

07;10

## Дифракционная ускоряющая структура $\pi$ -вида

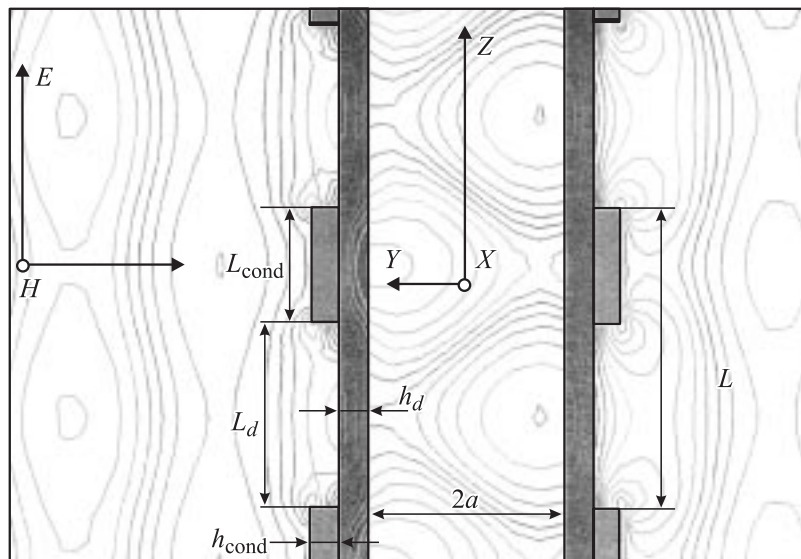
© С.В. Абрамов, Ю.К. Алексеев, Д.А. Заярный,  
Б.С. Ишханов, В.И. Шведунов

Научно-исследовательский институт ядерной физики  
им. Д.В. Скобельцина Московского государственного университета  
E-mail: shved@depni.npi.msu.su

Поступило в Редакцию 8 января 2004 г.

Приведены результаты численного моделирования возбуждаемой излучением лазера симметричной дифракционной периодической структуры, состоящей из проводящих пластин, нанесенных на диэлектрическую пленку, предназначенной для высокоградиентного ускорения заряженных частиц. Параметры структуры оптимизированы таким образом, что в ближней зоне дифракционного поля релятивистская частица ускоряется на протяжении всего пространственного периода структуры. Рассмотрена возможность удаления паразитных перпендикулярных компонент электрического и магнитного поля в плоскости симметрии структуры за счет ее двухстороннего облучения лучом лазера.

Использование лазерного луча в свободном пространстве либо резонансного поля электродинамической системы Фабри–Перо в электронных ускорителях, усилителях или генераторах с продольным взаимодействием во многом определяется возможностью формирования резко неоднородных по сравнению с длиной волны участков пространственного распределения амплитуды переменного поля, поскольку взаимодействие заряженных частиц с невозмущенной волной в свободном пространстве крайне неэффективно вследствие адиабатически медленного изменения ее амплитуды поля в пространстве [1]. Размещение в поле луча лазера различных возмущающих металлических или диэлектрических тел позволяет получить ускорение частиц с высоким темпом набора энергии [2], эффективную модуляцию продольной скорости заряженных частиц, отбор энергии электронных сгустков. Перспективным методом повышения эффективности энергообмена может оказаться использование дифракционной решетки, размещенной в луче



**Рис. 1.** Периодическая ускоряющая структура при облучении плоской волной.

лазера, в совокупности со взаимодействием потока частиц и поля в ближней зоне дифракции [3].

В настоящей работе рассмотрена и оптимизирована дифракционная ускоряющая структура с распределением амплитуды вектора напряженности электрического поля, в котором заряженная частица ускоряется электрическим полем в обоих пространственных полупериодах изменения поля. Такая ускоряющая система (в терминологии ускоряющих структур классического диапазона длин волн — структура  $\pi$ -вида) способна при равной величине амплитуды падающего лазерного излучения обеспечить больший прирост энергии заряженной частицы на единицу длины, чем система, описанная в [2]. В качестве источника излучения в рассматриваемой модели предполагается  $\text{CO}_2$ -лазер с длиной волны излучения  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ .

Структура (рис. 1) состоит из проводящей решетки (Cu), элементы которой имеют ширину  $L_{\text{cond}}$  и толщину  $h_{\text{cond}}$ , нанесенной на подложку из диэлектрической пленки, прозрачной на данной длине волны

(например, GaAs), имеющей толщину  $h_d$  и величину диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ . Вторая такая же решетка расположена симметрично первой, при этом внутренние поверхности диэлектрических подложек удалены друг от друга на расстояние  $2a$ . Ось пучка заряженных частиц расположена в плоскости симметрии структуры на расстоянии  $a$  от внутренней поверхности диэлектрика.

Для данной электродинамической системы было выполнено моделирование возбуждения электромагнитных колебаний полем лазера, заданным в виде плоской, линейно поляризованной волны, распространяющейся вдоль оси  $y$ . Численно решались уравнения Максвелла в области пространства, ограниченной расстоянием  $2\lambda = 21.2 \mu\text{m}$  спереди и сзади от структуры по оси  $y$ ; в качестве граничных условий по осям  $x$  и  $z$  было выбрано бесконечное периодическое продолжение структуры. Решением уравнений Максвелла были комплексные векторы  $\mathbf{E}_x$ ,  $\mathbf{E}_y$ ,  $\mathbf{E}_z$  и  $\mathbf{H}_x$ ,  $\mathbf{H}_y$ ,  $\mathbf{H}_z$ , полностью описывающие эволюцию во времени электромагнитного поля.

Анализ результатов решения показал, что распределение ускоряющей компоненты поля  $\mathbf{E}_z$  в структуре имеет вид последовательности пятен поля, которые отличаются знаком компоненты  $\mathbf{E}_z$  (рис. 1). Оптимизацией параметров резонатора, в частности расстояния между диэлектрическими поверхностями, толщины диэлектрика, ширины проводящих элементов решетки, мы добились, чтобы в плоскости симметрии структуры  $\mathbf{E}_z$  изменялась как гармоническая функция, осциллирующая на отрезке оси  $z$ , равном  $\lambda$ , относительно нулевого значения от  $-\mathbf{E}_{z0}$  до  $\mathbf{E}_{z0}$ . Значения параметров структуры составили при этом:  $L_{cond} = 4 \mu\text{m}$ ,  $h_{cond} = 1 \mu\text{m}$ ,  $h_d = 0.93 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon = 3.47$ ,  $a = 3.55 \mu\text{m}$ . Полученное пространственное распределение ускоряющей компоненты  $\mathbf{E}_z$  обеспечивает при правильном выборе фазы влета релятивистской частицы в структуру прирост энергии заряженной частицы в каждом полупериоде переменного ускоряющего электрического поля.

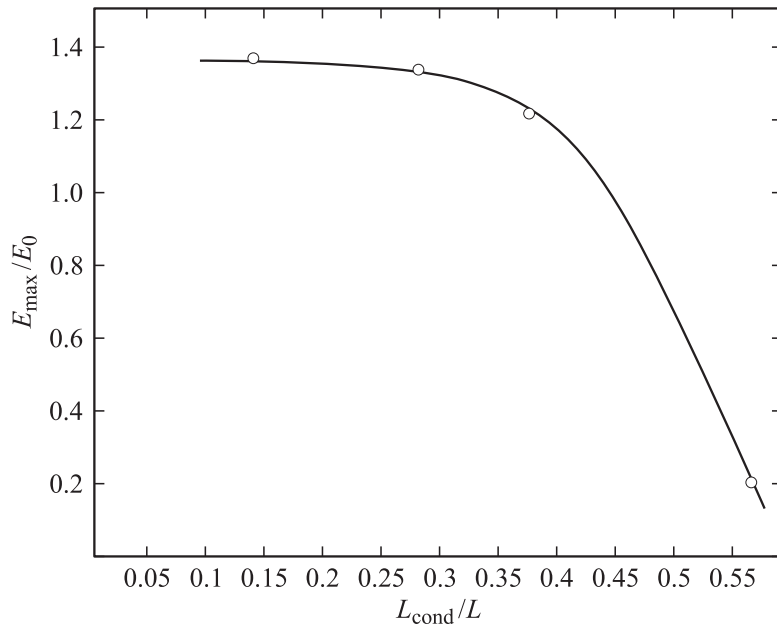
Существенным препятствием на пути использования дифракционной решетки для ускорения заряженных частиц является наличие на оси пучка компонент электромагнитного поля, отличающихся от  $\mathbf{E}_z$ . При одностороннем возбуждении колебаний поля в структуре излучением лазера с вектором  $\mathbf{E}$ , направленным вдоль направления пролета заряженных частиц, на оси пучка имеется компонента вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}_y$  и компонента вектора

магнитного поля  $\mathbf{H}_x$ . Значения этих компонент поля достаточно велики, что может привести к существенному поперечному смещению пучка.

