

443/2-76

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ45м

3-264

9/11-76

P9 - 9284

Б.И.Замолодчиков, Д.Л.Новиков, Н.Г.Шакун

ФОКУСИРОВКА В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
ФАЗОТРОНА ПРИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ ПОТЕНЦИАЛЕ
НА РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ ИСТОЧНИКА ИОНОВ

1975

P9 - 9284

Б.И.Замолодчиков, Д.Л.Новиков, Н.Г.Шакун

ФОКУСИРОВКА В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ
ФАЗОТРОНА ПРИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ ПОТЕНЦИАЛЕ
НА РАЗРЯДНОЙ КАМЕРЕ ИСТОЧНИКА ИОНОВ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В работе ^{/1/} было показано, что в центральной области сильноточного фазотрона "Ф" на первых трех-четыре оборота возможна очень сильная аксиальная фокусировка ускоряющим высокочастотным полем дуанта. Однако, как и для классического циклотрона, фокусировка появляется в случае, если фаза высокочастотного напряжения, при которой ион проходит ускоряющий промежуток, является положительной.

В фазотроне "Ф" ^{/2/}, как и в синхроциклотроне, ширина ускоряющего промежутка сравнима с диаметром первого оборота, при этом фаза иона после первого оборота стремится к нулю независимо от исходной начальной фазы. Это обстоятельство, при использовании аксиальной фокусировки ускоряющим полем, заставляет создавать механизм, сдвигающий стартующие из ионного источника ионы в область положительных фаз. Возможны несколько вариантов такого механизма. Один из них успешно используется в циклотронах ^{/3,4/} и основан на применении пуллера, устанавливаемого между крышками дуанта.

Другой способ смещения начальных фаз в положительную область заключается в подаче постоянного положительного потенциала на разрядную камеру ионного источника ^{/5/}. Потенциал на разрядной камере создает радиальное, резко спадающее по радиусу электрическое поле, которое изменяет частоту обращения частиц только на нескольких первых оборотах. Необходимость применения других элементов в ускоряющем зазоре дуанта при таком методе отпадает.

В настоящей работе исследуется движение ионов в центральной области сильноточного фазотрона в случае, когда на разрядную камеру ионного источника подается положительный постоянный потенциал.

Электрическое поле, возбуждаемое при подаче потенциала на разрядную камеру ионного источника, эквивалентно резко спадающему по радиусу в центральной области ускорителя магнитному полю ΔB_z .

$$\Delta B_z = \frac{E_r}{\beta \cdot c} - \frac{1}{r^2}, \quad /1/$$

где ΔB_z - аксиальная компонента эквивалентного магнитного поля, E_r - радиальная компонента электрического поля, $\beta = v/c$.

Из уравнения /1/ следует, что введение радиального электрического поля в центре ускорителя должно приводить к резкому смещению фазы иона на первых оборотах, без сколько-нибудь заметного влияния на его движение в последующем. Уравнение для оценки величины положительного потенциала на разрядной камере ионного источника, приводящего к смещению фазы иона на угол ξ , представим в виде /5/

$$\dot{\xi}^2 + \omega \dot{\xi} + \frac{4mE_r(r_0) r_0 \omega^2 l^2}{eV_0^2 (t-t_0)^2 (1-b)^2} = 0, \quad /2/$$

где $E_r(r_0)$ - напряженность электрического поля на поверхности разрядной камеры, V_0 - амплитуда ускоряющего напряжения дуанта. Из уравнения /2/ найдено, что для сдвига ионов на 20-30° на разрядную камеру необходимо подать положительный потенциал величиной 5-8 кВ. Напряжение такой величины вполне реализуемо на практике и не усложняет существенно конструкцию ионного источника.

