10

О ВЫВОДЕ ПУЧКА ИЗ ИНДУКЦИОННЫХ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ С ПОСТОЯННЫМ ВЕДУЩИМ ПОЛЕМ

А. Л. Дейнеженко, В. Н. Канунников, А. В. Козловских

Выбран и обоснован резонансный метод вывода пучка электронов из индукционных циклических ускорителей (ИЦУ) с радиально-секторной магнитной системой и постоянным во времени ведущим полем. Показаны преимущества использования резонанса радиальных колебаний на границе области устойчивости ($m=N/2$). Приведены теоретические исследования динамики пучка при совместном действии целого и кратных резонансов более высокого порядка. В результате численного моделирования получены оценки для параметров пучка при выводе электронов из ИЦУ на энергию 1.5 МэВ.

Введение

Индукционный циклический ускоритель (ИЦУ) с постоянным ведущим полем при энергиях ускоренных электронов в несколько мегаэлектрон-вольт позволяет получать средний ток пучка в десятки микроампер [1-4] — в сотни раз больше, чем в обычном бетатроне.

В ИЦУ применяется радиально-секторная магнитная система, которая создает глубокую азимутальную вариацию ведущего поля для обеспечения аксиальной устойчивости. Выбор при расчете ИЦУ числа секторов магнита N и показателя роста среднего поля $n_0=(r/B_0)(dB_0/dr)$ зависит от максимальной энергии и определяет размеры ускорителя. ИЦУ на 1.5 МэВ, который был создан и исследован в результате совместных работ Лаборатории проблем новых ускорителей ФИАН и НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте [2], имеет следующие параметры: $N=4$, $n_0=0.73$, радиус орбиты инжекции $r_i=9$ см, орбиты максимальной энергии $r_m=25$ см, частоты бетатронных колебаний $\nu_r \simeq 1.8$, $\nu_z \simeq 0.7$.

На примере этого ускорителя была рассмотрена задача о выборе наиболее целесообразного метода вывода ускоренного пучка из ИЦУ с учетом особенностей его магнитной системы и проведен расчет траекторий в реальном магнитном поле [5]. В результате предложено использовать резонанс $\nu_r=N/2$, раскачивающий радиальные колебания. Последующие подробные теоретические исследования подтвердили правильность такого выбора.

1. Выбор метода

Одна из особенностей магнитной системы ИЦУ состоит в том, что, стремясь уменьшить размеры ускорителя, показатель поля выбирают по возможности большим. При этом рабочая точка (ν_r, ν_z) располагается вблизи границы радиальной устойчивости $\nu_r=N/2$.

Другая особенность ИЦУ — наличие свободных промежутков между магнитными секторами (в этих промежутках располагаются ускоряющие индукционные сердечники). В такой раздельно-секторной системе для формирования гармоники поля с номером $m=N/2$ при четном числе секторов достаточно ввести одинаковые возмущения в каждый второй сектор (при $N=4$ — в два противолежащих сектора). Изменяя знак возмущения или используя другую половину секторов, можно изменять на $2\pi/N$ азимут вывода пучка из магнита.

Чтобы проверить действие резонанса $m=N/2$ и получить качественную оценку необходимой амплитуды возмущения поля, были проведены расчеты траекторий при постоянной энергии электронов [5]. Пример траектории в поле с резонансным возмущением приведен на рис. 1, где схематически показаны также контуры магнитных секторов и полюсных наконечников (в плане) и построена неискаженная орбита, по форме близкая к квадрату со скругленными углами. В нижней части рисунка приведена зависимость от азимута величины радиального отклонения показанной траектории от неискаженной орбиты. Однако для практической реализации резонансного метода необходимы дополнительные исследования с применением методики фазовой плоскости, чтобы рассмотреть возможные альтернативные варианты, обосновать более строго выбранный метод и получить количественные оценки параметров выведенного пучка. В работе [6], посвященной формированию электронного пучка бездефлекторной системой вывода, в частности, показано, что для реализации эффективного вывода из ИЦУ необходим дефлектор.

