

УСКОРЯЮЩАЯ СТРУКТУРА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ
НА ОСНОВЕ ДВУХПРОВОДНОЙ ЛИНИИ

Е. Г. Бессонов, В. Г. Куракин, А. В. Серов

УДК 621.384.64

В статье обсуждается возможность создания ускоряющей структуры на основе двухпроводной линии, возбуждаемой высоковольтным импульсным генератором. Получено выражение для напряженности ускоряющего электрического поля, рассмотрена динамика частиц в структуре. Экспериментально исследованы дисперсионные свойства модели структуры.

В настоящей работе обсуждается ускоряющая структура линейного ускорителя на основе двухпроводной линии, возбуждаемой высоковольтным импульсным генератором. Ускоритель с такой структурой может использоваться для создания сильноточных пучков пикосекундной длительности. Получено выражение для напряженности ускоряющего электрического поля, рассмотрена динамика частиц в структуре. Описаны результаты исследования дисперсионных свойств модели ускоряющей структуры и дана оценка напряженности ускоряющего поля, которая может быть получена в ней при использовании современных генераторов высоких напряжений.

На рис. 1 показана схема предлагаемой структуры. Структура выполнена в виде закрытой двухпроводной линии, нагруженной стойками с "пролетными" трубками; последние предназначены для уменьшения дефокусирующего действия поперечных электрических полей. Внутренний проводник линии имеет П-образную форму и охватывает пролетные трубки. При подаче на внутренний проводник такой структуры импульса напряжения u в ней возникает электромагнитная волна, в которой наряду с поперечной составляющей электрического поля имеется продольная составляющая. Величину продольной составляющей напряженности электрического поля E_z можно оценить из следующих соотношений, являющихся следствием закона электромагнитной индукции Фарадея (см. рис. 1):

$$E_z \Delta z \approx - \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi_1}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} \Delta z \approx - \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi_2}{\partial t}, \quad (2)$$

и из соотношения, справедливого для бегущей волны

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{v_B} \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (3)$$

где Δz - расстояние между стойками, Φ_1 и Φ_2 - магнитные потоки, пронизывающие контуры L_1 и L_2 соответственно, t - время, c - скорость света, v_B - скорость распространения волны в линии. Соотношения (1), (2) справедливы при

$$\Delta z \ll \tau_{\Phi} v_B, \quad (4)$$

где τ_{Φ} - длительность фронта возбуждающего импульса. Вводя коэффициент потокосцепления $k = \Phi_1/\Phi_2$ из (1)-(3) получаем

$$E_z = - \frac{k}{v_B} \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что напряженность продольного электрического поля E_z пропорциональна скорости изменения напряжения между проводниками линии.

Рассмотрим основные особенности продольного движения частиц в такой структуре. Энергия частицы ϵ , движущейся вдоль структуры, изменяется по закону

$$\frac{d\epsilon}{dz_r} = e E_z(z_r, t) = ek \frac{du(z_r, t)}{dz}, \quad (6)$$

где z_r - координата, e - заряд частицы. Введем новые переменные: релятивистский фактор γ_r и фазу частицы η

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_r^2}} = \frac{\epsilon}{m_0 c^2}; \quad \eta = z_r - v_B t, \quad (7)$$

где $\beta_r = v_r/c$; m_0 , v_r - масса покоя и продольная скорость частицы. Будем полагать, что фазе $\eta = 0$ соответствует максимальное значение возбуждающего напряжения u_m . Воспользовавшись следующим из выражения (1) соотношением

$$dz_r = \frac{d\eta}{1 - \frac{v_B}{v_r}} = \frac{d\eta}{1 - \frac{v_B \gamma_r}{c \sqrt{\gamma_r^2 - 1}}},$$

представим уравнение (6) в виде

$$\left(1 - \frac{v_B \gamma_r}{c \sqrt{\gamma_r^2 - 1}}\right) \frac{d\eta}{d\eta} = \frac{ek}{m_0 c^2} \frac{du(\eta)}{d\eta}. \quad (8)$$

После интегрирования получаем

$$\gamma_r - \beta_B \sqrt{\gamma_r^2 - 1} - \frac{ke}{m_0 c^2} u(\eta) = \text{const}, \quad (9)$$

где $\beta_B = v_B/c$. Уравнение (9) позволяет построить фазовые траектории частиц на плоскости (γ, η) . Ускоряющее поле возникает либо на переднем, либо на заднем фронте возбуждающего импульса в зависимости от его полярности. Динамика частицы в этих случаях сводится соответственно к отражению от барьера или к движению в потенциальной яме. "Высота" барьера и "глубина" ямы определяются амплитудой возбуждающего напряжения u_m . Для отражения частиц с начальными скоростями v_H , удовлетворяющими условию $0 \leq v_H < v_B$, необходимо приложить напряжение

$$u_m \geq \frac{m_0 c^2}{ke} \left| \frac{1}{\gamma_B} - \gamma_H + \beta_B \sqrt{\gamma_H^2 - 1} \right| = u_0, \quad (10)$$