Более точно величина положительного потенциала на разрядной камере ионного источника определялась из решения уравнений движения в медианной плоскости /в координатах x, y / на ЭВМ. Решались уравнения следующего вида:

$$\ddot{x} = \frac{e}{m_0} (1-\beta^2)^{1/2} \left[E_x \left(1 - \frac{\dot{x}^2}{c^2}\right) \cos(\omega t + a) - E_y \frac{\dot{x}\dot{y}}{c^2} \cos(\omega t + a) - \dot{y} B_z \right], \quad /3/$$

$$\ddot{y} = \frac{e}{m_0} (1-\beta^2)^{1/2} \left[E_y \left(1 - \frac{\dot{y}^2}{c^2}\right) \cos(\omega t + a) - E_x \frac{\dot{x}\dot{y}}{c^2} \cos(\omega t + a) + \dot{x} B_z \right].$$

Здесь

$$B_z = B_0 \exp\left[0,359 \cdot \left(\frac{x^2 + y^2}{x_k^2 + y_k^2}\right)\right] + \Delta B \left[\frac{\pi}{2d} (x^2 + y^2)^{1/2} \right],$$

$$\Delta B = 6 \cdot 10^{-3} \text{ Т}, \quad (x_k^2 + y_k^2) = 2,7 \text{ м}^2, \quad B_0 = 1,1902 \text{ Т},$$

$$d = 0,12 \text{ м}, \quad E_x = -\left(\frac{\partial V_0}{\partial x} + \frac{\partial V_1}{\partial x} + \frac{\partial V_2}{\partial x}\right),$$

$$E_y = -\left(\frac{\partial V_0}{\partial y} + \frac{\partial V_1}{\partial y} + \frac{\partial V_2}{\partial y}\right),$$

V_1 - напряжение постоянного смещения на дуанте / $V_1 = -2 \text{ кВ}$ /, V_2 - напряжение на разрядной камере источника ионов.

Распределение потенциалов от V_0 и V_1 в центральной области фазотрона, которое снималось на электролитической ванне с автоматическим управлением /6/, задавалось таблично по 630 точкам. Распределение потенциалов от положительного напряжения на разрядной камере ионного источника в присутствии экранирующих поверхностей дуанта и камеры можно было также задавать таблично по 630 точкам. Однако для упрощения операции подготовки данных для расчета движения в плоскости (XY) и особенно для определения аксиальной компоненты электрического поля, вычисление которой путем двойного дифференцирования экспериментальной зависимости $V_2(r)$ привело бы к большим погрешностям, целесообразно воспользоваться аналитической аппроксимацией.

Если в решении уравнений

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, \quad /4/$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0$$

для рассматриваемых условий принять

$$E_r(rz) = E \cdot f(r) \phi(z), \quad /5/$$

то функции $f(r)$ и $\phi(z)$ представляют собой решение уравнений

$$\frac{\partial^2 \phi(z)}{\partial z^2} + \left(\frac{\pi}{D}\right)^2 \phi(z) = 0,$$

$$\frac{\partial^2 f(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial f(r)}{\partial r} - \left[\frac{1}{r^2} + \left(\frac{\pi}{D}\right)^2 \right] f(r) = 0, \quad /6/$$

где D - апертура дуанта.

Исходя из вида функции Макдональда при целых значениях (π/D) , являющейся одним из частных решений последнего уравнения /6/, можно решение для $E(rz)$ аппроксимировать суммой

$$E_r(rz) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{r^n} \cos\left(\frac{\pi}{D}\right) z. \quad /7/$$

Если ограничиться тремя членами, то распределение потенциала в медианной плоскости запишется в виде

$$V_2(r) = V_0 \left[1 - p \ln \frac{r}{r_0} + \frac{q}{r_0} \left(\frac{r_0}{r} - \frac{1}{4} \frac{r_0^2}{r^2} - \frac{3}{4} \right) \right]. \quad /8/$$

Коэффициенты p и q определяются из экспериментальной зависимости $V_2(r)$.

Для расчетов движения в медианной плоскости можно ограничиться только двумя членами, и тогда получим

$$V_2(r) = V_0 \left(1 - \frac{\ln \frac{r}{r_0}}{\ln \frac{r_0}{r_1}} \right), \quad /9/$$

где $r_0 = 0,5$ см, $r_1 = 5$ см.