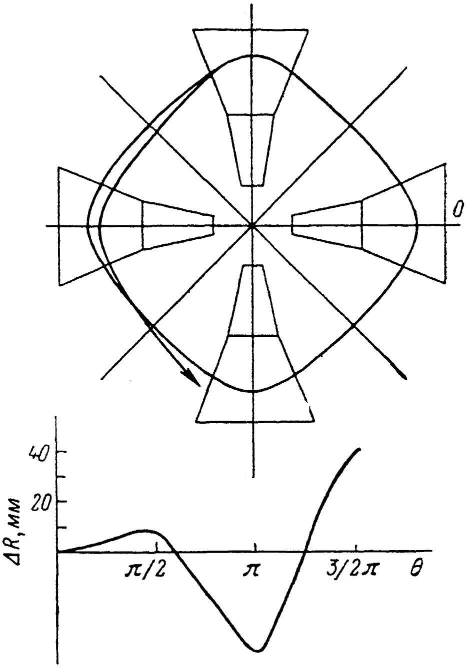

Рис. 1.

Для уменьшения потерь при забросе пучка в дефлектор в ускорителях с орбитами циклотронного типа используют три механизма: возбуждение амплитуд свободных радиальных колебаний частиц, возбуждение когерентных колебаний пучка и расширение орбит на радиусах заброса в дефлектор [7, 8]. В принципе каждый из этих механизмов может быть использован и в ИЦУ. Однако возбуждение когерентных колебаний и расширение орбит позволяют выводить ~ 100 % пучка только при выполнении ряда жестких ограничений, в частности энергетический разброс в пучке не должен превышать 10^{-3}. В ИЦУ набор энергии электронами за оборот мал (сотни электрон-вольт), следовательно, при обычной инжекции [2] энергетический разброс значительно превышает допустимый. Поэтому ниже рассматривается использование для вывода из ИЦУ метода резонансной раскачки свободных радиальных колебаний.

2. Исследование резонансного вывода

Как уже упоминалось, компактность ИЦУ достигается благодаря большому показателю поля, поэтому в типичном случае ν_r близко к границе области устойчивости $m=N/2$. Для раскачки колебаний возможно использование целого резонанса $\nu_r=m$ и (или) кратных резонансов второго, третьего и четвертого порядков $\nu_r=km/k$, а также резонансов $\nu_r=m-(1/k)$, $k=2$, 3, 4.

Использование резонанса $\nu_r=m$ для вывода из ИЦУ имеет ряд преимуществ по сравнению с другими резонансами. В отличие от кубического резонанса отсутствует перезахват частиц в устойчивую область, что снижает допуски на формирование резонансного возмущения $\Delta B_z(r, \theta)$. Использование полуцелого резонанса $\nu_r=2m/2$ требует дополнительных мер по исправлению ведущего поля, так как в области вывода $d^3B_0(r)/dr^3<0$. При наведении на резонанс снизу это мешает организовать эффективный вывод даже при дополнительном действии компоненты поля $\sim x^3 \sin 2m\theta$. Резонансы $\nu_r=m-(1/k)$ использовать также нежелательно, поскольку возможна раскачка вертикальных колебаний при прохождении суммовых резонансов, возбуждаемых нечетными гармониками.

Аналогично [9] запишем усредненный по θ при $\nu_r=m+\Delta$ гамильтониан радиальных колебаний в переменных действие—угол (I, w) с учетом кратных гармоник $m_k=km$ ($k=2$, 3, 4) резонансного возмущения ΔB_z

$$H_m(I,\ w)=\Delta I+h_{2,\,0}(2I)+\frac{1}{2}h_{1,\,m}(2I)^{1/2}\cos(w+\beta_{1,\,m})+$$

$$+\frac{3}{8}h_{3,\,m}(2I)^{3/2}\cos(w+\beta_{3,\,m})+\frac{1}{4}h_{2,\,2m}(2I)\cos(2w+\beta_{2,\,2m})+$$

$$+\frac{1}{4}h_{4,\,2m}(2I)^2\cos(2w+\beta_{4,\,2m})+\frac{1}{8}h_{3,\,3m}(2I)^{3/2}\cos(3w+\beta_{3,\,3m})+$$

$$+\frac{1}{16}h_{4,\,4m}(2I)^2\cos(4w+\beta_{4,\,4m})+\frac{3}{8}h_{4,\,0}(2I)^2, \qquad (1)$$

где $h_{p,\,s}$ и $\beta_{p,\,s}$ — амплитуда и фаза s-й гармоники, которые при нелинейном члене степени p связаны с компонентами $B_z(r,\,\theta)$, $\Delta B_z(r,\,\theta)$ магнитного поля; $h_{2,\,0}$ — поправка к частоте. Как обычно, полагаем, что она учтена в ν_r [9].

