

01;05;06;09;10

Управляемая ускорительная кильватерная структура с диэлектрическим заполнением

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

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: lab@physics.etu.spb.ru

(Поступило в Редакцию 2 ноября 2003 г. В окончательной редакции 29 июня 2004 г.)

Рассмотрена возможность управления частотным спектром излучения Вавилова–Черенкова в кильватерной ускорительной структуре с диэлектрическим заполнением с помощью внешнего слоя сегнетоэлектрика. Получены зависимости спектра и амплитуды возбуждаемого поля от диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика. Произведен расчет мощности диэлектрических потерь в сегнетоэлектрике. Показано, что потери ведут к ограничению толщины сегнетоэлектрического слоя и возможности регулировки частотного спектра волновода. Рассчитаны оптимальные параметры управляемой ускорительной структуры для кильватерного ускорителя АВА. Предложенная многослойная схема волновода в сочетании с особой конфигурацией управляющих сегнетоэлектриком электродов позволяет добиться наряду со спектральным управлением также и подавления отклоняющих электронных пучков мод волновода, что дает возможность контролировать поперечную устойчивость пучка.

Введение

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 [1–4].

Кильватерное ускорение предполагает систему передачи энергии от сильноточного электронного сгустка к сгустку высоких энергий, но малого заряда. Сильноточные электронные сгустки генерируют в ускорительной структуре электромагнитные поля с амплитудой продольной компоненты электрического поля до 100 MV/m, которая используется для ускорения последующего слаботочного сгустка [1].

В настоящей работе рассматривается ускорительная структура [1–4], представляющая собой круглый металлический волновод с диэлектрическим заполнением и внутренним вакуумированным каналом радиуса R_c для пролета сгустков. Внешняя сторона диэлектрической трубки радиуса R_w металлизируется (рис. 1). Важнейшим требованием к волноведущей структуре кильватерного ускорителя является минимизация потерь электромагнитной энергии в материале волновода. Для этого в качестве диэлектрика используются высокодобротные керамические материалы с тангенсом угла диэлектрических потерь, не превышающим $1 \cdot 10^{-4}$ ($\text{tg } \delta \leq 10^{-4}$), добротность $Qf = 10^5$ на частоте 10 GHz. Диэлектрическая проницаемость материала ϵ_1 определяется типом структуры и может лежать в широком диапазоне от 4 до 36 единиц [3,4].

Удовлетворение фазовым соотношениям (необходимость держать слаботочный сгусток в ускоряющей фазе волны) требует соблюдения жестких допусков на параметры волноведущей структуры и позиционирования сгустков. В случае ускорения ультрарелятивистских

сгустков прирост энергии пучка не сопровождается нарушением фазовых соотношений волна–сгусток. Однако по-прежнему сохраняется проблема компенсации частотных сдвигов, вызванных отклонением реальных параметров структуры от расчетных параметров, а также межсекционным согласованием волноводов ускорителя. Изменение диэлектрической проницаемости волноведущей системы позволило бы оперативно регулировать фазовые соотношения волна–сгусток и обеспечить наиболее выгодные энергетические условия для ускорения. Для кильватерной ускорительной структуры с диэлектрическим заполнением была предложена схема управления частотным спектром волновода с помощью нанесения сегнетоэлектрической пленки на внешнюю сторону диэлектрического волновода [5].

Целью настоящей работы является исследование с помощью численного моделирования двухслойного волновода, позволяющего реализовать схему управления частотным спектром, представленного на рис. 2. Отметим, что в отличие от стандартных ускорительных структур с диэлектрическим заполнением [1–4] в настоящей системе имеется дополнительный слой керамики (сегнетоэлектрика), помещенный между линейным диэлектриком с внешним радиусом R_d и металлической оболочкой радиуса R_w [6,7]. Управление спектром в данном волноводе может осуществляться изменением

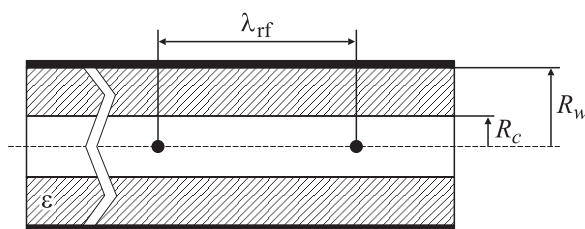


Рис. 1. Однослойный диэлектрический волновод.

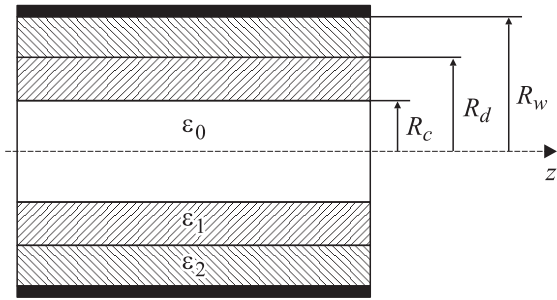


Рис. 2. Диэлектрический волновод с сегнетоэлектрическим слоем.

диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика ε_2 при воздействии на него внешним электрическим полем. Другими словами, появляется возможность в реальном времени влиять на спектр кильватерного поля во время проведения эксперимента.

Кильватерное поле (поле Вавилова–Черенкова) в диэлектрическом волноводе с сегнетоэлектрическим слоем

Вывод выражения для поля, создаваемого точечным электронным сгустком в однослойном волноводе, был проведен в работах [8–10]. Для многослойного волновода воспользуемся системой уравнений Максвелла и граничными условиями в волноводе

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \frac{4\pi en\mathbf{V}}{c}, \quad (2)$$

$$\nabla \mathbf{B} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \mathbf{D} = -4\pi en, \quad (4)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (5)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \quad (6)$$

где \mathbf{E} , \mathbf{H} — напряженности; \mathbf{D} , \mathbf{B} — индукции электрического и магнитного полей; c — скорость света в вакууме; e , n , \mathbf{V} — заряд, концентрация и скорость электронов.