На рис. 1 показано распределение потенциала от напряжения на разрядной камере ионного источника, снятое на электролитической ванне. На этом же рисунке нанесена

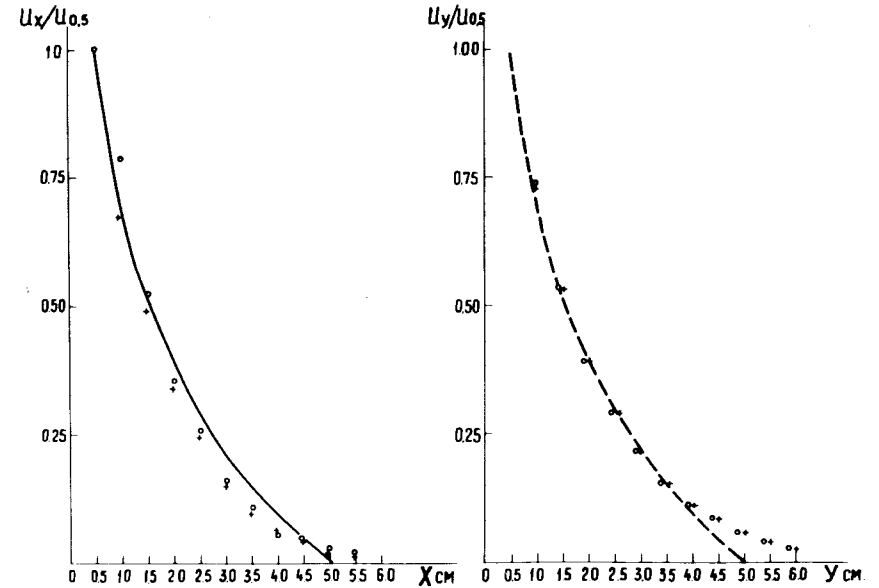


Рис. 1. Значение потенциала в зависимости от радиуса. Точками показаны значения, полученные в экспериментах на электролитической ванне, сплошной линией - расчетное распределение по координате x , пунктирной - по координате y .

зависимость, определяемая уравнением /9/. Из рис. 1 видно, что приведенная аппроксимация вполне удовлетворительна до радиуса $r = 5 \div 6$ см.

Траектории ионов в медианной плоскости, полученные решением уравнений /3/ на ЭВМ при различных значениях начальных фаз, приведены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что в случае подачи потенциала на разрядную камеру $V_2 = 8$ кВ ионный источник огибают ионы с начальными фазами $\phi_0 = -50^\circ \div +55^\circ$. При той же геометрии центральной области ускорителя, но в отсутствие потенциала на разрядной камере ионного источника этот диапазон начальных фаз ионов сужается до $-50^\circ \div +25^\circ$.

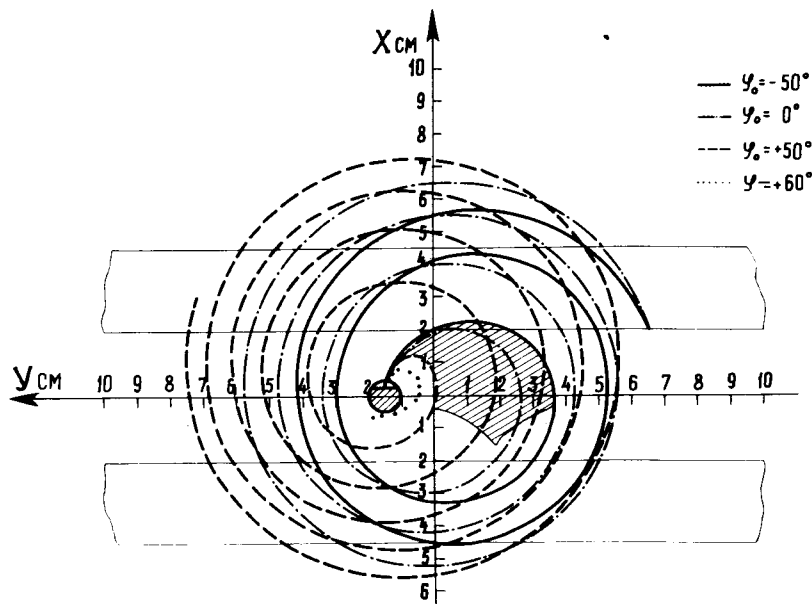


Рис. 2. Траектории ионов в медианной плоскости для четырех значений стартовых фаз.