Действие кратных резонансов при выводе пучка из ускорителей анализировалось и раньше. В работах [9, 10] рассмотрено совместное действие резонансов первого и второго порядков, в работе [11] — второго и четвертого. При этом учитывалась только часть членов гамильтониана (1), возбуждающих соответствующие резонансы.

Сделаем в (1) замену переменных

$$u=(2I)^{1/2}\cos w,\quad v=-(2I)^{1/2}\sin w.$$

Новые переменные связаны с отклонением $x(\theta_0)$ и углом $x'(\theta_0)$ частицы относительно равновесной траектории, которые фиксируются через оборот на азимуте θ_0. Если выбрать θ_0 в середине сектора, то получаем

$$x(0)\simeq|f|_m u,\quad x'(0)\simeq|f|_m^{-1}v,$$

где $|f|_m$ — максимальное значение модуля функции Флоке.

Обозначим через $\langle\Phi\rangle$ фазовую плоскость с переменными u, v, а через Φ_θ секущую плоскость пространства Φ (r, r', θ), в котором расположены фазовые траектории точного уравнения движения. При анализе резонансной раскачки частиц и заброса их в дефлектор можно пренебречь различием структур $\langle\Phi\rangle$ и Φ_θ [12].

Исследуем на плоскости $\langle\Phi\rangle$ динамику пучка в ИЦУ с четным числом полюсов при совместном действии целого и полуцелого резонансов. Резонансное возмущение ΔB_z удобно создавать, располагая на полюсах электромагнита витки с током, или шиммы, через сектор. Выберем $\theta_0=0$ в середине одного из таких секторов. Тогда в (1) можно положить $\beta_{p,\,s}=0$, а система с гамильтонианом $H_m(u,\,v)$ примет вид

$$u'=\left(\Delta-\frac{1}{2}h_{2,\,2m}\right)v+\frac{3}{4}h_{3,\,m}uv-h_{4,\,2m}v^3+\frac{3}{2}h_{4,\,0}v(u^2+v^2),$$

$$v'=-\left[\frac{1}{2}h_{1,\,m}+\left(\Delta+\frac{1}{2}h_{2,\,2m}\right)u+\frac{3}{8}h_{3,\,m}(v^2+3u^2)+h_{4,\,2m}u^3+\right.$$

$$\left.+\frac{3}{2}h_{4,\,0}u(u^2+v^2)\right]. \qquad (2)$$

Рассмотрим сначала вывод, пренебрегая в уравнениях (2) членами третьей степени. Для типичной формы $\Delta B_z(r)$ [5] параметры $h_{1,m}$, $h_{3,\,m}$, $h_{2,\,2m}$ положительны. Если выполняются неравенства

$$\left(\Delta+\frac{1}{2}h_{2,\,2m}\right)^2>\frac{9}{4}h_{1,\,m}h_{3,\,m},\quad \Delta+\frac{1}{2}h_{2,\,2m}<0, \qquad (3)$$

то на плоскости $\langle\Phi\rangle$ система (2) имеет две особые точки: F_0 типа центр, F_1 типа седло. Вид плоскости $\langle\Phi\rangle$ показан на рис. 2. Через точку F_1 проходит сепаратриса, охватывающая точку F_0, которой соответствует равновесная орбита. При наведении на резонанс устойчивая область вокруг F_0 сжимается, частицы теряют устойчивость и двигаются по сепаратрисе. Из первого уравнения системы (2) и выражения для сепаратрисы можно получить оценку для шага раскачки Δu_s на заданной координате $u=u_s$. Из неравенств (3) видно, что наведение на резонанс возможно путем увеличения параметров $h_{p,s}$ либо путем уменьшения $|\Delta|$.