Пусть точечный электронный сгусток с зарядом q движется со скоростью $V = \beta c$ вдоль цилиндрического волновода на расстоянии r_0 от его оси. Тогда концентрация электронов будет иметь вид

$$n = \frac{q}{e} \delta(z - Vt) \cdot \frac{\delta(r - r_0)}{|r - r_0|} \delta(\theta).$$

Все компоненты электрического и магнитного полей в волноводе могут быть выражены через их продольные

составляющие E_z и H_z . Для E_z и H_z уравнения Максвелла имеют вид

$$\left(\nabla^2 - \frac{\varepsilon_0}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E_z = -\frac{4\pi e}{\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon_0 \beta}{c} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n}{\partial z} \right), \quad (7)$$

$$\left(\nabla^2 - \frac{\varepsilon_0}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) H_z = 0. \quad (8)$$

Применим преобразования Фурье (9) в цилиндрической системе координат (r, θ, z) с учетом разложения всех входящих в уравнения (1)–(8) величин в ряд по номерам моды ν (в дальнейшем для упрощения записи индекс ν будем опускать)

$$E_z(r, \theta, z, t) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \exp(j\nu\theta) \times \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{z\nu}(r, \omega) \exp(j(z - Vt)\omega/V) d\omega.$$

Получим

$$n = \frac{1}{4\pi^2 V} \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \exp(j\nu\theta) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(j\xi\omega/V) n_\nu(r, \omega) d\omega = \frac{1}{4\pi^2 V} \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \exp(j\nu\theta) \times \iint \exp(j\xi\omega/V) J_\nu(\rho r) J_\nu(\rho r_0) \rho d\rho d\omega,$$

где J_ν — функция Бесселя порядка ν , $\xi = z - Vt$.

Уравнение (7) может быть записано как

$$\left(\nabla^2 - \frac{\varepsilon_0 \omega^2}{c^2} \right) E_{z\nu}(r, \omega) = \phi_\nu(r, \omega), \quad (9)$$

где

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\nu^2}{r^2},$$

$$\phi_\nu(r, \omega) = \frac{j e \omega (1 - \varepsilon_0 \beta^2)}{V^2 \pi \varepsilon_0} \int_0^\infty \rho J_\nu(\rho r) J_\nu(\rho r_0) d\rho.$$

Частное решение (9) может быть получено в виде

$$E_{z\nu}^{\text{part}}(r, \omega) = -\frac{j q \omega (1 - \beta^2)}{\pi V^2} \int_0^\infty \frac{\rho J_\nu(\rho r) J_\nu(\rho r_0)}{(\rho^2 + (\omega/c)^2 (1 - \beta^2))} d\rho.$$

Откуда путем интегрирования по ρ получаем

$$E_{z\nu}^{\text{part}}(r, \omega) = -\frac{j q \omega}{\pi V^2 \gamma^2} \times \begin{cases} I_\nu(\gamma \omega r/V) K_\nu(\gamma \omega r_0/V) & r < r_0, \\ K_\nu(\gamma \omega r/V) I_\nu(\gamma \omega r_0/V) & r \geq r_0, \end{cases}$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, I_ν и K_ν — модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда порядка ν соответственно.

Будем рассматривать случай $r \geq r_0$. Общее решение (9) имеет следующий вид:

$$E_{z\nu}^{\text{gen}} = \begin{cases} AI_\nu(\chi_0 r), & 0 \leq r \leq R_c, \\ C_1 J_\nu(\chi_1 r) + D_1 N_\nu(\chi_1 r), & R_c \leq r \leq R_d, \\ E(J_\nu(\chi_2 r) - N_\nu(\chi_2 r) \times \\ \times J_\nu(\chi_2 R_w)/N_\nu(\chi_2 R_w)), & R_d \leq r \leq R_w; \end{cases} \quad (10)$$

$$H_{z\nu}^{\text{part}} = \begin{cases} BI_\nu(\chi_0 r), & 0 \leq r \leq R_c, \\ C_2 J_\nu(\chi_1 r) + D_2 N_\nu(\chi_1 r), & R_c \leq r \leq R_d, \\ F(J_\nu(\chi_2 r) - N_\nu(\chi_2 r) \times \\ \times J_\nu(\chi_2 R_w)/N_\nu(\chi_2 R_w)), & R_d \leq r \leq R_w, \end{cases} \quad (11)$$

где

$$\chi_0 = k \sqrt{\frac{(1 - \beta^2 \varepsilon_0)}{\beta^2}}, \quad \chi_1 = k \sqrt{\frac{(\beta^2 \varepsilon_1 - 1)}{\beta^2}}, \\ \chi_2 = k \sqrt{\frac{(\beta^2 \varepsilon_2 - 1)}{\beta^2}}, \quad k = \frac{\omega}{c}.$$

Полное решение внутри волновода может быть записано в виде суммы общего и частного решений

$$E_{z\nu} = E_{z\nu}^{\text{gen}} + E_{z\nu}^{\text{part}} = AI_\nu(\chi_0 r) + \eta K_\nu(\chi_0 r),$$

где

$$\eta = -\frac{jqk\chi_0^2}{\pi c} I_\nu(\chi_0 r_0).$$

Вспользуемся граничными условиями непрерывности тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного полей $E_{\theta\nu}$, $H_{\theta\nu}$, $E_{z\nu}$ и $H_{z\nu}$ на границах раздела вакуум-диэлектрик и диэлектрик-сегнетоэлектрик, где $E_{\theta\nu}$ и $H_{\theta\nu}$ могут быть записаны через $E_{z\nu}$ и $H_{z\nu}$

$$E_{\theta\nu} = \frac{1}{\chi^2} \left(\frac{\nu k}{r\beta} E_{z\nu} - jk \frac{\partial H_{z\nu}}{\partial r} \right), \quad (12)$$

$$H_{\theta\nu} = \frac{1}{\chi^2} \left(\frac{\nu k}{r\beta} H_{z\nu} + jk \varepsilon_0 \frac{\partial E_{z\nu}}{\partial r} \right). \quad (13)$$

Радиальная компонента электрического поля может быть определена как

$$E_{r\nu} = \frac{1}{\chi^2} \left(\frac{\nu k}{r} H_{z\nu} - \frac{jk}{\beta} \frac{\partial E_{z\nu}}{\partial r} \right).$$

Получаем систему из восьми уравнений относительно коэффициентов A , B , E , F , C_1 , D_1 , C_2 , D_2 , которую с учетом (12), (13) можно свести к системе четырех

