01;09;10

Применение высокочастотного ондулятора для фокусировки и ускорения ионных пучков

© Э.С. Масунов

Московский государственный инженерно-физический институт (Технический университет),
115409 Москва, Россия
e-mail: masunov@edhem.mephi.msk.su

(Поступило в Редакцию 6 декабря 2000 г.)

Обсуждается возможность использования несинхронных с пучком гармоник высокочастотного поля для фокусировки и ускорения заряженных частиц в периодических резонансных структурах. Найдены условия, при которых имеет место эффективное ускорение частиц в поперечных и в продольных полях высокочастотного ондулятора. Рассмотрены примеры реализации предложенного способа фокусировки и ускорения частиц, а также результаты численного расчета динамики ионов дейтерия в новом типе линейного ускорителя.

Введение

Ранее в работе [1,2] подробно исследовалась динамика нерелятивистских ионных пучков в линейном ондуляторном ускорителе, в котором частицы ускоряются в поле периодического электростатического ондулятора и в переменном высокочастотном поле. Было показано, что в комбинационном поле, которое получается при сложении полей электростатического ондулятора и периодического ВЧ резонатора, в котором отсутствуют синхронные с пучком волны (для краткости такой резонатор будем называть ВЧ ондулятором), можно одновременно ускорять и фокусировать частицы пучка. Ондуляторный ускоритель удается сделать компактным, если для возбуждения высокочастотного поля в ускоряющем канале использовать те же электроды, что и для создания периодического электростатического поля, т. е. конструктивно совместить ВЧ ондулятор с электростатическим ондулятором. Исследование на экспериментальных макетах показало [3], что при реализации такого устройства могут возникнуть проблемы, связанные с ВЧ пробоем в случае одновременного возбуждения ВЧ поля и электростатического поля большой амплитуды. Кроме того, для эффективной работы ондуляторного ускорителя надо иметь кроме ВЧ генератора мощный высоковольтный источник постоянного напряжения. Между тем предложенный способ фокусировки и ускорения пучка с помощью несинхронных волн можно успешно применить и без использования электростатических полей.

Целью настоящей работы является формулировка основных требований к высокочастотному ондулятору для эффективного ускорения и фокусировки ионных пучков с низкой энергией инжекции.

Уравнение движения

Поле, возбуждаемое в периодическом резонаторе, будем искать как периодическое решение уравнений Максвелла с заданными граничными условиями. В предположении, что поперечные размеры резонатора малы по сравнению с длиной волны высокочастотного поля, коэффициенты разложения поля в ряд Фурье можно вычислить методом, основанным на электростатическом приближении к задаче. Тогда продольную и поперечные составляющие электрического поля можно представить в виде суммы по пространственным гармоникам

$$\mathbf{E}_\perp = \sum_n \mathbf{E}_{n,\perp}(x,y)\sin(h_n z+\alpha)\cos(\omega t),$$

$$E_z = \sum_n E_{n,z}(x,y)\sin(h_n z+\alpha)\cos(\omega t), \tag{1}$$

где $h_n = h_0 + 2\pi n/D$, $h_0 = \mu/D$, μ — вид колебаний, D — период структуры.

Рассмотрим уравнение движения нерелятивистского ионного пучка в поле (1), предполагая, что скорость частиц v отличается от фазовой скорости всех гармоник волн $v_{ph,n} = \omega/h_m$, $n = 0, 1, 2, \ldots$.

В общем случае взаимодействие частиц с несинхронными гармониками ВЧ поля не меняет в среднем энергию пучка, но приводит к появлению быстрых осцилляций в продольном и поперечном направлениях. В дальнейшем следует различать случай продольного ондулятора, у которого поперечные компоненты поля отсутствуют на оси $(\mathbf{E}_{n,\perp}(0,0) = 0)$, и поперечного ондулятора, у которого продольная компонента поля на оси равна нулю $(E_{n,z}(0,0) = 0)$. Соответственно в сумме (1) в первом случае величину α следует взять равной нулю, во втором — $\alpha = \pi/2$.

