

02;10

Управление частотным спектром в кильватерных волноводных структурах

© А.Д. Канарейкин, И.Л. Шейнман, А.М. Альтмарк

С.-Петербургский государственный электротехнический университет
E-mail: lab@physics.etu.spb.ru

Поступило в Редакцию 12 апреля 2002 г.

Рассматривается возможность управления частотным спектром излучения Вавилова–Черенкова в ускорительной волноведущей структуре с помощью внешнего слоя сегнетоэлектрика. Уменьшение диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика под действием внешнего электростатического поля ведет к увеличению частоты кильватерного поля излучения релятивистского электронного сгустка. Рассчитаны параметры слоя сегнетоэлектрика, исходя из требуемого диапазона регулировки частоты кильватерного поля и допустимой мощности потерь в волноведущей системе.

Новый метод кильватерного ускорения заряженных частиц, использующий кильватерные поля за проходящими через диэлектрическую волноведущую структуру электронными сгустками, в настоящее время является объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [1]. Комплексное изучение кильватерного метода ускорения в диэлектрических волноводах проводится в СПбГЭТУ совместно с Аргоннской национальной лабораторией.

Кильватерное ускорение предполагает систему передачи энергии от сильноточного электронного сгустка к слаботочному сгустку высоких энергий. Сильноточные электронные сгустки малых энергий возбуждают в волноводной среде черенковскую электромагнитную волну с продольной компонентой электрического поля до 100 MV, которая используется для ускорения последующего слаботочного сгустка.

Одним из распространенных типов диэлектрических волноводов [1,2] является однослойный волновод, представляющий собой диэлектрическую трубку с внутренним вакуумированным каналом радиуса R_c (для пролета сгустков). Внешняя сторона диэлектрической трубки радиуса R_w металлизируется. Важнейшим требованием к волноведущей структуре кильватерного ускорителя является минимизация потерь

электромагнитной энергии в материале волновода. Для этого в качестве диэлектрика используются высокочастотные керамические материалы с тангенсом угла диэлектрических потерь, не превышающим $5 \cdot 10^{-5}$ ($\operatorname{tg} \delta \leq 5 \cdot 10^{-5}$), добротность $Q \cdot f = 10^5$ на частоте 10 GHz. Диэлектрическая проницаемость материала ϵ_1 определяется типом структуры и может лежать в широком диапазоне от 4 до 36 единиц [1].

Удовлетворение фазовым соотношениям (необходимость держать слаботочный сгусток в ускоряющей фазе волны) требует соблюдения жестких допусков на параметры волноведущей структуры и позиционирование сгустков. Изменение диэлектрической проницаемости волноведущей системы позволило бы оперативно регулировать фазовые соотношения волна–сгусток и обеспечить наиболее выгодные энергетические условия для ускорения. Проблема решается созданием системы управления частотным спектром волновода с помощью нанесения сегнетоэлектрической пленки на внешнюю сторону диэлектрического волновода.

Целью настоящей работы является исследование с помощью численного моделирования двухслойного волновода, в котором имеется дополнительный слой сегнетоэлектрика между диэлектриком, с внешним радиусом R_d и металлической оболочкой радиуса R_w . Управление спектром в данном волноводе может осуществляться изменением диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика ϵ_2 при воздействии на него внешним электрическим полем. Другими словами, появляется возможность оперативно влиять на спектр кильватерного поля во время эксперимента.

Выражения для ускоряющего и отклоняющего кильватерных полей, создаваемых точечным релятивистским электронным сгустком в вакуумированном канале диэлектрического волновода, могут быть получены из уравнений Максвелла и граничных условий в волноводе:

$$E_z(\xi, r) = \sum_{n=1}^{\infty} E_{zn}(f_n, r) \cos\left(\frac{2\pi f_n \xi}{c}\right), \quad (1)$$

$$E_r(\xi, r) = \sum_{n=1}^{\infty} E_{rn}(f_n, r) \sin\left(\frac{2\pi f_n \xi}{c}\right), \quad (2)$$

где $\xi = z - vt$ — расстояние за сгустком; v — скорость движения сгустка; c — скорость света в вакууме; f_n — собственные частоты

волновода, зависящие от его геометрических размеров и диэлектрических проницаемостей диэлектрика ϵ_1 и сегнетоэлектрика ϵ_2 ; $E_{zn}(f_n, r)$, $E_{rn}(f_n, r)$ — коэффициенты рядов, зависящие от геометрии волновода, диэлектрических проницаемостей (ϵ_1 и ϵ_2) и заряда сгустка q .