уравнений относительно C_1 , D_1 , C_2 , D_2

$$\begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} C_1 \\ D_1 \\ C_2 \\ D_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \psi \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (14)$$

где

$$\psi = \frac{-jk}{\chi_0} \left(k'_\nu(\chi_0 R_c) - \frac{I'_\nu(\chi_0 R_c)}{I_\nu(\chi_0 R_c)} \right), \\ m_{11} = \frac{\nu k J_\nu(\chi_1 R_c)}{\beta R_c} \left(\frac{1}{\chi_0^2} + \frac{1}{\chi_1^2} \right), \\ m_{21} = j \left(\frac{\varepsilon_1 J'_\nu(\chi_1 R_c)}{\chi_1} + \frac{\varepsilon_0 J_\nu(\chi_1 R_c) I'_\nu(\chi_0 R_c)}{\chi_0 I_\nu(\chi_0 R_c)} \right), \\ m_{31} = \frac{-\nu k J_\nu(\chi_1 R_d)}{\beta R_d} \left(\frac{1}{\chi_0^2} + \frac{1}{\chi_1^2} \right), \\ m_{41} = -jk \left(\frac{J'_\nu(\chi_1 R_d) \varepsilon_1}{\chi_1} + \frac{J_\nu(\chi_1 R_d)}{\chi_2} \frac{\Delta_{21}}{\Delta_{22}} \right), \\ m_{12} = \frac{\nu k N_\nu(\chi_1 R_c)}{\beta R_c} \left(\frac{1}{\chi_0^2} + \frac{1}{\chi_1^2} \right), \\ m_{22} = j \left(\frac{\varepsilon_1 N'_\nu(\chi_1 R_c)}{\chi_1} + \frac{\varepsilon_0 N_\nu(\chi_1 R_c) I'_\nu(\chi_0 R_c)}{\chi_0 I_\nu(\chi_0 R_c)} \right), \\ m_{32} = \frac{-\nu k N_\nu(\chi_1 R_d)}{\beta R_d} \left(\frac{1}{\chi_0^2} + \frac{1}{\chi_1^2} \right), \\ m_{42} = -jk \left(\frac{N'_\nu(\chi_1 R_d) \varepsilon_1}{\chi_1} + \frac{N_\nu(\chi_1 R_d)}{\chi_2} \frac{\Delta_{21}}{\Delta_{22}} \right), \\ m_{13} = -j \left(\frac{J_\nu(\chi_1 R_c) I'_\nu(\chi_0 R_c)}{\chi_0 I_\nu(\chi_0 R_c)} + \frac{J'_\nu(\chi_1 R_c)}{\chi_1} \right), \\ m_{23} = \frac{\nu k J_\nu(\chi_1 R_c)}{\beta R_c} \left(\frac{1}{\chi_0^2} + \frac{1}{\chi_1^2} \right), \\ m_{33} = jk \left(\frac{J'_\nu(\chi_1 R_d)}{\chi_1} + \frac{J_\nu(\chi_1 R_d)}{\chi_2} \frac{\Delta_{11}}{\Delta_{12}} \right), \\ m_{43} = \frac{\nu k J_\nu(\chi_1 R_d)}{\beta R_d} \left(\frac{1}{\chi_1^2} + \frac{1}{\chi_2^2} \right), \\ m_{14} = j \left(\frac{-N_\nu(\chi_1 R_c) I'_\nu(\chi_0 R_c)}{\chi_0 I_\nu(\chi_0 R_c)} + \frac{-N'_\nu(\chi_1 R_c)}{\chi_1} \right), \\ m_{24} = \frac{\nu k N_\nu(\chi_1 R_c)}{\beta R_c} \left(\frac{1}{\chi_0^2} + \frac{1}{\chi_1^2} \right), \\ m_{34} = jk \left(\frac{N'_\nu(\chi_1 R_d)}{\chi_1} + \frac{N_\nu(\chi_1 R_d)}{\chi_2} \frac{\Delta_{11}(k, \nu)}{\Delta_{12}(k, \nu)} \right), \\ m_{44} = \frac{\nu k N_\nu(\chi_1 R_d)}{\beta R_d} \left(\frac{1}{\chi_1^2} + \frac{1}{\chi_2^2} \right), \\ \Delta_{11} = J'_\nu(\chi_2 R_d) N'_\nu(\chi_2 R_w) - J'_\nu(\chi_2 R_w) N'_\nu(\chi_2 R_d), \\ \Delta_{12} = -(J_\nu(\chi_2 R_d) N'_\nu(\chi_2 R_w) - J'_\nu(\chi_2 R_w) N_\nu(\chi_2 R_d)), \\ \Delta_{21} = -(J'_\nu(\chi_2 R_d) N_\nu(\chi_2 R_w) - J_\nu(\chi_2 R_w) N'_\nu(\chi_2 R_d)), \\ \Delta_{22} = J_\nu(\chi_2 R_d) N_\nu(\chi_2 R_w) - J_\nu(\chi_2 R_w) N_\nu(\chi_2 R_d).$$

Коэффициенты A , B в (10), (11) выражаются следующим образом:

$$A = \frac{C_1 J_v(\chi_1 R_c) + D_1 N_v(\chi_1 R_c)}{I_v(\chi_0 R_c)} - \eta \frac{K_v(\chi_0 R_c)}{I_v(\chi_0 R_c)},$$

$$B = \frac{C_2 J_v(\chi_1 R_c) + D_2 N_v(\chi_1 R_c)}{I_v(\chi_0 R_c)},$$

где

$$C_1 = \frac{\text{Det}_1}{\text{Disp}}, \quad D_1 = \frac{\text{Det}_2}{\text{Disp}}, \quad C_2 = \frac{\text{Det}_3}{\text{Disp}}, \quad D_2 = \frac{\text{Det}_4}{\text{Disp}},$$

$$\text{Disp} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix}.$$

Определители Det_1 , Det_2 , Det_3 и Det_4 получаются из определителя Disp путем замены соответствующего столбца на столбец свободных членов в уравнении (14). При этом дисперсионное уравнение волн в волноводе может быть записано как

$$\text{Disp}(k) = 0. \quad (15)$$

Поле Вавилова–Черенкова в вакуумированном канале записывается в виде

$$E_z^{\text{gen}}(r, \theta, \xi) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \exp(j\nu\theta) \int_{-\infty}^{\infty} E_{z\nu}(k, \nu) dk$$

$$= 4q \sum_{\nu=0}^{\infty} \exp(j\nu\theta) \sum_{m=0}^{\infty} \Phi_{E_z}(k_{\nu,m}, r, \nu) \cos\left(\frac{k_{\nu,m}}{\beta} \xi\right), \quad (16)$$

$$H_z^{\text{gen}}(r, \theta, \xi) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \exp(j\nu\theta) \int_{-\infty}^{\infty} H_{z\nu}(k, \nu) dk$$

$$= 4q \sum_{\nu=0}^{\infty} \exp(j\nu\theta) \sum_{m=0}^{\infty} \Phi_{H_z}(k_{\nu,m}, r, \nu) \cos\left(\frac{k_{\nu,m}}{\beta} \xi\right), \quad (17)$$