Как показано в работе [2], даже в отсутствие синхронизма между частицами пучка и пространственными гармониками волны имеет место эффективное взаимодействие пучка с полем, если выполнено условие

$$v = \omega/k_z, \tag{2}$$

где $k_z(h_n \pm h_p)/2$ $(k_z \neq h_n \neq h_p;\ n = 0, 1, 2;\ p = 0, 1, 2)$.

Величина k_z определяет продольный волновой вектор комбинационной волны, возникающей при сложении полей n- и p-гармоник. Действительно, если ввести в рассмотрение медленно меняющуюся фазу $\psi = \int k_z dZ - \omega t$

и координату $\mathbf{R} = (X, Y, Z)$ и выполнить усреднение по быстрым продольным и поперечным осцилляциям, как это сделано в [2,4], то получим уравнение движения в гладком приближении

$$\frac{d^2\mathbf{R}}{dt^2} = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{R}} U_{eff}, \tag{3}$$

где функция U_{eff} зависит от амплитуды гармоник несинхронных волн.

Если ввести безразмерную амплитуду гармоники поля

$$\mathbf{e}_{n(\perp,z)} = \frac{e\lambda}{2\pi mc^2}\mathbf{E}_{n(\perp,z)},$$

приведенную скорость частицы β, безразмерные координаты $\xi = 2\pi Z/\lambda$, $\rho = 2\pi X/\lambda$, $\eta = 2\pi Y/\lambda$ и безразмерное время $\tau = \omega t$, то уравнение движения можно записать так:

$$\frac{d\boldsymbol{\beta}}{d\tau} = -\nabla U_{\text{eff}}, \tag{4}$$

где

$$U_{\text{eff}} = U_1 + U_2 + U_3, \tag{5}$$

$$U_1 = \frac{1}{16}\sum_n (\mathbf{e}_n)^2 \left(\frac{1}{(\Delta_n^-)^2} + \frac{1}{(\Delta_n^+)^2}\right), \tag{5а}$$

$$U_2 = \frac{1}{16}\sum_{h_p+h_n=2k}\left(\frac{e_{n,z}e_{p,z} - \mathbf{e}_{n,\perp}\mathbf{e}_{p,\perp}}{\left(\Delta_n^-\right)^2}\right)\cos(2\psi + 2\alpha), \tag{5б}$$

$$U_3 = \frac{1}{8}\sum_{|h_p-h_n|=2k}\left(\frac{\mathbf{e}_n\mathbf{e}_p}{\left(\Delta_n^-\right)^2}\right)\cos(2\psi). \tag{5в}$$

Здесь $\Delta_n^\pm = (h_n \pm k_z)/k_z$. В выражении для U_2 суммирование проводится только по тем гармоникам, для которых $h_n + h_p = 2k_z$, а в U_3 — для которых $|h_n - h_p| = 2k_z$. Функцию U_{eff} следует рассматривать как эффективную потенциальную функцию, которая определяет гамильтониан системы пучок–волна и с помощью которой удобно исследовать трехмерную динамику пучка в гладком приближении. Из уравнения (4) следует, что необходимым условием, обеспечивающим ускорение и фокусировку частиц пучка, является наличие у потенциальной функции U_{eff} абсолютного минимума. Продольная группировка и ускорение пучка возможны, если скорость частиц близка к скорости синхронной частицы $\beta_s = \omega/ck_z$, у которой фаза $\psi = \psi_s$ остается постоянной или медленно меняется вдоль продольной координаты. Уравнение, описывающее изменение β_s, будет выглядеть так:

$$\frac{d\beta_s}{d\tau} = -\frac{\partial}{\partial \xi}U_{\text{eff}}\Big|_{\psi=\psi_s,\rho=0,\eta=0}. \tag{6}$$

Отсюда можно определить закон изменения периода структуры $D(\xi)$ и область возможных значений фаз комбинационной волны ψ_s для реализации эффективного ускорения частиц.