Реальные сгустки имеют распределение заряда в пространстве, которое в большинстве случаев описывается нормальным законом распределения. Поле гауссова сгустка можно определить, взяв интеграл-свертку поля точечного заряда (1), (2) с распределением заряда в сгустке $p(\xi)$:

$$F_{z,r}(r, \xi) = \int_{-\infty}^{\xi} p(s) \cdot E_{z,r}(r, s - \xi) \cdot ds. \quad (3)$$

Амплитудно-частотная характеристика зависит от длины сгустка таким образом, что увеличение длины сгустка ведет к подавлению высокочастотных мод. При длине сгустка, равной 0.4 см, для волновода с параметрами $R_c = 0.5$ см, $R_d = 0.7$ см в результирующем поле необходимо учитывать вклад самой низкочастотной первой моды.

В качестве сегнетоэлектрика может быть использована легированная 1%-ным марганцем пленка твердого раствора титаната бария-титаната стронция ($(\text{Ba}_{0.6}, \text{Sr}_{0.4})\text{TiO}_3$) на рабочей температуре 300 К. Такой состав допускает регулировку диэлектрической проницаемости ϵ_2 на частоте 10 GHz в пределах от 800 при тангенсе угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta \approx 2 \cdot 10^{-3}$ до 1820 при $\text{tg } \delta \approx 6 \cdot 10^{-3}$, что соответствует вариации управляющего электростатического поля от $4 \cdot 10^6$ В/м до нуля [3]. Увеличение напряженности управляющего электростатического поля до 10^7 В/м снижает диэлектрическую проницаемость ϵ_2 до 365. При толщине сегнетоэлектрической пленки $100 \mu\text{m}$ (в отличие от исследованной в [3] пленки толщиной $1 \mu\text{m}$) возможно некоторое увеличение тангенса угла диэлектрических потерь из-за неоднородностей структуры пленки. В связи с этим в представленных ниже зависимостях энергетических потерь значение $\text{tg } \delta$ принято равным $2 \cdot 10^{-2}$ при $\epsilon_2 = 1800$, 10^{-2} при $\epsilon_2 = 800$ и $5 \cdot 10^{-3}$ при $\epsilon_2 = 400$.

На рис. 1 представлена зависимость основной частоты кильватерного поля сгустка от диэлектрической проницаемости ϵ_2 для трехслойного диэлектрического волновода с параметрами $R_c = 0.5$ см, $R_d = 0.7$ см для трех значений диэлектрической проницаемости материала волновода $\epsilon_1 = 5; 7; 9$. Толщина сегнетоэлектрика $h = R_w - R_d$ выбиралась

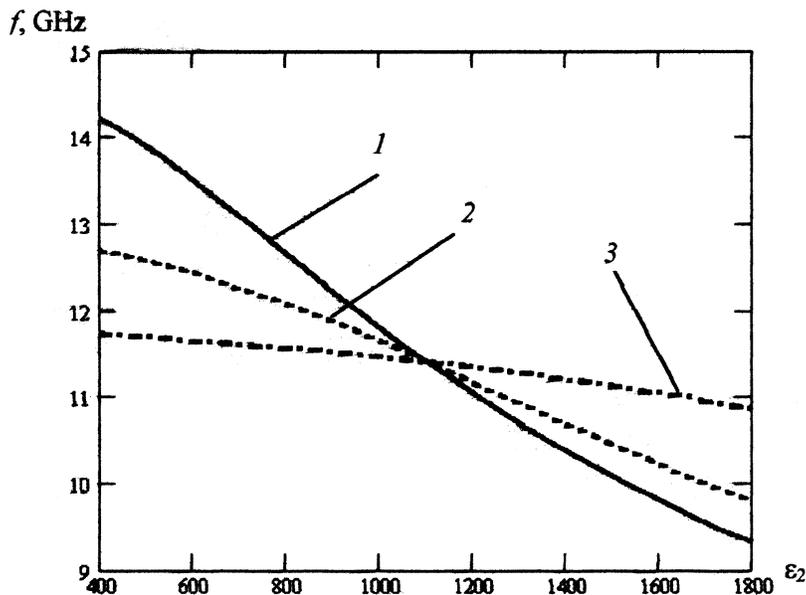


Рис. 1. Зависимость частоты кильватерного поля от диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика ϵ_2 . 1 — $\epsilon_1 = 5$, $h = 0.132$ mm; 2 — $\epsilon_1 = 7$, $h = 0.168$ mm; 3 — $\epsilon_1 = 9$, $h = 0.183$ mm.

таким образом, чтобы частота поля в середине диапазона изменения диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика ϵ_2 была бы равна 11.42 GHz — основной рабочей частоте планируемого эксперимента. Из рис. 1 видно, что мы можем варьировать частотой в пределах $\pm 25\%$ от центральной частоты кильватерного поля $f = 11.42$ GHz при $\epsilon_1 = 5$. Увеличение диэлектрической проницаемости диэлектрика ведет к снижению диапазона управляемости частоты. При выборе другого соотношения между толщинами диэлектрика и сегнетоэлектрика диапазон частотной регулировки волновода может быть значительно расширен, однако при этом резко возрастает мощность электрических потерь в системе, что ведет к ухудшению параметров ускорения.