где $\xi = z - ct$ — расстояние за сгустком,

$$\Phi_{E_z}(k, r, \nu) = \Phi_1(k, \nu) I_v(\chi_0 r_0) I_v(\chi_0 r),$$

$$\Phi_{H_z}(k, r, \nu) = \Phi_2(k, \nu) I_v(\chi_0 r_0) I_v(\chi_0 r),$$

$$\Phi_1(k, \nu) = \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \times \frac{k(\text{Det}_1 J_v(\chi_1 R_c) + \text{Det}_2 N_v(\chi_1 R_c) - K_v(\chi_0 R_c) \text{Disp})}{I_v(\chi_0 R_c) \frac{d}{dk} \text{Disp}},$$

$$\Phi_2(k, \nu) = \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \frac{k(\text{Det}_3 J_v(\chi_1 R_c) + \text{Det}_4 N_v(\chi_1 R_c))}{I_v(\chi_0 R_c) \frac{d}{dk} \text{Disp}}.$$

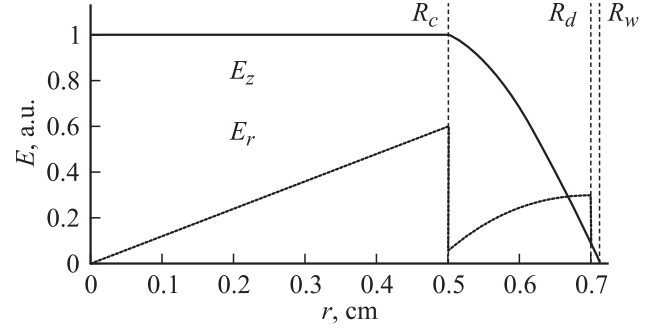


Рис. 3. Нормированная величина радиальной и продольной составляющих напряженности электрического поля в зависимости от радиальной координаты в трехслойном диэлектрическом волноводе.

Поле гауссова сгустка можно определить, взяв интеграл-свертку поля точечного заряда (16) с распределением заряда в сгустке. Считая заряд сгустка распределенным в пространстве по нормальному закону, получим

$$E_{z,r}(r, \xi) = \int_{-\infty}^{\xi} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_b} \exp\left(\frac{-\xi^2}{2\sigma_b^2}\right) E_{z,r}(r, s - \xi) ds, \quad (18)$$

где σ_b — длина сгустка.

Амплитудно-частотная характеристика поля зависит от длины сгустка таким образом, что увеличение длины сгустка ведет к подавлению высокочастотных мод. Так, при длине сгустка, равной 0.4 см, для волновода с параметрами $R_c = 0.5$ см, $R_d = 0.7$ см в результирующем поле достаточно учитывать вклад только самой низкочастотной, первой E_{01} -моды.

На рис. 3 представлена зависимость E_z , E_r от радиальной координаты r , из которых видно, что в вакуумированном канале ускоряющее поле распределено равномерно по радиальной координате. Далее величина ускоряющего поля начинает спадать и на границе с металлической оболочкой становится равной нулю, т.е. в области сегнетоэлектрика продольное поле E_z приблизительно в 10 раз слабее поля в вакуумированном канале. Радиальная составляющая напряженности электрического поля E_r на границах слоев волновода меняется скачкообразно в соответствии с граничными условиями и в области сегнетоэлектрика пренебрежимо мала.

Влияние сегнетоэлектрика на кильватерное поле

В качестве сегнетоэлектрика может быть использована легированная оксидом магния пленка твердого раствора титаната бария–титаната стронция ($\text{Ba}_{0.6}, \text{Sr}_{0.4}$) TiO_3 при рабочей температуре 300 К. При легировании 1% оксида

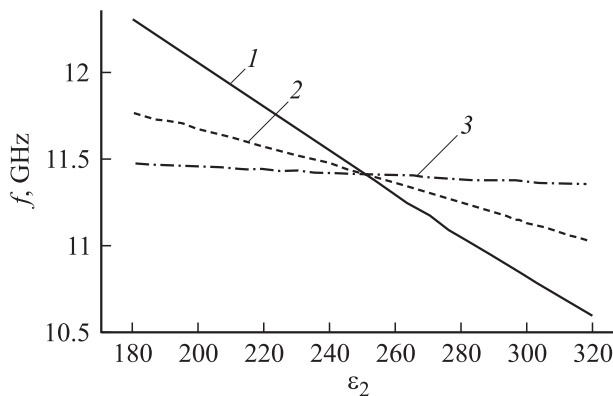


Рис. 4. Зависимость частоты кильватерного поля от диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика ϵ_2 . 1 — $\epsilon_1 = 5$, $R_d = 0.72$ cm; 2 — $\epsilon_1 = 7$, $R_d = 0.713$ cm; 3 — $\epsilon_1 = 9$, $R_d = 0.703$ cm.

