

09;10

Кильватерное излучение, генерируемое электронным сгустком в прямоугольном диэлектрическом волноводе

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

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,
197376 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: s.s.baturin@gmail.com

(Поступило в Редакцию 15 июня 2011 г.)

Проведен анализ излучения Вавилова–Черенкова, генерируемого релятивистским электронным сгустком в прямоугольном волноводе с поперечно-неоднородным диэлектрическим заполнением. Предложен метод построения ортогонального базиса поперечного оператора с последующим его использованием для нахождения кильватерного поля релятивистского сгустка, движущегося вдоль или параллельно оси волновода. Получены дисперсионное уравнение для структуры и выражения для кильватерного поля, создаваемого подобным сгустком. На основе изложенного формализма проведены расчеты параметров ускорительной структуры для генераторных сгустков ускорителя AWA Аргоннской национальной лаборатории и комплекса FACET ускорителя SLAC. Показано, что использование подобных структур позволяет осуществлять генерацию градиентов ускоряющего поля > 150 MV/m на частотах 20–35 GHz и > 1 GeV/m в частотном диапазоне ~ 1 THz.

Введение

Область новых методов ускорения пучков заряженных частиц (электронов и протонов) находится в поиске принципиально новых технологий, позволяющих достичь прогресса в создании ускорителей для экспериментов физики высоких энергий (> 1 TeV). Методы, основанные на концепции кильватерного ускорения в структурах с диэлектрическим заполнением, в настоящее время являются одними из наиболее многообещающих в смысле возможности создания высокоградиентных ускоряющих структур для будущего поколения линейных коллайдеров [1,2]. Предполагается, что эти структуры будут возбуждаться сильноточным электронным пучком (к примеру, проект коллайдера CLIC [1]) для генерации в них мощного СВЧ-излучения. Ускоряющая структура с диэлектрическим заполнением представляет собой диэлектрический волновод с осевым вакуумным каналом для пролета пучка, заключенный в проводящую металлическую оболочку. Так, на ускорителе AWA сильноточный (до 100 nC), короткий (1–2 mm) генераторный электронный сгусток низких энергий (15–100 MeV) возбуждает излучение Вавилова–Черенкова (кильватерное поле), которое используется для ускорения менее интенсивного электронного сгустка высоких энергий, движущегося за первым сгустком на расстоянии, соответствующем ускоряющей фазе кильватерной СВЧ-волны [1,2]. Диэлектрические кильватерные структуры обеспечивают наряду с высоким темпом ускорения также возможность управления частотным спектром структуры посредством введения дополнительных сегнетоэлектрических слоев [3], а также возможность использования для создания ускорительной структуры новых перспективных СВЧ-материалов с

уникальными электропрочными свойствами, таких, как алмаз и сапфир [4].

Как правило, в структурах с диэлектрическим заполнением предполагается использование цилиндрической геометрии, что существенно как для достижения максимальных ускоряющих градиентов, так и для получения максимально возможного шунтового импеданса структуры [2,4]. Аналитический модовый анализ подобных ускоряющих структур для продольных и поперечных компонент электрического поля был разработан в ряде работ, к примеру, в [5]. В то же время в ряде случаев рассматриваются также прямоугольные в сечении структуры с диэлектрическим заполнением [6–15], что вызвано как технологическими сложностями изготовления цилиндрических структур с высокими требованиями к допускам на геометрические параметры и однородность диэлектрической проницаемости заполнения вдоль структур [3], так и возможным использованием для генерации плоского электронного сгустка. Прямоугольные структуры могут быть использованы для тестовых экспериментов при анализе новых ускорительных схем [15] и для изучения свойств материалов, перспективных для высоких темпов ускорения и импульсного нагрева структуры (алмаз, сапфир) [4]. Подобные структуры также рассматриваются (наряду с цилиндрическими) для генерации терагерцового излучения и реализации кильватерного ускорения в диапазоне частот 0.5–1.0 THz [4].

Теоретический анализ диэлектрических ускорительных структур прямоугольной геометрии к настоящему времени проводился в ряде работ [6–9,13–15]. Для нахождения амплитуд отдельных мод излучения Вавилова–Черенкова, возбуждаемых в прямоугольном волноводе с диэлектрическим заполнением, ранее использовалась техника согласования импедансов [7–9].

При использовании подобного формализма вместо прямого решения неоднородной системы уравнений Максвелла (что является стандартным аналитическим подходом при анализе кильватерных полей в цилиндрических структурах [5]) приходится выражать амплитуды кильватерных полей через шунтовый импеданс (или интегральный фактор потерь) каждой из мод структуры. Подобный подход использует определенные приближения, тогда как прямое решение неоднородной системы уравнений Максвелла без косвенных построений всегда предпочтительнее для анализа задач генерации в волноводных структурах.

В работах [10–12] в приложении к ряду волноводных задач разработан метод поперечного оператора первого порядка. В работе [13] было получено так называемое обобщенное соотношение ортогональности между LM- и LE-модами. Однако введенная авторами в [13] билинейная форма не является скалярным произведением в пространстве L_2 , что требует обоснования возможности применения указанного соотношения для описания ортогональности между компонентами векторов электрического и магнитного полей. В работах [14,15] на основе построения для поперечных компонент полей дифференциальных уравнений второго порядка приведен анализ (на основе прямого решения уравнений Максвелла) двухканальной прямоугольной структуры с диэлектрическим заполнением, разрабатываемой для повышения коэффициента трансформации энергии от ведущего пучка к ускоряемому пучку. Однако ряд использованных в [14,15] математических моментов (в первую очередь проблема изменения знака весового коэффициента в определении нормы и полнота рассматриваемой системы функций, по которой велось разложение) остался без строгого обоснования и требует дополнительного исследования.

Для решения поставленной задачи нами была использована модификация метода поперечного оператора. Отметим, что в отличие от [13,14] в настоящей работе рассмотрен дифференциальный оператор Штурма–Лиувилля второго порядка со знакопеременной весовой функцией, причем, как будет показано ниже, интегральное соотношение, полученное в [13], есть следствие биортогональности собственных функций и подобия оператора самосопряженному.

Указанный подход позволяет получить полное аналитическое решение для собственных волн в указанной системе и тем самым решить в наиболее общем виде задачу генерации кильватерного излучения (излучения Вавилова–Черенкова) в прямоугольной ускоряющей структуре со сложным диэлектрическим заполнением.