На рис. 3 показана зависимость фазы ионов от номера оборота. При отсутствии потенциала на разрядной камере на первых двух оборотах фазы практически всех ионов становятся близкими к нулю /отличие от нуля составляет $\pm 5^\circ$ /. При наличии потенциала на разрядной камере они оказываются равными $10 - 40^\circ$ в области положительных значений, как это и следует из уравнения /2/.

С целью определения зависимости воздействия потенциала на разрядной камере на величину сдвига начальной фазы были рассчитаны траектории ионов для нескольких значений потенциала. Результаты этих расчетов показаны на рис. 4 и 5. Анализ расчетов для диапазона начальных фаз $\phi_0 = -50 \div 90^\circ$ показывает, что при положительном потенциале на разрядной камере, равном 8 кВ , ионы с

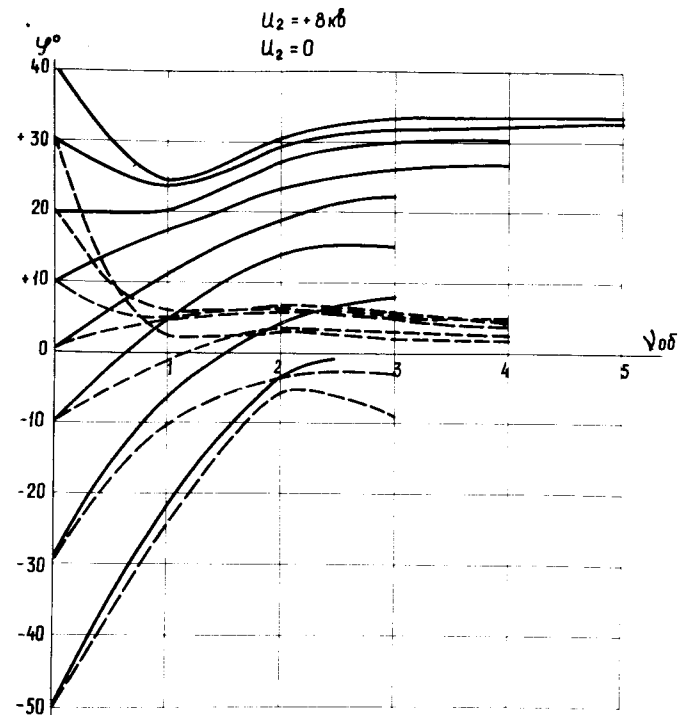


Рис. 3. Зависимость фазы ионов от номера оборота: сплошная линия - при наличии потенциала на разрядной камере, пунктирная - при отсутствии потенциала.

начальными фазами $-30 \div +60^\circ$ огибают источник и после первого оборота полностью попадают в область положительных фаз, где действуют фокусирующие в аксиальном направлении силы от ускоряющего высокочастотного напряжения.

Фокусирующие силы от ускоряющего высокочастотного напряжения, следуя /1,6/, можно оценить следующим образом. Электрическое поле, создаваемое дуантом в медианной плоскости, выражается через потенциал Φ в виде /7/

$$\Phi = \frac{2V_0}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{sh} \frac{\pi(1-b)}{D} x}{\left[1 + \operatorname{ch} \frac{\pi(1-b)}{D} x \right]} \quad /10/$$