Анализ динамики пучка

В качестве примера рассмотрим задачу об ускорении и фокусировке ленточного пучка в щелевом канале плоского высокочастотного ондулятора. На рисунке показаны три возможных варианта реализации такой ускоряющей системы с видом колебаний $\mu = \pi$. Знакопеременное ВЧ поле в области, где находится пучок, можно получить, если на периодическую последовательность поперечных электродов — "стержней" подавать ВЧ потенциал разного знака $U_v = \pm U_0 \cos\omega t$. В зависимости от разности фаз U_v между соседними парами электродов можно получить либо продольный (см. рисунок, a), либо поперечный ондулятор (см. рисунок, b). Считая, что в узком щелевом канале поле зависит только от продольной координаты Z и поперечной координаты Y, амплитуды гармоник электрического поля в продольном ондуляторе можно записать так:

$$E_{n,z} = E_{n,0}\,\text{ch}\,(h_nY), \quad E_{n,y} = E_{n,0}\,\text{sh}\,(h_nY). \tag{7}$$

В случае поперечного ондулятора

$$E_{n,z} = E_{n,0}\,\text{sh}\,(h_nY), \quad E_{n,y} = E_{n,0}\,\text{ch}\,(h_nY). \tag{8}$$

Найдем условия фокусировки и ускорения ленточного пучка, используя выражения для амплитуд полей (7), (8). При анализе функции U_{eff} достаточно в сумме (5) оставить первые две гармоники с $n = 0$ и 1, считая, что вклад остальных гармоник мал. Рассмотрение начнем с изучения периодической структуры, работающей на виде колебаний $\mu = 0$. В этом случае, если скорость частиц пучка близка к $\beta = 2D/\lambda$, выражение для U_{eff} можно записать так:

$$U_{\text{eff}} = \frac{1}{8}\left[e_0^2 + \frac{5}{9}e_1^2\,\text{ch}\left(\frac{4\eta}{\beta_s}\right) + 2e_0e_1\,\text{ch}\left(\frac{2\eta}{\beta_s}\right)\cos(2\psi)\right]. \tag{9}$$

Отсюда получаем уравнение, определяющее изменение скорости частиц пучка,

$$\frac{d\beta}{d\tau} = \frac{e_0e_1}{2\beta_s}\,\text{ch}\left(\frac{2\eta}{\beta_s}\right)\sin(2\psi). \tag{10}$$

Ускорение и автофазировка частиц возможны, когда фаза синхронной частицы ψ_s в поле комбинационной волны находится в интервалах $[\pi/4, \pi/2]$ и $[5\pi/4, 3\pi/2]$. При этом, согласно (9), условие фокусировки для всех ускоряемых частиц пучка будет выполнено вблизи оси системы ($\eta/\beta_s \ll 1$), если амплитуда первой гармоники больше нулевой ($e_1 \geq e_0$).

Этот результат интересно сравнить с другой возможностью ускорения в ВЧ ондуляторе, в котором поле возбуждается на виде колебаний $\mu = \pi$. Если скорости частиц пучка близки к $\beta = D/\lambda$, то вместо выраже-