1. Теоретический анализ кильватерных полей в волноводе

Для вывода выражений для кильватерных полей воспользуемся системой уравнений Максвелла в системе

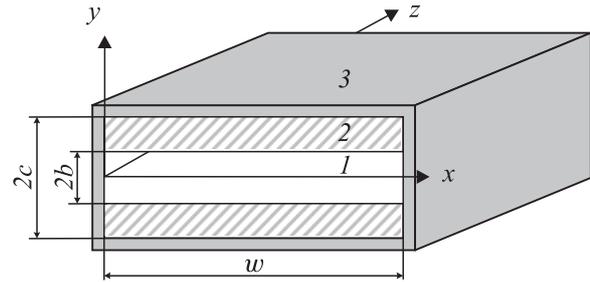


Рис. 1. Кильватерная структура на основе прямоугольного диэлектрического волновода.

СИ (1)–(4), дополненных материальными соотношениями (5).

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \tag{1}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - env; \tag{2}$$

$$\nabla \mathbf{B} = 0; \tag{3}$$

$$\nabla \mathbf{D} = -en, \tag{4}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}; \quad \mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}, \tag{5}$$

где \mathbf{E} , \mathbf{H} — векторы напряженности, \mathbf{D} , \mathbf{B} — индукции электрического и магнитного полей, \mathbf{v} — скорость движения заряженных частиц (электронного сгустка), n — концентрация электронов в сгустке, e — заряд электрона, t — время.

Сгусток электронов движется в вакуумном канале вдоль оси волновода. Кильватерное поле создается за сгустком, когда материал диэлектрика удовлетворяет условию излучения Черенкова $v = \beta c$ и $\beta > \epsilon^{-1/2}$, где c — скорость электромагнитной волны в вакууме, v — скорость движения заряженных частиц (пучка), $\beta = v/c$.

Концентрация точечного заряда q , движущегося параллельно продольной оси z волновода, записывается следующим образом:

$$n(x, y, z, t) = \frac{q}{-e} \delta(z - vt - z_0) \delta(x - x_0) \delta(y - y_0), \tag{6}$$

где x, y — поперечные координаты, z — продольная координата, направленная по оси волновода, x_0, y_0, z_0 — координаты заряда в начальный момент времени.

Рассмотрим прямоугольный волновод с симметричным заполнением в виде диэлектрических слоев, параллельных оси x , и вакуумным каналом в центре (рис. 1). В этом случае в направлении оси y заполнение является неоднородным и диэлектрическая и магнитная проницаемости зависят от y : $\epsilon = \epsilon(y)$, $\mu = \mu(y)$. Преобразуем исходные уравнения Максвелла (1)–(4) с учетом материальных соотношений (5) для этого случая.

Из (4) получим

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \epsilon \mathbf{E}) = \epsilon_0 \epsilon \nabla \cdot \mathbf{E} + \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot \nabla \epsilon = -en.$$

Отсюда будем иметь

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\left(\frac{\mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon}{\varepsilon} + \frac{en}{\varepsilon_0 \varepsilon}\right). \quad (7)$$

Применяя оператор ротора к уравнению Максвелла (1) и учитывая (7), получим

$$\begin{aligned} \left(\Delta \mathbf{E} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}\right) &= \frac{-e}{\varepsilon_0} \left(\nabla \left(\frac{n}{\varepsilon}\right) + \frac{\mu \beta}{c} \frac{\partial n}{\partial t}\right) \\ - \nabla \left(\frac{E_y}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right) + \mu_0 \frac{\partial \mu}{\partial y} \left(\mathbf{e}_x \frac{\partial H_z}{\partial t} - \mathbf{e}_z \frac{\partial H_x}{\partial t}\right). \end{aligned} \quad (8)$$

Из уравнения (8) получим уравнение Гельмгольца для поперечной компоненты поля E_y :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \nabla_{x,y}^2 E_y - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}\right) \\ = \frac{-e}{\varepsilon_0} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{n}{\varepsilon}\right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{E_y}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right). \end{aligned} \quad (9)$$

Вводя переменную $\xi = z - vt$, будем искать решение в виде

$$\begin{aligned} E_y(x, y, z, t) = E_y(x, y, z, -Vt) = E_y(x, y, \xi), \\ \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial \xi^2} (1 - \varepsilon \mu \beta^2) + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{E_y}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right)\right) \\ = \frac{-e}{\varepsilon_0} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{n}{\varepsilon}\right). \end{aligned}$$

Определим дифференциальный оператор

$$\hat{T}_E = \frac{1}{(1 - \varepsilon \mu \beta^2)} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial y} [\varepsilon \cdot]\right)\right] \quad (10)$$

Тогда

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial \xi^2} + \hat{T}_E E_y = \frac{-e}{\varepsilon_0 (1 - \varepsilon \mu \beta^2)} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{n}{\varepsilon}\right). \quad (11)$$

Получим уравнение для нормальной к диэлектрическому слою компоненты вектора напряженности магнитного поля. Из (3) получим

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = -\left(\frac{\mathbf{H} \cdot \nabla \mu}{\mu}\right). \quad (12)$$

Применяя оператор ротора к уравнению Максвелла (2) и учитывая (12), получим

$$\begin{aligned} \left(\Delta \mathbf{H} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}\right) \\ = e(\nabla \times (n\mathbf{v})) - \varepsilon_0 \left(\nabla \varepsilon \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\right) - \nabla \left(\mathbf{H} \frac{\nabla \mu}{\mu}\right). \end{aligned} \quad (13)$$

Расписывая по координатам, получим

$$\begin{aligned} \left(\Delta \mathbf{H} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}\right) &= e(\nabla \times (n\mathbf{v})) \\ - \varepsilon_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \left(\mathbf{e}_x \frac{\partial E_z}{\partial t} - \mathbf{e}_z \frac{\partial E_x}{\partial t}\right) - \nabla \left(\frac{H_y}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial y}\right). \end{aligned} \quad (14)$$

Из уравнения (14) получим уравнение для нормальной к диэлектрическому слою компоненты поля H_y :

$$\left(\Delta H_y + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{H_y}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial y}\right) - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2}\right) = -ev \frac{\partial n}{\partial x}.$$

Учитывая (6), будем искать решение в виде $H_y(x, y, z, t) = H_y(x, y, z - vt) = H_y(x, y, \xi)$:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial \xi^2} (1 - \varepsilon \mu \beta^2) + \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial y} [\mu H_y]\right) = -ev \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (15)$$

Введем оператор

$$\hat{T}_H = \frac{1}{(1 - \varepsilon \mu \beta^2)} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial y} [\mu \cdot]\right)\right]. \quad (16)$$

Тогда

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial \xi^2} + \hat{T}_H H_y = \frac{-ev}{1 - \varepsilon \mu \beta^2} \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right). \quad (17)$$

Полученные не зависящие друг от друга уравнения (11) и (17) описывают возбуждение LM- и LE-мод волновода.