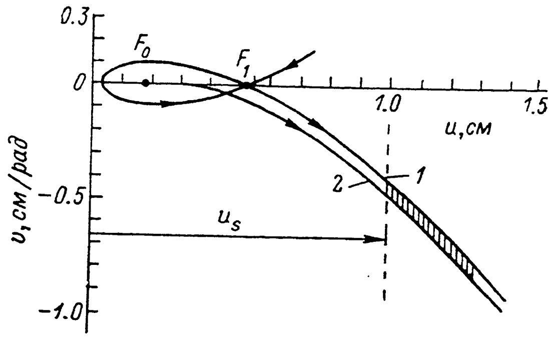

Рис. 2. Положение сепаратрисы на фазовой плоскости при $h_{4,0}=h_{4,2m}=0$.
$1 - a_r = a_r^{max}$, $2 - a_r = 0$.

Величина эмиттанса пучка в дефлекторе ε_{rd} зависит от Δu_s и положения сепаратрисы в момент начала и конца вывода. Вдоль первой сепаратрисы выводятся частицы с энергией W и максимальной амплитудой радиальных колебаний a_r^{max}. Вдоль второй — частицы с «нулевой» амплитудой, набравшие дополнительную энергию δW_d за время сжатия устойчивой области. Для простоты при оценке ε_{rd} набором энергии можно пренебречь. На рис. 2 заштрихована область, определяющая радиальный эмиттанс пучка в дефлекторе ε_{rd} (W) при постоянной энергии частиц. Благодаря действию дипольного возмущения точки

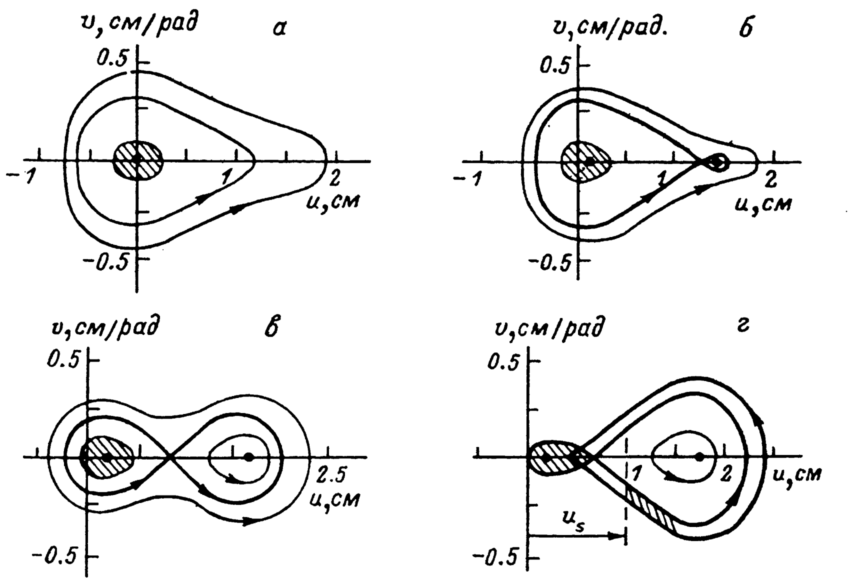

Рис. 3. Фазовая плоскость при увеличении параметров $h_{1,m}$, $h_{2,2m}$.
а — рабочая точка далеко от резонанса; *б*, *в* — рабочая точка вблизи резонанса; *г* — начало резонансной раскачки частиц.

F_0, F_1 в процессе вывода сближаются. Расстояние между сепаратрисами *1*, *2* получается меньше, чем без возмущения, что приводит к уменьшению эмиттанса пучка в дефлекторе по сравнению с исходным ε_{r0} (W) [10]. Если учесть δW_d, то расстояние между сепаратрисами становится больше, поэтому эмиттанс ε_{rd} увеличивается по сравнению с ε_{rd} (W). При этом выполняются неравенства $\varepsilon_{rd}(W) < \varepsilon_{rd} < \varepsilon_{r0}(W)$. Если имеем ΔB_z вида [5], то параметры $h_{p,s}$ возрастают одновременно, устойчивая область сжимается быстро и энергетический разброс δW_d оказывается мал.