Мощность потерь в волноводе складывается из диэлектрических потерь в диэлектрике и сегнетоэлектрике, а также магнитных по-

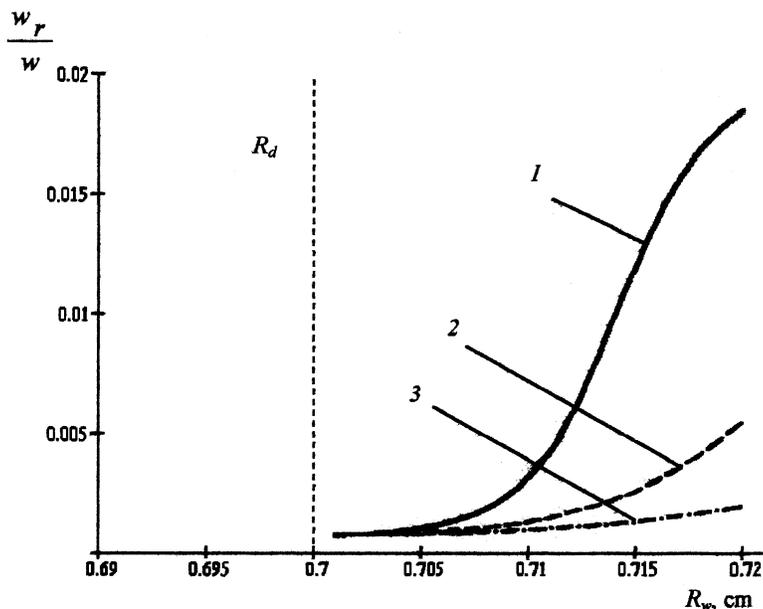


Рис. 2. Зависимость величины относительных потерь энергии от внешнего радиуса волновода: 1 — $\epsilon_2 = 1800$; 2 — $\epsilon_2 = 800$; 3 — $\epsilon_2 = 400$.

ть вследствие конечной проводимости металлической оболочки:
 $w_r = w_d + w_m$.

Для определения мощности диэлектрических потерь в волноводе производилось интегрирование удельной мощности потерь по области сегнетоэлектрика и диэлектрика: $w_d = \sigma_d \int_V \mathbf{E} \dot{\mathbf{E}} dV$. Проводимость материала σ_d определялась из условия $\text{tg } \delta = \sigma_d / (\omega, \epsilon)$, где $\text{tg } \delta$ — тангенс угла электрических потерь, ω — круговая частота. Компоненты поля \mathbf{E} были получены на основе выражений (3) для кильватерного поля за релятивистским заряженным сгустком.

Мощность потерь в проводнике находится как вещественная часть потока комплексного вектора Пойнтинга, проходящего внутрь проводника через его полную поверхность, и определяется касательной компонентой напряженности магнитного поля H_r на границе с про-

водником: $w_m = 1/(2\Delta\sigma_m) \oint_S H_r^2 ds$. Глубина скин-слоя Δ определяется частотой электромагнитного поля ω и проводимостью металла σ_m : $\Delta = \sqrt{2/(\omega\mu_0\sigma_m)}$.

На рис. 2 представлена зависимость отношения суммарной мощности потерь к запасенной мощности в волноводе от его внешнего радиуса волновода R_w при $\epsilon_1 = 9.4$. Следует отметить, что наличие сегнетоэлектрического слоя не только обуславливает рассеяние в нем значительной доли энергии, но и резко увеличивает потери в металлической оболочке. В итоге вклад магнитных потерь в общие потери энергии в системе оказывается определяющим и резко нарастает с ростом диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика. Это ведет к ограничению допустимой толщины сегнетоэлектрической пленки и ограничивает возможности оперативной частотной регулировки кильватерного волновода.

Следует иметь в виду проблему влияния высокочастотных компонентов излучения на управляемость сегнетоэлектрического пленочного слоя. Прежде всего надлежит отметить значительное уменьшение высокочастотной компоненты электрического поля в сегнетоэлектрической области волновода, что минимизирует эффект. Мы также видим решение проблемы в использовании селективных методов [4], что позволит управлять частотным спектром без какого-либо влияния ускоряющих полей.

Список литературы

- [1] *Kanareykin A.D., Sheinman I.L., Nenasheva E.A. et al. // Physics at the Turn of the 21st Century: Proceedings of the intern. conf. September 28–October 2, 1998. P. 57–58. St. Petersburg, Russia.*
- [2] *Rosing M., Gai W. // Phys. Rev. D. 1990. V. 42. N 5. P. 1829–1834.*
- [3] *Wu H.-D., Barnes F.S. // Integrated Ferroelectrics. 1998. V. 22. P. 300–305.*
- [4] *Gai W., Ching-Hung Ho // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. N 7. P. 3955–3957.*