2. Собственные функции поперечных операторов

Из системы уравнений Максвелла следуют граничные условия на напряженности электрического и магнитного полей

$$E_y|_{x=0} = 0, \quad E_y|_{x=w} = 0, \quad \frac{\partial E_y}{\partial y} \Big|_{y=\pm c} = 0,$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad \frac{\partial H_y}{\partial x} \Big|_{x=w} = 0, \quad H_y|_{y=\pm c} = 0.$$

Рассмотрим задачи на собственные функции $\Psi(x, y)$ операторов \hat{T}_E и \hat{T}_H :

$$\hat{T}_E \Psi_E(x, y) = \lambda_E \Psi_E(x, y), \quad (18)$$

$$\Psi_E(0, y) = 0, \quad \Psi_E(w, y) = 0,$$

$$\frac{\partial \Psi_E(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=c} = 0, \quad \frac{\partial \Psi_E(x, y)}{\partial y} \Big|_{y=-c},$$

$$\hat{T}_H \Psi_H(x, y) = \lambda_H \Psi_H(x, y), \quad (19)$$

$$\frac{\partial \Psi_H(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad \frac{\partial \Psi_H(x, y)}{\partial x} \Big|_{x=w} = 0,$$

$$\Psi_H(x, -c) = 0, \quad \Psi_H(x, c) = 0.$$

Рассмотрим задачи на собственные функции

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} X_n(x) = -k_x^2 X_n(x) \quad (20)$$

с граничными условиями

$$X_E(0) = 0, \quad X_E(w) = 0, \quad \frac{\partial X_H(0)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial X_H(w)}{\partial x} = 0.$$

Решения задач (20) образуют ортогональные базисы вида

$$X_{En}(x) = \sin k_{xn}x, \quad X_{Hn}(x) = \cos k_{xn}x \quad (21)$$

при $k_{xn} = \pi n/w$.

Разложим $\Psi(x, y)$ в ряд по собственным функциям задачи (20):

$$\Psi(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} X_n(x)Y(y).$$

Подставляя последнее выражение в (18) и (19), получим

$$\frac{1}{(1 - \epsilon\mu\beta^2)} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon Y_E(y)}{\partial y} \right) - \frac{k_x^2}{(1 - \epsilon\mu\beta^2)} Y_E(y) = \lambda_E Y_E(y), \quad (22)$$

$$\frac{\partial Y_E(-c)}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial Y_E(c)}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{1}{(1 - \epsilon\mu\beta^2)} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu Y_H(y)}{\partial y} \right) - \frac{k_x^2}{(1 - \epsilon\mu\beta^2)} Y_H(y) = \lambda_H Y_H(y), \quad (23)$$

$$Y_H(-c) = 0, \quad Y_H(c) = 0. \quad (24)$$

Решения (22) для каждой из областей имеют вид

$$Y_E(y) = C_E \sin k_y y + D_E \cos k_y y,$$

где $k_y = \sqrt{-k_x^2 - \lambda_E(1 - \epsilon\mu\beta^2)}$.

Используя граничные условия (24) и условия непрерывности D_y при $y = \pm b$, получим, что собственные функции $Y_E(y)$ распадаются на систему симметричных и антисимметричных мод относительно оси волновода. Для диэлектрической среды $k_{y2} = \sqrt{(\epsilon_2\mu_2\beta^2 - 1)\lambda_E - k_x^2}$, для вакуумного канала, учитывая, что $(\epsilon_1\mu_1\beta^2 - 1) < 0$, необходимо произвести замену $k_{y1} \rightarrow ik_y$: $l_{y1} = \sqrt{k_x^2 + \lambda_E(1 - \beta^2)}$, с соответствующей заменой тригонометрической функции на гиперболическую. В итоге для симметричных относительно оси волновода мод получим

$$Y_{Es}(y) = \begin{cases} \frac{A_s}{\epsilon_2} \cos(k_{y2}(c - y)), & b \leq y \leq c, \\ A_s \operatorname{ch}(k_{y1}y) \frac{\cos(k_{y2}(c - b))}{\epsilon_1 \operatorname{ch}(k_{y1}b)}, & -b \leq y \leq b, \\ \frac{A_s}{\epsilon_2} \cos(k_{y2}(c + y)), & -c \leq y \leq -b. \end{cases}$$

Из непрерывности E_z на границе диэлектрика с вакуумным каналом следует непрерывность $\partial Y_E/\partial y$, откуда получим дисперсионное уравнение для симметричных относительно оси волновода LM-мод:

$$\epsilon_2 k_{y1} \operatorname{th}(k_{y1}b) - \epsilon_1 k_{y2} \operatorname{tg}(k_{y2}(c - b)) = 0.$$

Для антисимметричных мод

$$Y_{Eas}(y) = \begin{cases} \frac{A_{as}}{\epsilon_2} \cos(k_{y2}(c - y)), & b \leq y \leq c, \\ A_{as} \operatorname{sh}(k_{y1}y) \frac{\cos(k_{y2}(c - b))}{\epsilon_1 \operatorname{sh}(k_{y1}b)}, & -b \leq y \leq b, \\ \frac{A_{as}}{\epsilon_2} \cos(k_{y2}(c + y)), & -c \leq y \leq -b. \end{cases}$$

Системе антисимметричных LM-мод соответствует дисперсионное уравнение

$$\epsilon_2 k_{y1} \operatorname{cth}(k_{y1}b) - \epsilon_1 k_{y2} \operatorname{tg}(k_{y2}(c - b)) = 0.$$

Для симметричных относительно оси волновода LE-мод

$$Y_{Hs}(y) = \begin{cases} \frac{B_s}{\mu_2} \sin(k_{y2}(c - y)), & b \leq y \leq c, \\ B_s \operatorname{ch}(k_{y1}y) \frac{\sin(k_{y2}(c - b))}{\mu_1 \operatorname{ch}(k_{y1}b)}, & -b \leq y \leq b, \\ \frac{B_s}{\mu_2} \sin(k_{y2}(c + y)), & -c \leq y \leq -b. \end{cases}$$

Из непрерывности H_z на границе диэлектрика с вакуумным каналом получим дисперсионное уравнение для симметричных LE-мод:

$$\mu_2 k_{y1} \operatorname{th}(k_{y1}b) + \mu_1 k_{y2} \operatorname{ctg}(k_{y2}(c - b)) = 0.$$