магния такой состав допускает регулировку диэлектрической проницаемости ϵ_2 на частоте 10 GHz в пределах от 800 при тангенсе угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta_2 \approx 2 \cdot 10^{-3}$ до 1820 при $\text{tg } \delta_2 \approx 6 \cdot 10^{-3}$, что соответствует вариации управляющего электростатического поля от $4 \cdot 10^6$ V/m до нуля [11]. Увеличение напряженности управляющего электростатического поля до 10^7 V/m снижает диэлектрическую проницаемость ϵ_2 до 365. Следует отметить, что приведенные результаты относятся к тонкопленочным технологиям ($1-5 \mu\text{m}$), в то время как толщина слоя сегнетоэлектрика в рассматриваемых в настоящей работе структурах имеет характерную толщину $100 \mu\text{m}$ и более (в отличие от исследованной в [11] пленки толщиной $1 \mu\text{m}$). Использование „толстых“ пленок и объемного сегнетоэлектрика в качестве управляющих элементов встречается в литературе, в работах [12–15] указано на возможное увеличение тангенса угла диэлектрических потерь объемного слоя по сравнению с тонкими пленками из-за неоднородностей структуры сегнетоэлектрика. В недавней работе [16] полученные значения тангенса угла потерь объемной композиции BaSrTiO_3 и MgO составили $5 \cdot 10^{-3}$ на 10 GHz. Мы предполагаем использовать материал, представляющий собой композицию BaSrTiO_3 с оксидом магния с добавлением инертного несегнетоэлектрического наполнителя из традиционной высокодобротной линейной керамики для уменьшения диапазона вариации диэлектрической постоянной с $800 \dots 1800$ до $180 \dots 320$ [7]. Снижение рабочих значений диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика позволит наряду с уменьшением тангенса угла потерь в веществе снизить потери в примыкающей к сегнетоэлектрику металлической оболочке волновода. В представленных ниже зависимостях энергетических потерь значение $\text{tg } \delta_2$ принято равным $5 \cdot 10^{-3}$ во всем диапазоне вариации ϵ_2 .

В отличие от диэлектрика, в качестве которого используются материалы с низким тангенсом угла диэлектрических потерь ($\text{tg } \delta_1 \approx 10^{-4}$), у сегне-

тоэлектрика этот показатель на 1–1.5 порядка выше ($\text{tg } \delta_2 \approx 5 \cdot 10^{-3}$).

На рис. 4 представлена зависимость основной частоты кильватерного поля сгустка от диэлектрической проницаемости ϵ_2 для трехслойного диэлектрического волновода с внутренним радиусом $R_c = 0.5$ cm, толщиной сегнетоэлектрической пленки $h = R_w - R_d = 0.015$ cm, для трех значений диэлектрической проницаемости материала волновода $\epsilon_1 = 5, 7, 9$. Радиус диэлектрика R_d выбирался 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. 4 видно, что мы можем варьировать частоту в пределах $\pm 14\%$ 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 большего 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.

Потери в волноводе

При необходимости учитывать электрические потери диэлектрическая проницаемость представляется комплексной величиной $\hat{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$, где $\epsilon'' = \sigma/\omega$ — мнимая часть диэлектрической проницаемости, ω — круговая частота, σ — проводимость материала. Тангенс угла электрических потерь записывается как

$$\text{tg } \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} = \frac{\sigma}{\omega \epsilon'}. \quad (19)$$

Мощность потерь в волноводе складывается из диэлектрических потерь в диэлектрике и сегнетоэлектрике, а также магнитных потерь вследствие конечной проводимости металлической оболочки $w_r = w_d + w_m$.

Для определения мощности диэлектрических потерь в волноводе производится интегрирование удельной мощности потерь по области сегнетоэлектрика и диэлектрика $w_d = \sigma_d \int_V \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{E}} dV$.

Проводимость материала σ_d определяется из условия (19)

$$\text{tg } \delta = \frac{\sigma_d}{\omega \epsilon}.$$

Найдем мощность диэлектрических потерь в сегнетоэлектрике и диэлектрике, для чего воспользуемся компонентами поля \mathbf{E} , полученными на основе выражений (18) для кильватерного поля за релятивистским заряженным сгустком,

$$w_d = \omega \epsilon_1 \tan \delta_1 \int_V \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{E}} dV + \omega \epsilon_2 \tan \delta_2 \int_V \mathbf{E} \cdot \dot{\mathbf{E}} dV,$$

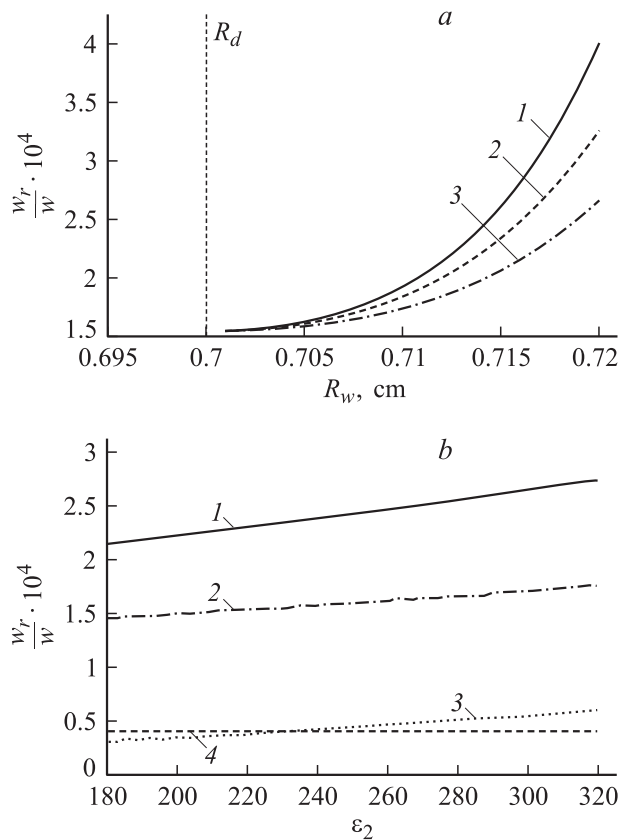


Рис. 5. *a* — зависимость величины относительных потерь энергии от внешнего радиуса волновода: 1 — $\epsilon_2 = 320$, 2 — 250, 3 — 180; *b* — зависимость величины относительных потерь энергии от диэлектрической проницаемости ϵ_2 сегнетоэлектрика. Параметры волновода: $R_c = 0.5$ см, $R_d = 0.7$ см, $R_w = 0.715$ см; 1 — полные потери, 2 — магнитные потери, 3 — потери в сегнетоэлектрике, 4 — потери в диэлектрике.