В качестве решения этой проблемы было предложено двустороннее облучение структуры двумя плоскими, линейно-поляризованными волнами, распространяющимися навстречу друг другу. Векторы  $\mathbf{E}$  падающих волн заданы коллинеарными и изменяются во времени с одинаковой фазой; соответственно векторы  $\mathbf{H}$  в каждый момент времени противоположно направлены и равны по величине. В результате в плоскости симметрии структуры компоненты  $\mathbf{E}_y$  и  $\mathbf{H}_x$  для каждой из падающих волн в каждый момент времени равны по величине и противоположно направлены, и в сумме дают нуль, что и было подтверждено расчетом. Ускоряющие же компоненты векторов напряженности электрического поля  $\mathbf{E}_z$  для каждой волны в плоскости симметрии структуры равны по величине и одинаково направлены, поэтому величина  $\mathbf{E}_z$  увеличивается в два раза.

Для оценки эффективности использования рассмотренной периодической волновой структуры  $\pi$ -вида в линейном ускорителе электронов была проведена оценка значения основных параметров такой структуры: градиента энергии  $T = \Delta W/L$  и эффективного шунтового сопротивления  $Z_{sh} = \Delta W^2/2PL$ , где  $2P$  — суммарная мощность облучения структуры с двух сторон,  $L$  — ее длина,  $\Delta W$  — увеличение энергии электрона на длине  $L$ . Распределение амплитуды ускоряющей компоненты поля было аппроксимировано гармонической функцией:  $E_z(z, t) = E_1 \sin(2\pi z/\lambda) \sin(\omega t + \varphi)$ , где  $E_1$  — максимальная амплитуда поля,  $\varphi$  — его начальная фаза. Решение уравнения движения электрона на одном периоде структуры показало, что градиент энергии ультрарелятивистской частицы для данного распределения поля составляет  $T(\text{eV/m}) = E_1(\text{V/m})/2$ .

Для амплитуды падающих волн  $1.5 \text{ GV/m}$  рассчитанная амплитуда поля на оси структуры составила  $E_l = 3.6 \text{ GV/m}$ , градиент энергии равен  $T = 1.8 \text{ GeV/m}$ . При размерах пятна поля лазерного луча, например  $2 \cdot 20 \cdot \lambda^2$ , мощность импульса составляет  $26.8 \text{ MW}$  и шунтовое сопротивление равно  $Z_{sh} = 12.8 \text{ M}\Omega/\text{m}$ . Длительность импульса определяется временем пролета через структуру релятивистского электрона и равна  $0.7 \text{ ns}$ , энергия импульса  $19 \mu\text{J}$ , плотность энергии на поверхности решетки  $4.2 \text{ kJ/m}^2$ , что в два с лишним раза меньше абляционного предела для металла [4]. Для сравнения темп ускорения в структуре,



**Рис. 2.** Зависимость напряженности поля в структуре от ширины полос дифракционной решетки.

описанной в [2], для той же напряженности ускоряющего поля составляет  $T = E_l/\pi = 1.15 \text{ GeV/m}$ .

Следует отметить, что описанная ускоряющая структура не является резонансной системой; оптимальное для структуры  $\pi$ -вида распределение поля формируется вдали от точки резонанса в системе, рассматриваемой как открытый резонатор типа Фабри–Перо. Если резонанс в структуре происходит при значении параметра  $a = 6.4 \mu\text{m}$ , то оптимальное распределение поля для структуры  $\pi$ -вида получается при  $a = 3.55 \mu\text{m}$ . Это говорит об основной роли дифракционного поля решетки в ускорении заряженных частиц.

При изменении ширины проводящих элементов структуры для амплитуды поля имеет место достаточно плавная зависимость, показанная на рис. 2.

## Список литературы

- [1] Гапонов А.В., Миллер М.А. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. № 1. С. 242–243.
- [2] Alekseev Yu.K., Shvedunov V.I. The Laser-Accelerator. Preprint NPI MSU 99–25/583. Moscow, 1999. 8 p.
- [3] Schoessow P.V., Rosenzweig J.B. // Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference. New York, 1999. P. 3624–3626.
- [4] Афанасьев Ю.В., Демченко Н.Н., Заветовская И.Н. // Изв. РАН. Физика. 1999. Т. 63. С. 667.