Для антисимметричных мод

$$Y_{Has}(y) = \begin{cases} \frac{B_{as}}{\mu_2} \sin(k_{y2}(c - y)), & b \leq y \leq c, \\ B_{as} \operatorname{sh}(k_{y1}y) \frac{\sin(k_{y2}(c - b))}{\mu_1 \operatorname{sh}(k_{y1}b)}, & -b \leq y \leq b, \\ -\frac{B_{as}}{\mu_2} \sin(k_{y2}(c + y)), & -c \leq y \leq -b. \end{cases}$$

Системе антисимметричных LE-мод соответствует дисперсионное уравнение

$$\mu_1 k_{y2} \operatorname{th}(k_{y1}b) + \mu_2 k_{y1} \operatorname{tg}(k_{y2}(c - b)) = 0.$$

3. Представление решения в виде разложения по собственным функциям поперечных операторов

Рассмотрим подробнее оператор, стоящий в левой части уравнения (22). Для его собственных функций в пространстве $L_2([-c, c], |\epsilon(1 - \epsilon\mu\beta^2)|)$, где $\rho =$

$= |\varepsilon(1 - \varepsilon\mu\beta^2)|$ — вес, скалярное произведение будет иметь вид

$$\langle \varphi_E, \psi_E \rangle = \int_{-c}^c |\varepsilon(1 - \varepsilon\mu\beta^2)| \bar{\varphi}_E \psi_E dy, \quad (25)$$

где φ и $\psi \in L_2([-c, c], \rho)$.

$$\hat{T}_{Ey} Y_E(y) = \frac{1}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon Y_E(y)}{\partial y} \right) - \frac{k_x^2 Y_E(y)}{1 - \varepsilon\mu\beta^2},$$

$$\begin{aligned} \langle \varphi, \hat{T}_{Ey} \psi \rangle &= \int_{-c}^c \text{sign}(1 - \varepsilon\mu\beta^2) \\ &\times \left[\bar{\varphi} |\varepsilon| \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon \psi}{\partial y} \right) \right] - k_x^2 |\varepsilon| \bar{\varphi} \psi dy \right]. \end{aligned}$$

Используя интегрирование по частям, получим

$$\begin{aligned} \langle \varphi, \hat{T}_{Ey} \psi \rangle &= \left[\text{sign}(1 - \varepsilon\mu\beta^2) \right. \\ &\times \left. \text{sign}(\varepsilon) \left(\bar{\varphi} \frac{\partial \varepsilon \psi}{\partial y} - \psi \left[\frac{\partial \varepsilon \varphi}{\partial y} \right] \right) \right] \Big|_{-c}^c \\ &+ \int_{-c}^c \text{sign}(1 - \varepsilon\mu\beta^2) \left[|\varepsilon| \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon \varphi}{\partial y} \psi - k_x^2 |\varepsilon| \bar{\varphi} \psi \right] dy. \end{aligned}$$

Сопряженный дифференциальный оператор \hat{T}_{Ey}^* может быть построен на основе соотношения $\langle \varphi, \hat{T}_{Ey} \psi \rangle - \langle \hat{T}_{Ey}^* \varphi, \psi \rangle = 0$. Его дифференциальное выражение совпадает с исходным оператором \hat{T}_{Ey} , однако собственные функции задачи отличаются от собственных функций исходного оператора граничными условиями.

Производя дифференцирование, получим

$$\begin{aligned} \langle \varphi, \hat{T}_{Ey} \psi \rangle - \langle \hat{T}_{Ey}^* \varphi, \psi \rangle &= \left[\text{sign}(1 - \varepsilon\mu\beta^2) \right. \\ &\left. \left(\bar{\varphi} \psi \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \varepsilon \bar{\varphi} \frac{\partial \psi}{\partial y} - \bar{\varphi} \psi \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} - \varepsilon \psi \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial y} \right) \right] \Big|_{-c}^c \\ &= -\varepsilon \bar{\varphi} \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_{y=-c} + \left(\varepsilon \bar{\varphi} \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_{y=-b-0} + \varepsilon \bar{\varphi} \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_{y=-b+0} \right) \\ &+ \left(\varepsilon \bar{\varphi} \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_{y=b-0} + \varepsilon \bar{\varphi} \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_{y=b+0} \right) + \varepsilon \bar{\varphi} \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_{y=c} \\ &- \left(-\varepsilon \psi \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial y} \Big|_{y=-c} + \left(\varepsilon \psi \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial y} \Big|_{y=-b-0} + \varepsilon \psi \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial y} \Big|_{y=-b+0} \right) \right) \\ &+ \left(\varepsilon \psi \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial y} \Big|_{y=b-0} + \varepsilon \psi \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial y} \Big|_{y=b+0} \right) + \varepsilon \psi \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial y} \Big|_{y=c}. \end{aligned}$$

Из непрерывности нормальных компонент индукции электрического поля D_y на границе раздела диэлектрик–вакуум следует непрерывность производной $\varepsilon\psi$. Из непрерывности тангенциальных компонент электрического поля E_z и E_x на границе раздела диэлектрик–вакуум следует непрерывность производных собственных функций $\partial\psi/\partial y$. Из граничных условий на верхней и нижней стенках волновода следует $\partial\psi/\partial y|_{y=\pm c} = 0$. Для удовлетворения $\langle \varphi, \hat{T}_{Ey} \psi \rangle - \langle \hat{T}_{Ey}^* \varphi, \psi \rangle = 0$ необходимо, чтобы собственные функции сопряженного оператора \hat{T}_{Ey}^* удовлетворяли граничным условиям:

$$\partial\varphi/\partial y|_{y=\pm c} = 0, \quad \varepsilon_1\varphi(-b-0) = -\varepsilon_0\varphi(-b+0),$$

$$\varepsilon_0\varphi(b-0) = -\varepsilon_1\varphi(b+0),$$

$$\frac{\partial\varphi(-b-0)}{\partial y} = -\frac{\partial\varphi(-b+0)}{\partial y},$$

$$\frac{\partial\varphi(b-0)}{\partial y} = -\frac{\partial\varphi(b+0)}{\partial y}.$$

Аналогично для собственных функций магнитного оператора (23) в пространстве $L_2([-c, c], |\mu(1 - \varepsilon\mu\beta^2)|)$ скалярное произведение будет

$$\langle \varphi_H, \psi_H \rangle = \int_{-c}^c |\mu(1 - \varepsilon\mu\beta^2)| \bar{\varphi}_H \psi_H dy, \quad (26)$$

а граничные условия для сопряженного оператора \hat{T}_{Hy}^* :

$$\partial\varphi/\partial y|_{y=\pm c} = 0, \quad \mu_1\varphi(-b-0) = -\mu_0\varphi(-b+0),$$

$$\mu_0\varphi(b-0) = -\mu_1\varphi(b+0),$$

$$\frac{\partial\varphi(-b-0)}{\partial y} = -\frac{\partial\varphi(-b+0)}{\partial y},$$

$$\frac{\partial\varphi(b-0)}{\partial y} = -\frac{\partial\varphi(b+0)}{\partial y}.$$