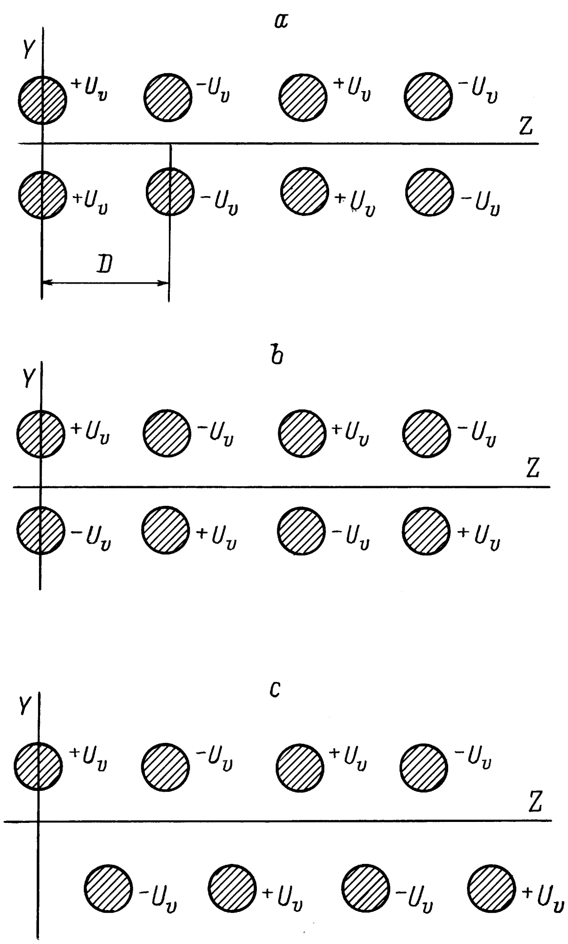

Схема расположения электродов в плоском ВЧ ондуляторе (π-вид колебаний).

ния (9) теперь будем иметь

$$U_{\rm eff} = \frac{1}{4}\left[e_0^2 \operatorname{ch}\left(\frac{\eta}{\beta_s}\right) + e_1^2 \operatorname{ch}\left(\frac{3\eta}{\beta_s}\right) + 3e_0e_1 \operatorname{ch}\left(\frac{\eta}{\beta_s}\right)\cos(2\psi)\right]. \quad (11)$$

Здесь для простоты опущено второе слагаемое в сумме (5a), которое ответственно за взаимодействие пучка со встречной волной и вклад которого в эффективный потенциал $U_{\rm eff}$ достаточно мал. Уравнение продольного движения теперь можно записать так:

$$\frac{d\beta}{d\tau} = \frac{e_0e_1}{\beta_s} \operatorname{ch}\left(\frac{\eta}{\beta_s}\right)\sin(2\psi), \quad (12)$$

т. е. ускорение возможно при тех же значениях фаз синхронной частицы, что и раньше, но темп ускорения при заданном периоде структуры будет в четыре раза выше. Другим важным преимуществом применения ВЧ ондулятора на виде колебаний $\mu = \pi$ является то, что поперечная фокусировка частиц возможна при любом соотношении между амплитудами нулевой и первой гармоник поля. В этом несложно убедиться, анализируя форму потенциальной функции (11) в зависимости от координат η и ψ.

Интересно отметить, что все полученные выше результаты относятся к рассмотрению как поперечного, так и продольного ондуляторов. Однако с точки зрения практической реализации нового типа ускорителя преимущество следует отдать ускорению в поперечных полях. Действительно, при малых скоростях ионного пучка пространственный период ондулятора D быстро увеличивается с ростом энергии. В этих условиях при заданных на электродах значениях ВЧ потенциала трудно обеспечить постоянство амплитуд гармоник напряженности электрического поля на оси системы. С другой стороны, в поперечном ондуляторе апертура канала может оставаться постоянной, что позволяет при известном распределении потенциалов на электродах сравнительно просто реализовать максимальную величину амплитуды ускоряющего поля на всей длине ускорителя.

В плоском ондуляторе существует возможность выбирать такое расположение поперечных электродов (см. рисунок, c), когда на виде колебаний $\mu = \pi$ в любом поперечном сечении канала будет выполнено условие

$$E_{n,y}(y, 0) = E_{n,z}(y, 0). \quad (13)$$

В этом случае в сумме (5) слагаемые $u_2 = U_3 = 0$ и эффективный потенциал $U_{\rm eff}$ не зависит от фаз частиц. Это значит, что ускорение отсутствует, но сам ВЧ ондулятор можно рассматривать как устройство, обеспечивающее поперечную фокусировку ленточного пучка на всей длине ондулятора.

