{V_2} \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{E}} dV + \omega \varepsilon_3 \tan \delta_3 \int_{V_3} \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{E}} dV + \frac{1}{2\sigma_m \Delta s_m} \oint H_\tau^2 ds, \quad (3)$$

где $\varepsilon_1, \tan \delta_1, V_1; \varepsilon_2, \tan \delta_2, V_2$ и $\varepsilon_3, \tan \delta_3, V_3$ — диэлектрические проницаемости, тангенсы углов диэлектрических потерь и объемы диэлектрика, сегнетоэлектрика и термопроводящего слоя соответственно, H_τ — касательная компонента напряженности магнитного поля на границе с проводником площади S_m , причем глубина скин-слоя $\Delta = c/\sqrt{2\pi\omega\mu\sigma_m}$ определяется частотой электромагнитного поля ω и проводимостью металла σ_m , точка означает комплексное сопряжение.

Добротность волновода может быть найдена как $Q = (\omega W)/P_s$, где

$$W = \frac{1}{2} \left(\int_{V_1} \varepsilon_1 \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{E}} dV + \int_{V_2} \varepsilon_2 \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{E}} dV + \int_{V_3} \varepsilon_3 \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{E}} dV + \int_{V_1} \mu_1 \mathbf{H} \cdot \dot{\mathbf{H}} dV + \int_{V_2} \mu_2 \mathbf{H} \cdot \dot{\mathbf{H}} dV + \int_{V_3} \mu_3 \mathbf{H} \cdot \dot{\mathbf{H}} dV \right)$$

— полная запасенная в волноводе энергия.

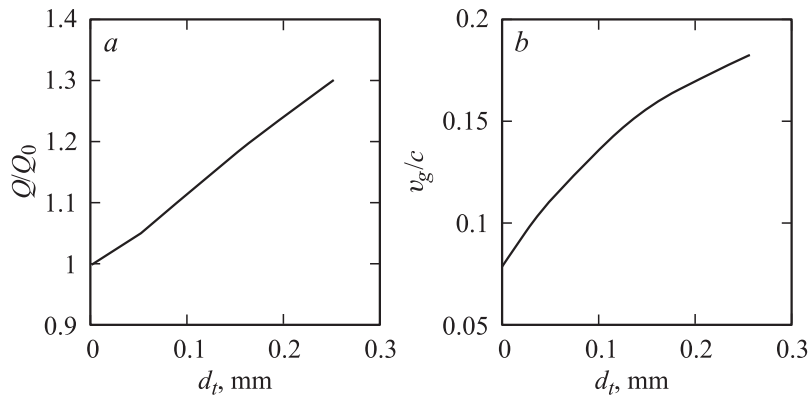


Рис. 2. Зависимости характеристик многослойной структуры с заполнением от толщины внешнего теплопроводящего слоя d_t : a — относительная добротность, b — групповая скорость.

Другим параметром волновода, определяющим эффективность кильватерного ускорения, является групповая скорость. Учитывая локальное соотношение $\mathbf{\Pi} = \mathbf{E} \times \dot{\mathbf{H}} = v_g w$, где $\mathbf{\Pi}$ — вектор Пойнтинга, w — объемная плотность энергии электромагнитного поля в волноводе, после интегрирования по объему волновода для групповой скорости волновода получаем $v_g = \frac{(\int_V \mathbf{E} \times \dot{\mathbf{H}} dV)}{W}$.

Расчеты групповой скорости и добротности были проведены для волновода, соответствующего параметрам кильватерного ускорителя Аргоннской национальной лаборатории [4,6,7]. Результаты расчетов указанной многослойной диэлектрической структуры для $f = 11.424$ GHz, $l = 2.3$ cm, $R_w = 0.5$ cm, $\epsilon_1 = 9.8$, $\epsilon_2 = 400 \dots 500$, $\epsilon_3 = 4.4$, $\tan \delta_1 = 1 \cdot 10^{-4}$, $\tan \delta_2 = 5 \cdot 10^{-3}$, $\tan \delta_3 = 1 \cdot 10^{-4}$, $\delta f = 3\%$ показаны на рис. 2.

Из рис. 2, a видно, что при сохранении постоянной управляемости частотным спектром $\delta f = 3\%$, введение внешнего теплопроводящего слоя приводит к относительно небольшому снижению потерь и увеличению добротности прямоугольного волновода до 25%. В то же время дополнительный слой оказывает влияние на величину групповой скорости кильватерных волн в волноводе, приводя к ее увеличению (рис. 2, b). Рост групповой скорости является нежелательным факто-

ром при разработке ускорительных структур, и, следовательно, поиск компромисса между величиной потерь на излучение в структуре и требуемой величиной групповой скорости ускоряющей моды будет определять как конкретные геометрические параметры волновода, так и диэлектрические свойства используемых материалов.

Таким образом, анализ фактора потерь в многослойной прямоугольной ускорительной структуре, обладающей возможностью управления частотным спектром, показывает, что добротность структуры может быть значительно увеличена при введении дополнительного диэлектрического слоя между управляющим слоем сегнетоэлектрика и металлической оболочкой волновода. Дополнительный внешний слой диэлектрика с относительно малым значением диэлектрической проницаемости позволяет уменьшить как диэлектрические потери в объемном заполнении волновода, так и индукционные потери в металлической оболочке, вносящие определяющий вклад в общие потери мощности в подобных структурах. Указанный способ открывает дальнейшие перспективы исследований частотно-управляемых диэлектрических волноводных структур, предложенных для реализации метода кильватерного ускорения, и их возможного применения в проектах ускорителей высоких энергий.

Работа поддержана грантом № 06-02-16442-а Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] *Schoessow P.V., Rosenzweig J.B.* // Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference. New York, 1999. P. 3624–3626.
- [2] *Tremaine A., Rosenzweig J., Schoessow P., Gai W.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. P. 7204.
- [3] *Liling Xiao, Wei Gai, Xiang Sun* // Physical Review E. 2001. V. 65. P. 1–9.
- [4] *Kanareykin A., Gai W., Power J.* et al. // Proceedings Particle Accelerator Conference, PAC-2005. P. 3529–3532.
- [5] *Jing C.-J., Kanareykin A., Gai W., Liu W., Power J.G.* // Proceedings Particle Accelerator Conference, PAC-2005. P. 1592–1594.
- [6] *Альтмарк А.М., Канарейкин А.Д., Шейнман И.Л.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 1. С. 89–97.
- [7] *Шейнман И.Л., Канарейкин А.Д., Альтмарк А.М.* // Региональная XI конференция по распространению радиоволн. Тез. докл. СПб.: ВВМ, 2005. С. 102–104.