Таким образом, определенные, согласно (10) и (16), операторы \hat{T}_E, \hat{T}_H не являются самосопряженными в пространствах $L_2([0, w] \times [-c, c]; |\varepsilon(1 - \varepsilon\mu\beta^2)|)$ и $L_2([0, w] \times [-c, c]; |\mu(1 - \varepsilon\mu\beta^2)|)$ вследствие различия граничных условий для исходных и сопряженных операторов. Однако эти операторы подобны самосопряженному, т.е. существуют самосопряженный оператор \hat{A} и ограниченный, ограниченно обратимый оператор \hat{X} такой, что $\hat{T} = \hat{X}^{-1}\hat{A}\hat{X}$. В этом случае собственные функции операторов \hat{T}_E, \hat{T}_H образуют базис Рисса, а вкпе с собственными функциями сопряженных задач они образуют электрическую и магнитную полные биортогональные системы. При этом разложение произвольной функции из пространства $L_2([0, w] \times [-c, c]; \rho)$ ($\rho > 0$ — вес, c — полуширина волновода в направлении неоднородности по диэлектрической и магнитной проницаемостям, рис. 1) будет иметь вид $f = \sum_n \langle \Phi_n, f \rangle \Psi_n$.

Здесь $\langle \cdot, \cdot \rangle$ — скалярное произведение в пространстве $L_2([0, w] \times [-c, c]; \rho)$, Ψ_n, Φ_n — собственные функции поперечного оператора и сопряженного ему оператора соответственно. Таким образом, для поперечного электрического оператора выполнено

$$\hat{T}_E \Psi_{En} = \lambda_{En} \Psi_{En}, \quad \hat{T}_E^* \Phi_{En} = \lambda_{En} \Phi_{En},$$

$$\langle \Phi_{En}, \Psi_{Em} \rangle = \int |\varepsilon(1 - \varepsilon\mu\beta^2)| \bar{\Phi}_{En} \Psi_{Em} dx dy = A_E \delta_{n,m}. \quad (27)$$

Аналогично для поперечного магнитного оператора

$$\hat{T}_H \Psi_{Hn} = \lambda_{Hn} \Psi_{Hn}, \quad \hat{T}_H^* \Phi_{Hn} = \lambda_{Hn} \Phi_{Hn},$$

$$\langle \Phi_{Hn}, \Psi_{Hm} \rangle = \int |\mu(1 - \varepsilon\mu\beta^2)| \bar{\Phi}_{Hn} \Psi_{Hm} dx dy = A_H \delta_{n,m}. \quad (28)$$

Отметим, что введенные указанным образом скалярные произведения соответствуют полученным из энергетических соображений условиям ортогональности нормальных к плоскости слоя компонент электрического и магнитного полей [16]

$$\int \varepsilon(\varepsilon\mu\beta^2 - 1) E_{ym,n} \bar{E}_{yp,q} dx dy = \Pi_{m,n}^{LM} \delta_{mp} \delta_{nq},$$

$$\int \mu(\varepsilon\mu\beta^2 - 1) H_{ym,n} \bar{H}_{yp,q} dx dy = \Pi_{m,n}^{LE} \delta_{mp} \delta_{nq},$$

где $\Pi_{m,n}^{LM}$ и $\Pi_{m,n}^{LE}$ — продольные компоненты вектора Пойнтинга LE- и LM-мод.

4. Решение для нормальных к плоскости слоя компонент полей

Будем искать решение (11) в виде ряда по собственным функциям оператора \hat{T}_E :

$$E_y = \sum_{n,m} Z(\xi) \Psi_{En,m}(x, y). \quad (29)$$

Подставляя (29) в (11), получим

$$\sum_{n,m} \Psi_{En,m}(x, y) \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial \xi^2} + \lambda_{EZ} \right) = \frac{-e}{\varepsilon_0(1 - \varepsilon\mu\beta^2)} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{n}{\varepsilon} \right). \quad (30)$$

Умножим обе части уравнения (30) на $\bar{\Phi}_{En,m}(x, y) \times |\varepsilon(1 - \varepsilon\mu\beta^2)|$ и проинтегрируем по поперечному сечению волновода. Учитывая биортогональность (27) и выражение для концентрации заряда (6), получим

$$\int_S \Psi_{En,m}(x, y) \bar{\Phi}_{En,m}(x, y) |\varepsilon(\varepsilon\mu\beta^2 - 1)| dx dy \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial \xi^2} + \lambda_{EZ} \right) = \frac{-q}{\varepsilon_0} \frac{\partial \bar{\Phi}_{En,m}(x_0, y_0)}{\partial y} \delta(\xi - z_0),$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial \xi^2} + \lambda_{EZ} \right) \\ &= \frac{-q}{\varepsilon_0 \langle \Phi_{En,m}, \Psi_{En,m} \rangle} \frac{\partial \bar{\Phi}_{En,m}(x_0, y_0)}{\partial y} \delta(\xi - z_0). \end{aligned}$$

Производя преобразование Фурье по продольной координате ξ и выражая искомую функцию, получим

$$\tilde{Z} = \frac{-q \frac{\partial}{\partial y} \bar{\Phi}_{En,m}(x_0, y_0) \exp(-i\kappa z_0)}{2\pi \varepsilon_0 (-\kappa^2 + \lambda_E) \langle \Phi_{En,m}, \Psi_{En,m} \rangle}.$$

Применим обратное преобразование Фурье

$$Z = \frac{-q \frac{\partial}{\partial y} \bar{\Phi}_{En,m}(x_0, y_0)}{2\pi \varepsilon_0 \langle \Phi_{En,m}, \Psi_{En,m} \rangle} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-i\kappa z_0 \exp(i\kappa \xi))}{(\lambda_E - \kappa^2)} d\kappa.$$

Вычисляя последний интеграл согласно теореме о вычетах и учитывая (29), получим

$$E_y = \sum_{n,m} \frac{q}{\varepsilon_0} \frac{\Psi_{En,m}(x, y)}{\langle \Phi_{En,m}, \Psi_{En,m} \rangle} \frac{\partial \bar{\Phi}_{En,m}(x_0, y_0)}{\partial y} F_{n,m}(\xi), \quad (31)$$

где $F(\xi) = -\sin(k_z \xi)/k_z$ при $\lambda_{En,m} > 0$, $k_z = \sqrt{\lambda_{En,m}}$, $F(\xi) = \exp(-k_z \xi)/(2k_z)$ при $\lambda_{En,m} < 0$, $k_z = \sqrt{|\lambda_{En,m}|}$.