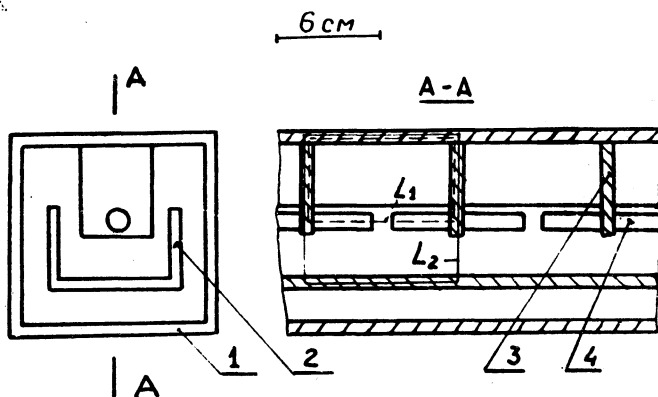
где

$$\gamma_B = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_B^2}}; \quad \gamma_H = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_H^2}}; \quad \beta_H = \frac{v_H}{c}.$$

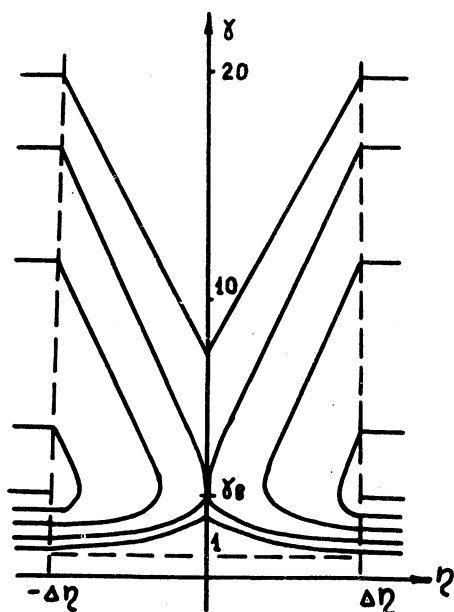
Отразившись от барьера, частицы приобретут энергию γ_K , равную

$$\gamma_K = \gamma_H \left[1 + \frac{2\beta_B}{1 - \beta_B^2} (\beta_B - \beta_H) \right]. \quad (11)$$

При этом длина моноэнергетического сгустка уменьшится в γ_K/γ_H раз. На рис. 2 для иллюстрации показаны фазовые траектории частиц, ускоряемых в электрическом поле, возникающем на переднем фронте треугольного возбуждающего импульса амплитудой $u_m < u_0$ и длительностью $2\Delta\eta/v_B$. Из диаграммы видно, что максимальный



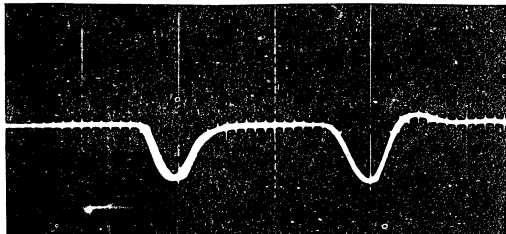
Р и с. 1. Схема модели ускоряющей структуры. 1 - внешний проводник, 2 - внутренний проводник, 3 - стойки, 4 - "пролетные трубки"



Р и с. 2. Фазовые траектории частиц ускоряемых на переднем фронте возбуждающего импульса

прирост энергии получают те частицы, фазовые траектории которых проходят через особую точку $\delta = \delta_B$, $\eta = 0$.

Из выражения (II) следует, что энергия частиц на выходе ускорителя существенно зависит от скорости распространения волны в структуре. Кроме того, на процесс ускорения влияют дисперсионные свойства структуры, так как наличие большой дисперсии приведет к расплыванию бегущего по линии возбуждающего импульса и, как следует из формулы (5), к уменьшению величины ускоряющего поля.



Р и с. 3. Осциллограмма напряжения на входе структуры. Масштаб по горизонтали ~ 10 нсек на деление

Для оценки скорости волны и исследования дисперсионных свойств была изготовлена модель структуры длиной ~ 3 м (см. рис. I). В этой модели большая часть магнитного потока бегущей волны пронизывает пространство между стойками, и коэффициент k , входящий в формулу (5), приблизительно равен 1.

Дисперсионные свойства структуры исследовались методом стоячих волн [1]. При этом точность метода была лучше 0,5%. Измерения показали, что уменьшение фазовой скорости в полосе частот от 50 мГц до 400 мГц не превышает 1%, при этом скорость волны $v_B = 0,95c$. Такая дисперсия обеспечивает прохождение по структуре импульса с фронтом ~ 1 нсек. Для качественной проверки полученных результатов исследовалось распространение в модели структуры импульса с фронтом ~ 2 нсек. Возбуждающий и отраженный от разомкнутого конца линии импульсы наблюдались на экране осциллографа. На рис. 3 приведена типичная осциллограмма. После прохождения двойной длины структуры (~ 6 м) импульс практически не искажался, что подтверждает сделанный выше вывод о ее дисперсионных свойствах.

В качестве примера заметим, что при возбуждении структуры с $\beta_v \approx 1$ импульсом напряжения $u_m = 10^6$ в и $\tau_{\Phi} = 3 \cdot 10^{-9}$ сек в ней возникает ускоряющее поле с напряженностью 10^6 в/м. Такой ускоритель может использоваться в тех областях науки, где требуются сильноточные пучки длительностью менее 1 нсек, например, в радиационной химии /2/. По-видимому, основным недостатком ускорителя является малый прирост энергии на единицу длины.

Авторы выражают благодарность К. А. Беловинцеву и П. А. Черенкову за полезное обсуждение настоящей работы.

Поступила в редакцию
15 января 1974 г

Л и т е р а т у р а

1. В. Мейлинг, Ф. Стари. Наносекундная импульсная техника. Атомиздат, 1973 г.
2. Труды третьего Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том 1, стр.62. Наука, Москва, 1973 г.