откуда получаем

$$w_d = \omega \epsilon_1 \tan \delta_1 \int_{R_c}^{R_d} (E_z(r)^2 + E_r(r)^2) 2\pi r l dr + \omega \epsilon_2 \tan \delta_2 \int_{R_d}^{R_w} (E_z(r)^2 + E_r(r)^2) 2\pi r l dr,$$

где l — длина волновода.

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

$$w_m = \frac{1}{2\sigma_m \Delta} \oint H_r^2 ds.$$

Глубина скин-слоя Δ определяется частотой электромагнитного поля ω и проводимостью металла σ_m

$$\Delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\mu\delta_m}}.$$

На рис. 5, *a* представлена зависимость отношения суммарных энергетических потерь к запасенной энергии в волноводе от его внешнего радиуса волновода R_w при $\epsilon_1 = 9.4$. С ростом толщины сегнетоэлектрического слоя относительные потери резко возрастают. Следует также отметить, что наличие сегнетоэлектрического слоя не только обуславливает рассеяние в нем значительной доли энергии, но и увеличивает потери в металлической оболочке. В итоге вклад потерь в сегнетоэлектрике и металлической оболочке в общие потери энергии в системе оказывается определяющим и резко нарастает с ростом диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика (рис. 5, *b*). Это ведет к ограничению допустимой толщины сегнетоэлектрической пленки и ограничивает возможности оперативной частотной регулировки кильватерного волновода.

Управление сегнетоэлектриком: конфигурация электродов

На рис. 6, *a* показана диэлектрическая ускоряющая структура с сегнетоэлектрическим слоем, управляемая внешним электрическим постоянным полем.

Постоянное напряжение на электродах (с напряженностью $10 \text{ V}/\mu\text{m}$ для используемого материала), помещенных с внешней стороны сегнетоэлектрической пленки, позволяет изменять диэлектрическую проницаемость сегнетоэлектрика и таким образом перестраивать основную частоту ускоряющей структуры. Для создания электродов планируется использовать хорошо развитую современную технологию, основанную на литографии и микротравлении. Эта технология широко используется при разработке перестраиваемых высокочастотных фазовращателей и фильтров на основе тонких сегнетоэлектрических пленок [11–13]. Для применения этой технологии в настоящем проекте необходимо решить следующие основные вопросы: конфигурация электродов

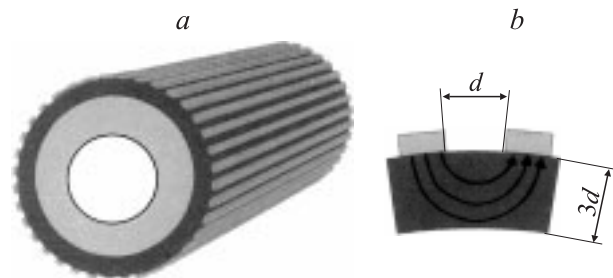


Рис. 6. Конфигурация микроэлектродов для сегнетоэлектрико-керамической перестраиваемой ускоряющей структуры, $d = 60 \mu\text{m}$. *a* — общий вид, *b* — подробно.

должна поддерживать соответствующие моды, необходимые для реализации ускорения (E_{0N} в случае рассматриваемой структуры); получение максимальной амплитуды проникающего в сегнетоэлектрический слой постоянного поля для увеличения диапазона управляемости (до $10 \text{ V}/\mu\text{m}$ для используемого материала) при обеспечении однородности управляющего поля; конфигурация электродов должна также удовлетворять условию минимизации потерь, внесенных в систему.

На рис. 6, *b* показаны специфические размеры структуры микроэлектродов для 10–13 GHz ускоряющего волновода. Для сегнетоэлектрической пленки толщиной 180–220 μm , которая предназначена для управления керамическим волноводом со средней частотой 11 GHz, согласно нашим расчетам, оптимальное отношение $h = 3d$, где h — толщина слоя, d — ширина полосы. Промежуток между электродами также приблизительно должен быть равен d . Для частот 10–13 GHz указанная величина d составляет 50–60 mm. Постоянное электрическое поле 0.5–1 kV прикладывается поперек этого промежутка, чтобы обеспечить создание управляющего поля порядка $10 \text{ V}/\mu\text{m}$.

Управляемая кильватерная ускорительная структура с возможностью селекции мод

Наряду с продольными полями в кильватерных волноводах возбуждаются столь же значительные поперечные поля, которые вызывают отклонение пучка от оси волновода и попадание частиц на стенки структуры, тем самым вызывая потери заряда сгустков и поверхностный электрический пробой материала диэлектрика [17].

На рис. 7 приведена предлагаемая конструкция многослойного сегнетоэлектрико-керамического перестраиваемого ускоряющего волновода. Она состоит из слоя высокочастотной керамики с внутренним вакуумированным каналом радиуса R_c и внешним радиусом R_d , тонкого слоя сегнетоэлектрического материала радиуса R_f с внешними микрополосами продольных изолированных

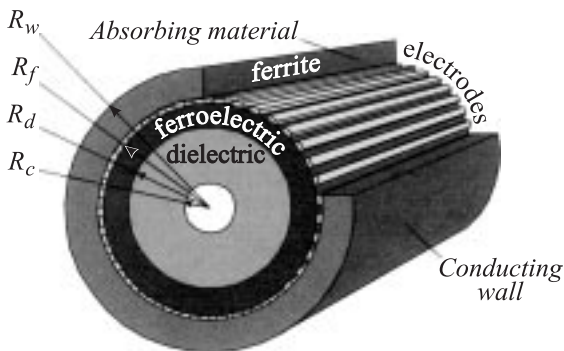


Рис. 7. Перестраиваемый ускоряющий волновод с подавлением поперечных отклоняющих мод.

электродов и слоя поглощающего материала (феррита), покрытого металлической оболочкой радиуса R_w .

Предлагаемое продольное расположение управляющих микроэлектродов предназначено, чтобы поддерживать только продольные ускоряющие электрические моды кильватерного СВЧ поля. Это позволит использовать проводящие микрополосы, нанесенные на поверхность сегнетоэлектрика, не только как контакты для создания постоянного управляющего поля, но также и в качестве системы подавления поперечных отклоняющих мод [18].