Полученное решение при $\lambda_{En,m} > 0$ представляет собой распространяющуюся внутри волновода волну с постоянной распространения k_z .

Будем искать решение (17) в виде ряда по собственным функциям оператора \hat{T}_H :

$$H_y = \sum_{n,m} Z(\xi) \Psi_{Hn,m}(x, y). \quad (32)$$

$$\sum_{n,m} \Psi_{Hn,m}(x, y) \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial \xi^2} + \lambda_{HZ} \right) = \frac{-ev}{(1 - \varepsilon(y)\mu\beta^2)} \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (33)$$

Умножим обе части (33) на $|\mu(1 - \varepsilon\mu\beta^2)| \bar{\Phi}_{Hn,m}(x, y)$ и проинтегрируем по поперечному сечению волновода. Учитывая выражение (6) для концентрации электронов n и биортогональность (28), получим

$$\int_S \Psi_{Hn,m}(x, y) \bar{\Phi}_{Hn,m}(x, y) |\mu(1 - \varepsilon\mu\beta^2)| dx dy \times \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial \xi^2} + \lambda_{HZ} \right) = -qv\mu \delta(\xi - z_0) \frac{\partial \bar{\Phi}_{Hn,m}(x_0, y_0)}{\partial x}.$$

Произведем преобразование Фурье по продольной координате ξ :

$$(-\kappa^2 + \lambda_H) \tilde{Z} = \frac{-qv\mu \exp(-i\kappa z_0)}{2\pi \langle \Phi_{Hn,m}, \Psi_{Hn,m} \rangle} \frac{\partial \bar{\Phi}_{Hn,m}(x_0, y_0)}{\partial x}.$$

Применим обратное преобразование Фурье

$$\begin{aligned} Z &= \frac{-qv\mu}{2\pi \langle \Phi_{Hn,m}, \Psi_{Hn,m} \rangle} \left(\frac{\partial \bar{\Phi}_{Hn,m}(x_0, y_0)}{\partial x} \right) \\ &\times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-i\kappa z_0) \exp(i\kappa \xi)}{(\lambda_H - \kappa^2)} d\kappa. \end{aligned}$$

Вычисляя последний интеграл согласно теореме о вычетах, получим

$$H_y = qv\mu \sum_{n,m} \frac{\Psi_{Hn,m}(x,y)}{\langle \Phi_{Hn,m}, \Psi_{Hn,m} \rangle} \frac{\partial \bar{\Phi}_{Hn,m}(x_0, y_0)}{\partial x} F_{n,m}(\xi), \quad (34)$$

где $F(\xi) = -\sin(k_z \xi)/k_z$ при $\lambda_{Hn,m} > 0$, $k_z = \sqrt{\lambda_{Hn,m}}$; $F(\xi) = \exp(-k_z \xi)/(2k_z)$ при $\lambda_{Hn,m} < 0$, $k_z = \sqrt{|\lambda_{Hn,m}|}$.

5. Расчет тангенциальных к плоскости слоя компонент полей

Выражение для продольного поля E_z может быть найдено из уравнений Максвелла

$$v\mu\mu_0 \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial \xi} + \frac{\partial^2 E_u}{\partial y \partial \xi} = \left(\frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} - \epsilon\mu\beta^2 \frac{\partial^2 E_z}{\partial \xi^2} \right).$$

Отсюда (и аналогично для остальных компонент электрического и магнитного полей), учитывая, что $k_y^2 + k_x^2 = \lambda(\epsilon\mu\beta^2 - 1)$ и $k_z = \sqrt{\lambda}$, получим

$$E_z = \frac{1}{k_x^2 + \lambda} \left(v\mu\mu_0 \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial \xi} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial \xi \partial y} \right),$$

$$E_x = \frac{1}{k_x^2 + \lambda} \left(\frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} - v\mu\mu_0 \frac{\partial^2 H_y}{\partial \xi^2} \right),$$

$$H_x = \frac{1}{k_x^2 + \lambda} \left(v\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial y} \right),$$

$$H_z = \frac{1}{k_x^2 + \lambda} \left(\frac{\partial^2 H_y}{\partial \xi \partial y} - v\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial \xi} \right).$$

Подставляя (31) и (34) в выражение для E_z , получим

$$E_z = \frac{q}{\epsilon_0} \sum_{n,m} \left[\frac{-\mu\beta^2 \cos(k_z H_{n,m}(\xi - z_0))}{(k_{xn}^2 + \lambda_{Hn,m})} \frac{\cos(k_z E_{n,m}(\xi - z_0))}{\langle \Phi_{Hn,m}, \Psi_{Hn,m} \rangle} \right. \\ \times \frac{\partial \Psi_{Hn,m}(x,y)}{\partial x} \frac{\partial \bar{\Phi}_{Hn,m}(x_0, y_0)}{\partial x} + \frac{1}{(k_{xn}^2 + \lambda_{En,m})} \\ \times \left. \frac{\cos(k_z E_{n,m}(\xi - z_0))}{\langle \Phi_{En,m}, \Psi_{En,m} \rangle} \frac{\partial \Psi_{En,m}(x,y)}{\partial y} \frac{\partial \bar{\Phi}_{En,m}(x_0, y_0)}{\partial y} \right].$$

Остальные компоненты электрического и магнитного полей могут быть найдены аналогичным образом.

6. Применение предложенного формализма к расчету электромагнитных полей ускоряющих структур прямоугольного сечения

Предложенный формализм допускает быстрый аналитический расчет кильватерных полей в ускоряющих

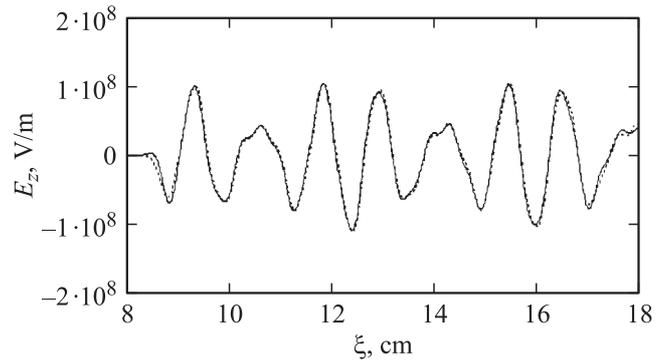


Рис. 2. Зависимость продольного электрического поля в прямоугольной ускоряющей структуре 25 GHz на основе алмаза $w = 8$ mm, $b = 2$ mm, $c = 3.19$ mm, $\epsilon_1 = 5.7$ (рис. 1) для сгустка с гауссовым распределением заряда, энергией $W = 15$ MeV, зарядом $q = 100$ nC и длиной $\sigma_z = 1.5$ mm. Сплошная линия — программа Particle Studio CSTTM, пунктир — RectangularTM.