Пример расчета ускорителя

В качестве примера, который позволяет оценить эффективность ускорения в ВЧ ондуляторе, рассмотрим результаты численного моделирования динамики ленточного пучка ионов дейтерия. Энергия инжекции немодулированного ленточного пучка $W_{\rm in} = 150$ keV. В качестве ускоряющей структуры выбран поперечный ВЧ ондулятор на виде колебаний $\mu = \pi$. Рабочая длина волны $\lambda = 1.5$ m. Период структуры $D = \beta_s\lambda$, где β_s находится их уравнения (6). Ускоритель состоит из группирующего участка длиной $L_f = 0.7$ m и основного участка длиной $L_e = 1.8$ m. В группирователе амплитуда гармоник поля плавно нарастает как $E(a) = E_{\max}\sin(\pi z/2L_f)$, а фаза ψ_s уменьшается по линейному закону от $\pi/2$ до $3\pi/8$. На участке ускорения амплитуда поля не меняется $E = E_{\max}$ и фаза синхронной частицы $\psi_s = 3\pi/8$. Величины отношения амплитуд первой гармоники поля к нулевой $\chi = e_1/e_0$ выбирались из условия, чтобы потери частиц были минимальны. Прирост энергии частиц W и коэффициент токопрохождения пучка K зависят от выбора величины $E_{\max}$. В рассматриваемом нами случае при $E_{\max} = 150$ kV/cm и $\chi = 0.6$ выходная энергия $W = 1.1$ MeV, а коэффициент $K = 64\%$. При увеличении амплитуды основной гармоники до $E_{\max} = 250\,\mathrm{kV/cm}$ и при $\chi = 0.3$ получаем конечную энергию $W = 1.37\,\mathrm{MeV}$ и $K = 63.5\%$. Конечно, увеличить темп ускорения и получить большее значение K можно, если использовать специальные методы оптимизации и выбора параметров группирователя. Однако даже из приведенных выше примеров видно, что при малых начальных энергиях частиц по эффективности ускорения ионов предложенная система не уступает и даже в некоторых случаях превосходит традиционные ускорители с ВЧ фокусировкой.

Основные выводы

В работе показана возможность применения ВЧ ондулятора для группировки, ускорения и фокусировки ионных пучков. Ускорение возможно не только в продольных, но и в поперечных ВЧ полях. Причем по темпу ускорения ионов предложенная ВЧ система не уступает ускорителю типа RFQ. За счет изменений амплитуды поля и периода структуры ВЧ ондулятора можно обеспечить эффективную продольную группировку пучка на частоте, равной удвоенной частоте высокочастотного поля. При этом удается получить достаточно большой коэффициент захвата частиц в режим ускорения.

За счет выбора специальной геометрии плоский ВЧ ондулятор можно использовать в качестве устройства для фокусировки ленточных немодулированных пучков. Наконец, большие возможности открываются при использовании ВЧ ондулятора для ускорения скомпенсированных ионных пучков, состоящих из частиц с противоположным знаком заряда (например, D^+ и D^-). Как видно из уравнений (6), (10) и (12), величина фазы синхронной частицы ψ_s не зависит от знака заряда. Поэтому в одном сгустке можно ускорять одновременно положительно и отрицательно заряженные ионы [5]. Это значит, что в случае скомпенсированного пучка не возникнет проблем, связанных с ограничением интенсивности пучка из-за величины пространственного заряда. Как показали результаты численного моделирования, все основные расчеты и выводы, полученные из анализа динамики пучка в гладком приближении, совпадают с точным расчетом динамики пучка в полигармоническом поле ВЧ ондулятора. Для рассматриваемого диапазона энергий ионов различие в расчете выходных интегральных характеристики пучка не превышает 5%.

Список литературы

[1] *Масунов Э.С.* // А.С. № 1508354. Приоритет изобретения 10 июля 1987 г.

[2] *Масунов Э.С.*// ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 1. С. 152.

[3] *Аврелин Н.В., Леонов В.Н., Масунов Э.С.* и др. Препринт МИФИ. М., 1990. № 041-90. 24 с.

[4] *Masunov E.S.* // Proc. 18 Intern. Linac. Conf. Geneva: CERN, 1996. Vol. 2. P. 487.

[5] *Masunov E.S., Novicow A.P.* // Proc. 4th European Particle Accelerator Conf. London, 1994. Vol. 2. P. 1171.