При разработке приведенной выше топологии авторы использовали метод фильтра Е. Chojnacki [19], состоящий в подавлении поперечных отклоняющих мод волновода посредством продольной анизотропии внешнего проводящего волновода взамен сплошной внешней изотропной металлизации. Основная идея подавления поперечных мод путем создания чисто продольной проводимости оболочки волновода посредством продольных изолированных проводников была первоначально предложена в [19], численное моделирование и первая экспериментальная демонстрация приведены в [20].

Гибридные моды для диэлектрических волноводов требуют поддержания как осевого, так и азимутального поверхностного электрического тока в оболочке волновода. Если же внешний проводник допускает только осевую поверхностный ток (очевидно, это соответствует нашей конфигурации рис. 6, *a*), отклоняющие моды будут поглощаться за пределами окруженного продольными электродами пространства волновода, затухая в форме поверхностных волн внутри микроволнового поглотителя вокруг структуры. В результате выбранная специальная конфигурация микрополос электродов обеспечивает распространение в волноводе только системы моды E_{0N} с продольной компонентой электрического поля, что и необходимо для реализации процесса ускорения.

Для исследования влияния дополнительного ферритового слоя на структуру полей запишем выражения E_z , H_z для каждой из областей волновода

$$E_{zv}^{\text{gen}} = \begin{cases} AI_v(\chi_0 r) & 0 \leq r \leq R_c, \\ C_1 J_v(\chi_1 r) + D_1 N_v(\chi_1 r) & R_c \leq r \leq R_d, \\ E \left(J_v(\chi_2 r) - \frac{J_v(\chi_2 R_w)}{N_v(\chi_2 R_w)} N_v(\chi_2 r) \right) & R_d \leq r \leq R_f, \\ 0 & R_f \leq r \leq R_w, \end{cases} \quad (20)$$

$$H_{zv} = \begin{cases} BI_v(\chi_0 r) & 0 \leq r \leq R_c, \\ C_2 J_v(\chi_1 r) + D_2 N_v(\chi_1 r) & R_c \leq r \leq R_d, \\ E_2 J_v(\chi_2 r) + F_2 N_v(\chi_2 r) & R_d \leq r \leq R_f, \\ G \left(J_v(\chi_3 r) - \frac{J_v(\chi_3 R_w)}{N_v(\chi_3 R_w)} N_v(\chi_3 r) \right) & R_f \leq r \leq R_w, \end{cases} \quad (21)$$

где

$$\chi_3 = k \sqrt{\frac{(\beta^2 \epsilon_3 \mu_3 - 1)}{\beta^2}},$$

$\mu_3 = \mu_{r3} - j\mu_{i3}$ — комплексная магнитная проницаемость феррита, ϵ_3 — диэлектрическая проницаемость феррита.

Используя граничные условия непрерывности тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного полей на границах раздела сред, а также равенство нулю продольной компоненты электрического поля, обусловленное проводящими электродами, на границе раздела сегнетоэлектрика и феррита из выражений (12), (13), (20), (21) получим дисперсионное уравнение и поля для указанной многослойной структуры.

Численное моделирование и экспериментальная демонстрация показали [20], что на ускоряющие поля аксиально-проводящая граница не влияет и в то же самое время поперечные поля экспоненциально затухают на протяжении нескольких периодов (рис. 8).

На рис. 9 показана структура радиального поля первой поперечной моды волновода от расстояния z за сгустком с зарядом $Q = 100$ нС, длиной 0.4 см, смещенного относительно оси волновода на $r_0 = 0.001$ см для трех различных толщин феррита D_{fer} . Параметры феррита взяты из статьи [19]. Из рис. 9 видно, что увеличение толщины ферритового слоя наряду с поглощением энергии в нем (характеризующимся экспоненциальным спаданием амплитуды отклоняющей моды внутри волновода) приводит также к дополнительному снижению амплитуды отклоняющего поля в вакуумированной части волновода. Этот эффект возникает за счет перераспределения поля за пределы окруженного продольными электродами пространства волновода. При позиционировании ускоряющих и ускоряемых электронных сгустков на расстояния $z = 25 \dots 27$ см друг от друга (что соответствует примерно 10λ , где λ — длина волны, для основной частоты волновода 11.41 GHz) радиальное поле первой моды подавляется в 100 и более раз и становится сравнимым или меньшим амплитуды отклоняющей силы для нулевой моды. Последняя же, согласно нашим расчетам, не превышает 100 В/м для приведенной геометрии и в отсутствие дополнительного слоя феррита в традиционном волноводе пренебрежимо мала по сравнению с амплитудой радиальной силы первой моды.

Таким образом, продольная структура электродов, используемая для управления диэлектрической постоянной сегнетоэлектрика, в сочетании с дополнительной поглощающей оболочкой позволяет обеспечить подавление поперечных отклоняющих мод при сохранении всех преимуществ возможности управления частотным спектром волновода.

Следует отметить, что свойства феррита сильно зависят от величины постоянного магнитного поля, которое присутствует в ускоряющей установке (фокусирующие системы и т.п.). Однако указанное подавление

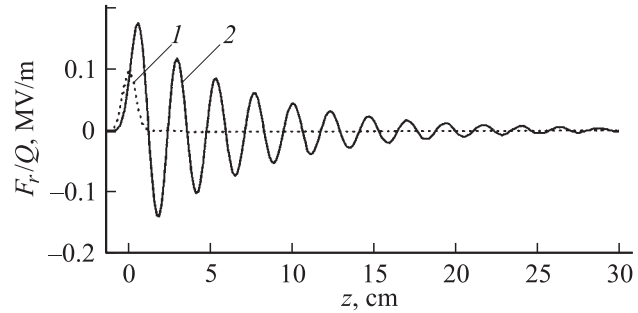


Рис. 8. Затухание радиального отклоняющего поля в зависимости от расстояния за сгустком для $R_c = 0.5$ см, $R_d = 0.58$ см, $R_f = 0.582$ см, $R_w = 0.6$ см, $\epsilon_1 = 16$, $\epsilon_2 = 200$, параметры феррита $\mu_{3r} = 3$, $\mu_{3i} = 3$, $\epsilon_3 = 20$. 1 — профиль распределения заряда сгустка, 2 — радиальная составляющая кильватерного поля.