структурах с диэлектрическим заполнением прямоугольного сечения. Для полного электродинамического анализа и оптимизации параметров ускоряющей структуры необходимо знать ускоряющее электрическое поле (ускоряющий градиент), компоненты электрического и магнитного полей, входящих в выражение для отклоняющей сгусток силы, а также амплитуды магнитного и электрического полей на внутренних поверхностях материала структуры.

Для реализации этой задачи на основе предложенного формализма в СПбГЭТУ „ЛЭТИ“ был недавно разработан пакет программ RectangularTM. Отметим практически полное совпадение результатов расчета с использованием указанного алгоритма с результатами анализа при помощи традиционных численных пакетов, используемых в ускоряющей физике в настоящее время, при значительно более высокой скорости расчета с помощью рассматриваемого в настоящей работе подхода.

К примеру, на основе полученных выражений было проведено аналитическое рассмотрение кильватерных полей, генерируемых гауссовым релятивистским электронным сгустком с параметрами ускорителя AWA в прямоугольной ускоряющей структуре на основе алмаза [4], разрабатываемой в настоящее время в Аргоннской национальной лаборатории: $w = 8$ mm, $b = 2$ mm, $c = 3.19$ mm, $\epsilon_1 = 5.7$ (рис. 1), что соответствует частоте 25 GHz ускоряющей LM-моды структуры. В качестве источника черенковского излучения рассматривался генераторный электронный сгусток с гауссовым распределением заряда и энергией $W = 15$ MeV, зарядом $q = 100$ nC и длиной сгустка $\sigma_z = 1.5$ mm. Зависимость продольной компоненты электрического поля E_z , создаваемого сгустком, от расстояния за ним $\xi = z - vt$ представлена на рис. 2 (сгусток расположен в точке $x_0 = w/2$, $y_0 = 0$, $\xi_0 = 8$ cm, точка наблюдения $x = w/2$, $y = 0$, $\xi = z - vt$), причем отметим высокий ускоряющий градиент (более 100 MV/m) кильватер-

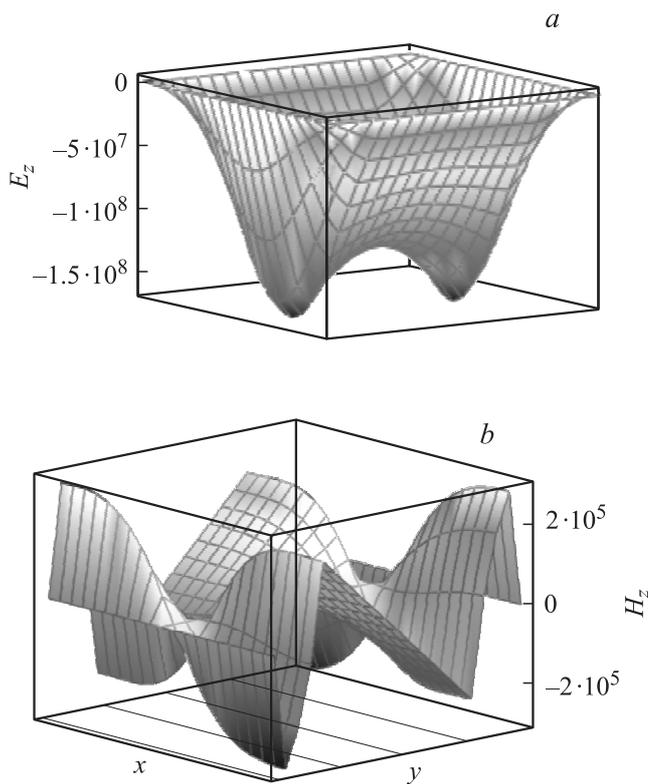


Рис. 3. Поперечная структура полей E_z (a) и H_z (b) в прямоугольной ускоряющей структуре 25 GHz на основе алмаза $w = 8$ mm, $b = 2$ mm, $c = 3.19$ mm, $\epsilon_1 = 5.7$ для сгустка с гауссовым распределением заряда, энергией $W = 15$ MeV, зарядом $q = 100$ nC и длиной $\sigma_z = 1.5$ mm.

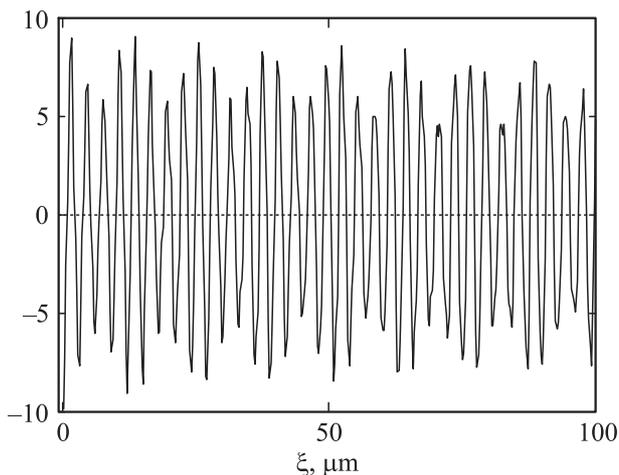


Рис. 4. Зависимость продольного поля E_z от расстояния за сгустком в ускоряющей структуре, рассчитанной на частоту 1 THz, на основе алмаза $\epsilon_1 = 5.7$ с параметрами: $b = 40$ μ m, $c = 70$ μ m, $c - b = 30$ μ m (толщина алмазного заполнения), $w = 300$ μ m для сгустка ускорителя FACET с гауссовым распределением заряда, энергией $W = 23$ MeV, зарядом $q = 3$ nC и длиной $\sigma_z = 30$ μ m.

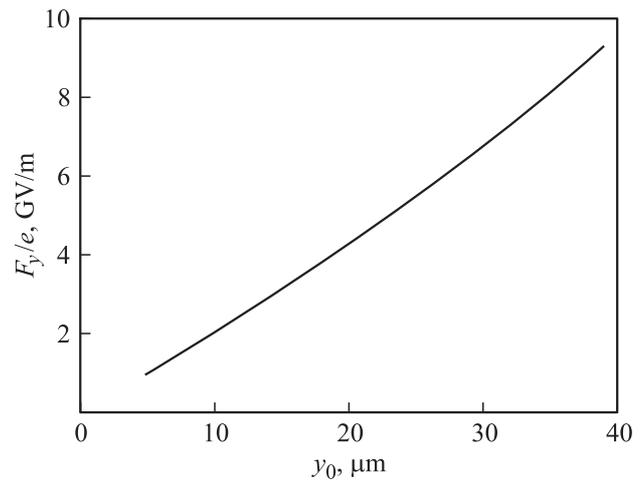


Рис. 5. Отклоняющая сила как функция отклонения сгустка от оси прямоугольной ускоряющей структуры 1 THz на основе алмаза $\epsilon_1 = 5.7$ с параметрами: $b = 40$ μ m, $c = 70$ μ m, $c - b = 30$ μ m (толщина алмазного заполнения), $w = 300$ μ m для сгустка ускорителя FACET с гауссовым распределением заряда, энергией $W = 23$ MeV, зарядом $q = 3$ nC и длиной $\sigma_z = 30$ μ m.