При учете в (2) кубических членов $h_{4,\,0}$, $h_{4,\,2m}$, которые определяются главным образом постоянной составляющей и основной гармоникой октупольной нелинейности ведущего поля и воз ущения, аналитическое исследование системы становится слишком сложным, поэтому фазовые траектории (2) моделировались на аналоговой машине АВК-2. Структура плоскости $\langle\Phi\rangle$ зависит от знака выражения $K=3/2h_{4,\,0}+h_{4,\,4}$. В практически важном случае $K<0$, координаты особых точек являются корнями уравнения

$$(3h_{4,\,0}+2h_{4,\,2m})\,u^3+\frac{9}{4}h_{3,\,m}u^2+(2\Delta+h_{2,\,2m})u+h_{1,\,m}=0. \qquad (4)$$

На рис. 3 показаны результаты моделирования фазовых траекторий в зависимости от параметров $h_{1,\,m}$, $h_{2,\,2m}$. Когда система далека от резонанса, уравнение (4) имеет один действительный корень (точка F_0). При увеличении параметров появляются еще два корня. Им соответствуют точки F_1 (типа седло), F_2 (типа центр). Область под сепаратрисой вокруг F_0 сжимается, а вокруг F_2 расширяется. Рис. 3, *г* показывает начало раскачки частиц пучка, заштрихованы эмиттансы $\varepsilon_{r0}(W)$ и $\varepsilon_{rd}(W)$. При изменении азимута наблюдения θ_0 ориентация сепаратрис меняется, так как при увеличении θ_0 плоскость $\langle\Phi\rangle$ вращается вокруг начала координат с периодом $2\pi/m$.

Полученные результаты позволяют выбрать радиальное и азимутальное расположение дефлектора, согласовать эмиттанс пучка с адмитансом дефлектора, оценить эффективность заброса пучка в дефлектор.

3. Численное моделирование

Исследование фазовой плоскости системы (2) дает качественное представление о динамике пучка при выводе, позволяет учесть влияние различных составляющих B_z и ΔB_z и оценить радиальный эмиттанс пучка при выводе. Для

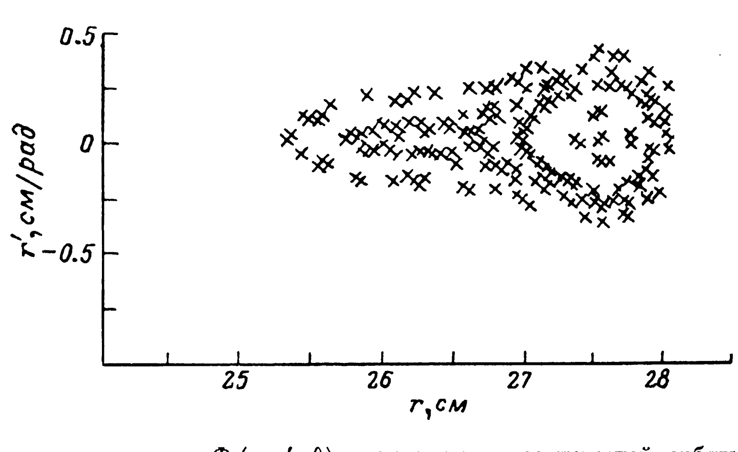

Рис. 4. Сечение пространства Φ (r, r', θ) в окрестности равновесной орбиты при $\nu_r \leqslant 2$ для ИЦУ на 1.5 МэВ.

получения более точных численных характеристик пучка в реальном магнитном поле ИЦУ и для формирования ΔB_z необходимо моделировать вывод на ЭВМ. Для этого разработан комплекс программ, позволяющий проводить обработку измерений магнитного поля, моделировать динамику пучка в двумерной $r\theta$ и трехмерной $r\theta z$ геометрии [13].

Приведем некоторые результаты использования этого комплекса для проектирования системы вывода пучка из четырехсекторного ИЦУ [2]. При энергии $W\leqslant W=1.5$ МэВ частоты $\nu_r\simeq 1.8$, $\nu_z\simeq 0.7$. При исследовании резонансной раскачки в возмущении учитывались, кроме основной, кратные гармоники. Величина $\Delta B_z^{\max}=20$ Гс, что составляет $\sim 0.04B_z^{\max}$.