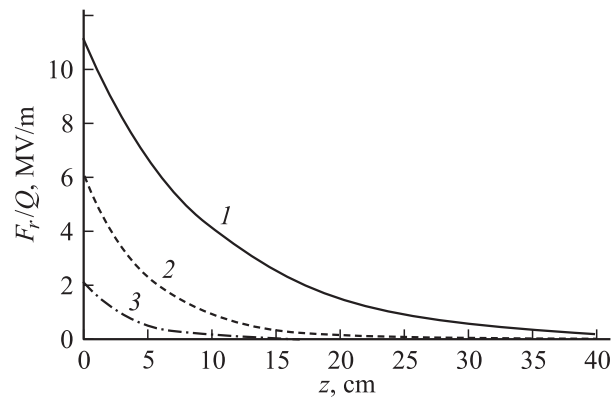


Рис. 9. Зависимость амплитуды радиального отклоняющего поля волновода от расстояния z за сгустком для трех толщин феррита. 1 — $D_{\text{fer}} = 0.002$, 2 — 0.004, 3 — 0.05 см.

отклоняющих полей в волноводе позволит частично или в полной мере отказаться от традиционной фокусирующей электронной пучок магнитной системы, тем самым значительно упрощая конструкцию ускоряющего волновода.

Выводы

Показана возможность управления частотным спектром кильватерного поля, генерируемого электронным сгустком в ускоряющей структуре, посредством изменения диэлектрической проницаемости тонкого сегнетоэлектрического слоя на поверхности диэлектрического (керамического) волновода. Вариация диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика осуществляется изменением амплитуды электрического поля, приложенного к микроэлектродам, нанесенным на внешнюю сторону управляющего слоя.

Уменьшение диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика ведет к увеличению частоты и амплитуды кильватерного поля в ускоряющей структуре. В свою

очередь энергетические потери ведут к ограничению толщины сегнетоэлектрического слоя и снижают возможности оперативной частотной регулировки кильватерного волновода. Выбор определенной толщины слоя сегнетоэлектрика осуществляется исходя из требуемого диапазона регулировки частоты кильватерного поля.

Выбор особой конфигурации управляющих сегнетоэлектриком электродов в сочетании с дополнительной поглощающей оболочкой позволяет добиться наряду со спектральным управлением также и подавления отклоняющих мод волновода для поперечной стабилизации пучка.

Предложенная технология многослойных перестраиваемых волноводов может также быть распространена на различные аспекты мощных высокочастотных ускорительных устройств типа перестраиваемых СВЧ переключателей и компрессоров импульсов [21]. Кроме того, открыто направление для будущих исследований — в области изучения нелинейных эффектов в многослойных структурах [22], где высокочастотное кильватерное поле, генерируемое электронным сгустком в загруженном диэлектриком волноводе, взаимодействует с сегнетоэлектрическим слоем, управляя системой. В этом случае могут быть изучены возможности решений вида ударной волны, самофокусировка и многие другие нелинейные явления.

Следует отметить, что возможность оперативной подстройки частоты волновода (а тем самым фазовой скорости ускоряющей волны) выгодно отличает структуры с керамическим заполнением от стандартных вакуумированных структур и открывает широкие возможности их использования в системах, требующих жесткой синхронизации „волна–пучок“.

Работа поддержана грантом Минобразования России и Комитета по науке и высшей школе Санкт-Петербурга (№ PD02-1.2-104), а также грантом DoE SBIR DE-FG02-02ER83418.

Список литературы

- [1] *Gai W., Schoesson P., Cole B., Konecny R., Norm J., Rosenzweig J., Simpson J.* // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 2756.
- [2] *Keinigs R., Jones M., Gai W.* // Part. Accel. 1989. Vol. 24. P. 223.
- [3] *Kanareykin A.D., Sheinman I.L., Nenashева E.A.* et al. // Proc. Intern. Conf. in Physics at the Turn of the 21st Century. St. Petersburg, 1998. P. 57–58.
- [4] *Power G., Conde M.E., Gai W., Kanareykin A., Konecny R., Schoessow P.* // Phys. Rev. 2000. ST-AB. Vol. 3. P. 101302-1.
- [5] *Канарейкин А.Д., Ненашева Е.А.* А.С. № 2003107001. 05.03.2003.
- [6] *Канарейкин А.Д., Шейнман И.Л., Альтмарк А.М.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 21. С. 75–81.
- [7] *Kanareykin A.D., Gai W., Power J., Sheinman E., Altmark A.* // AIP Conf. Proc. (AAC-2002). New York, 2002. Vol. 647. P. 565–576.
- [8] *Болотовский Б.М.* // УФН. 1961. Т. 75. Вып. 2. С. 295–350.
- [9] *King-Yuen Ng.* Wakefields in Dielectric-lined Waveguide. FN-533. 1990. P. 1–11.
- [10] *Rosing M., Gai W.* // Phys. Rev. D. 1990. Vol. 42. N 5. P. 1829–1834.
- [11] *Wu H.-D., Barnes F.S.* // Int. Ferr. 1998. Vol. 22. P. 300–305.
- [12] *Вендик О.* Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. М.: Радио, 1979. 272 с.
- [13] *Van Keuls F.W.* et al. // Int. Ferr. 2001. Vol. 34. P. 165–176.
- [14] *Sengupta L., Sengupta S.* // IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control. 1997. Vol. 44. N 4. P. 792–797.
- [15] *Sengupta L.* Paratek Microwave Ferroelectric Materials and Microwave Applications. IMS-2000. Boston (MA), 2000.
- [16] *Nenashева E.A., Kanareykin A.D., Kartenko N.F., Kartmanenko S.F.* // J. Electroceramics. 2003. In Press.
- [17] *Gai W., Kanareykin A., Kustov A., Simpson J.* // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 55. N 3. P. 3481–3488.
- [18] *Альтмарк А.М., Канарейкин А.Д., Шейнман И.Л.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 20. С. 58–64.
- [19] *Chojnacki E.* et al. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. P. 6257.
- [20] *Gai W., Ching-Hung Ho.* // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 70. N 7. P. 3955–3957.
- [21] *Yakovlev V.P., Nezhevenko O.A., Hirshfield J.L.* // Active RF Pulse Compressor with a Ferroelectric Switch. Proc. of PAC-2003. Portland, 2003. P. 1150–1152.
- [22] *Schoessow P.* // Proc. of Advanced Accelerator Concepts Workshop / Ed. C. Joshi. AIP, 1989. P. 371.