ного излучения за сгустком. Результаты расчета на основе полученных выражений (программа RectangularTM — пунктир) показывают хорошее совпадение с численным расчетом полей в подобной структуре с использованием программы CST Particle StudioTM (сплошная линия, расчеты представлены группой AWA Аргоннской Национальной лаборатории).

На основе указанной структуры на ускорителе AWA планируется тест на СВЧ-прочность заполнения кильватерной ускорительной структуры из монокристаллического алмаза — тест будет проведен осенью 2011 г. после замены фотоинжектора ускорителя [17].

На рис. 3 представлено пространственное распределение поперечной структуры полей E_z и H_z в поперечном сечении прямоугольной структуры с параметрами, представленными выше. Отметим существенное увеличение продольных магнитных полей на границе волновода, определяющих основной вклад в СВЧ-потери структуры, а также достижение максимумов продольного электрического поля вблизи границы диэлектрического слоя, что формирует „седловой“ характер пространственной структуры ускоряющего поля вблизи оси волновода (в области прохождения пучка).

Если в диапазоне частот 10–30 GHz прямоугольные структуры в настоящее время рассматриваются в основном для тестирования материалов заполнения на СВЧ-прочность на коротком (< 20 ns) импульсе кильватерного излучения, то в области высоких частот (0.5–1.0 THz) для многих применений структуры прямоугольного сечения могут оказаться единственно возможным техническим решением [18,19].

Приведенный выше подход и его реализация в комплексе программ RectangularTM реализуется в виде аналитических решений, что делает его независимым от частотного диапазона и геометрических размеров структуры. Это позволяет быстро и эффективно проводить анализ в требующем длительных расчетов имеющимися численными пакетами (CST, HFSS) диапазоне частот > 1 THz. На рис. 4, 5 приведен пример такого расчета для продольного поля E_z (рис. 4) и удельной отклоняющей силы $F_y/e = E_y - v\mu_0 H_x$ (рис. 5) для параметров сгустка ускорителя FFTB/FACET [18,19] с гауссовым распределением заряда, энергией $W = 23$ MeV, зарядом $q = 3$ nC и длиной $\sigma_z = 30 \mu\text{m}$ в структуре на частоту 1 THz на основе алмаза $\epsilon_1 = 5.7$ с параметрами: $b = 40 \mu\text{m}$, $c = 70 \mu\text{m}$, $c - b = 30 \mu\text{m}$ (толщина алмазного заполнения), $w = 300 \mu\text{m}$. Отметим, что при отклонении сгустка от оси структуры отклоняющая сила растет по практически линейному закону, а при его приближении к границе диэлектрика становится сравнима с ускоряющим градиентом, (рис. 5). Отметим, что этот факт является основной проблемой поперечной устойчивости генераторных сгустков в кильватерных ускорителях [2,4].

Заключение

Таким образом, в настоящей работе представлен аналитический метод расчета кильватерных полей излучения Вавилова—Черенкова в диэлектрической ускорительной структуре прямоугольного сечения для GHz и THz диапазонов частот. На основе предложенного метода для ускорителя AWA проведен расчет диэлектрической структуры прямоугольного сечения, допускающей ускоряющие градиенты свыше 100 MV/m, а для терагерцового диапазона — структуры комплекса FACET ускорителя SLAC с ускоряющим градиентом, превышающим 1 GV/m.

Работа поддержана грантами РФФИ и Минобрнауки (ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры России“).

Список литературы

- [1] *Gai W., Schoessow P., Cole B., Konecny R.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1988, Vol. 61. P. 2756.
- [2] *Gai W.* // AIP Conference Proceedings. 2009. Vol. 1086. P. 3–11.
- [3] *Альтмарк А.М., Канарейкин А.Д., Шейнман И.Л.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 89-97.
- [4] *Канарейкин А.Д.* // J. Phys. Conf. Ser. 2010. Vol. 236. P. 012032.
- [5] *Rosing M., Gai W.* // Phys. Rev. D. 1990. Vol. 42. N 5. P. 1829–1834.
- [6] *Канарейкин А.Д., Шейнман И.Л.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. № 8. С. 59-64.
- [7] *Xiao L., Gai W., Sun X.* // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 65. P. 1-9.
- [8] *Jing C., Liu W., Gai W., Xiao L., Wong T.* // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 68. P. 016 502.
- [9] *Tremaine A., Rosenzweig J., Schoessow P., Gai W.* // Phys. Rev. E. 1997. Vol. 56. P. 7204.
- [10] *Bresler A.D., Joshi G.H., Marcuvitz N.* // J. Appl. Phys. 1958 Vol. 29. N 5. P.794–799.
- [11] *Rowland A., Sammut J.* // Opt. Soc. Am. 1982. Vol. 72. N 10. P. 1335.
- [12] *Tao J.W., Atechian J., Ratovondrahanta R. & Baudrand H.* // Proc. of IEE. 1990. Vol. 137. Part. H. P. 311–317.
- [13] *Park S.Y., Wang C., Hirshfield J.L.* // AIP Conf. Proc. 2002. Vol. 647. P. 527–541.
- [14] *Wang C., Hirshfield J.L.* // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2006. Vol. 9. N 3. P. 031 301(18).
- [15] *Сотников Г. В., Онищенко И. Н., Хиришфилд Дж.Л., Маршалл Т.К.* // Проблемы атомной науки и технологии. Серия: Ядерно-физические исследования. 2008. № 3. (49). С. 148–152.
- [16] *Balanis C.A.* // Advanced Engineering Electromagnetics. NY: Wiley, 1989. P. 410–414.
- [17] *Antipov S.* et al. // Proceedings PAC’11, NY, 2011. P. 115–117.
- [18] *Travish G.* et al. // Proceedings PAC’07, Albuquerque, NM. 2007. P. 3058.
- [19] *Rosenzweig J.* et al. // Proceedings PAC’11, NY, 2011. P. 211–213.