Численные расчеты показали, что в интересующем нас диапазоне параметров структура сечения Φ_0 близка к структуре $\langle\Phi\rangle$. Динамика пучка при наведении на резонанс аналогична рассмотренной в разделе 2. На рис. 4 показаны результаты интегрирования уравнений движения. Для частиц с энергией W и различных начальных условий фиксировали через оборот координаты r, r' при $\theta=\theta_0$. Результаты соответствуют моменту вывода (рис. 3, *г*).

При моделировании в трехмерной геометрии интегрировались 96 частиц, распределенные по фазам с амплитудами $a_r=a_z=0.2$ см, $a_r=a_z=0.1$ см. Набор энергии за оборот задавался $\Delta W=0.5$ кэВ. Шаг резонансной раскачки при отклонении от равновесной орбиты $x_*=1$ см составил $\Delta x=0.6$ см. Радиальный эмиттанс пучка в дефлекторе $\varepsilon_{rd}\simeq 3\pi$ мм·мрад, что в ~ 2 раза меньше ε_{r0}, однако на 20 % больше оценки для величины $\varepsilon_{rd}(W)$. Вертикальный эмиттанс сохранился: $\varepsilon_{zd}\simeq\varepsilon_{z0}\simeq 9.6\pi$ мм·рад. Величина энергетического разброса пучка в дефлекторе составила $\delta W\simeq 3.5$ кэВ. Это дает относительный энергетический разброс ~ 0.4 %. При эффективной толщине внутренней пластины дефлектора 1 мм эффективность вывода пучка оценивается величиной ~ 80 %. Расчет динамики пучка в трехмерной геометрии на БЭСМ-6 занимает около 40 мин.

Заключение

Анализ возможных схем вывода пучка из ИЦУ с постоянным полем показал, что для эффективного вывода предпочтительно использовать резонансную раскачку частиц при забросе в дефлектор. Применение целого резонанса $\nu_r=N/2$ на границе области устойчивости, действующего совместно с кратными резонансами более высокого порядка, имеет ряд преимуществ и позволяет сохранить компактность и простоту ИЦУ при работе с выведенным пучком. Численное моделирование подтвердило проведенный анализ и высокую эффективность вывода.

Литература

[1] *Канунников В. Н.* // Тр. VI Всесоюзн. совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1979. Т. 2. С. 315—318.

[2] *Канунников В. Н., Михалев П. С., Симухин Н. Ф., Чахлов В. Л.* // Тр. VI Всесоюзн. совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1979. Т. 2. С. 319—322.

[3] *Канунников В. Н., Михалев П. С., Симухин Н. Ф., Чахлов В. Л.* // Краткие сообщ. по физике. 1981. № 3. С. 33—39.

[4] *Канунников В. Н.* // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 9. С. 1825—1831.

[5] *Канунников В. Н.* // Краткие сообщ. по физике. 1979. № 7. С. 36—41.

[6] *Дейнеженко А. Л.* // Методы расчета электронно-оптических систем. Новосибирск, 1985. С. 37—41.

[7] *Joho W.* // Proc. V. Intern. Cyclotron Conf. London: Butterworths, 1969. P. 159—179.

[8] *Дмитриевский В. П., Кольга В. В., Полумордвинова Н. И.* Препринт ОИЯИ. № Д9-81-280. Дубна, 1981. 7 с.

[9] *Коломенский А. А., Лебедев А. Н.* Теория циклических ускорителей. М., 1962. 352 с.

[10] *Kobayashi Y.* // Nucl. Instr. Meth. 1970. Vol. 83. P. 77—87.

[11] *Dmitrievsky V. P., Kolga V. V., Polumordvinova N. I.* et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1966. Vol. 13. N 4. P. 84—87.

[12] *Дейнеженко А. Л., Кочегуров В. А.* // Новые методы расчета электронно-оптических систем. М.: Наука, 1983. Р. 92—96.

[13] *Дейнеженко А. Л.* // Моделирование электронных пучков. Томск, 1986. С. 72—74.

Томский политехнический институт
Учебно-производственный
комплекс «Кибернетика»

Поступило в Редакцию
8 октября 1987 г.
В окончательной редакции
17 июня 1988 г.