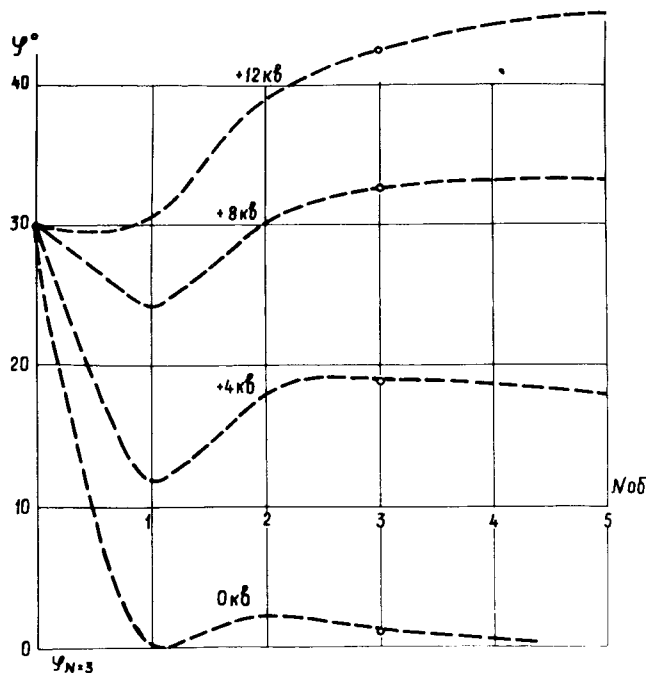


Рис. 4. Зависимость фазы ионов от номера оборота при различных значениях V_2 .

Тогда аксиальную компоненту электрического поля дуанта E_z в линейном приближении можно представить как

$$E_z = \frac{\pi V_0 (1-b)^2 \operatorname{sh} \left[\frac{\pi(1-b)}{D} r \sin \omega t \right]}{D^2 C^2 \operatorname{ch} \left[\frac{\pi(1-b)}{D} r \sin \omega t \right]} \cdot \cos(\omega t + a) z, \quad /11/$$

$$\frac{2\sqrt{b}}{1-b} + \ln \left(\frac{1+\sqrt{b}}{1-\sqrt{b}} \right) = \frac{\pi l}{D}, \quad D=l=4 \text{ см}, \quad b=0,345.$$

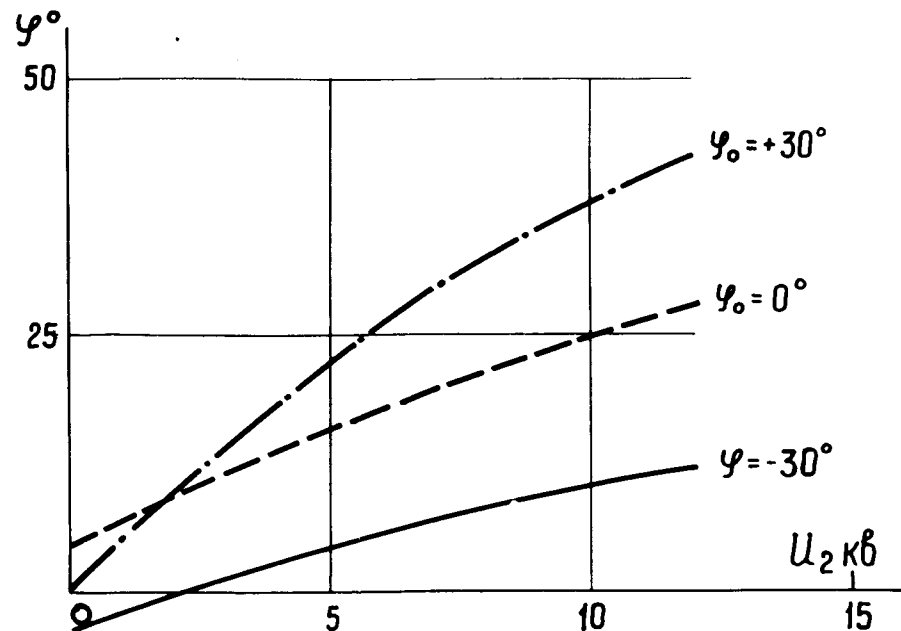


Рис. 5. Зависимость фазы ионов на третьем обороте от напряжения на разрядной камере V_2 .

После подстановки E_z в уравнение аксиального движения при $n=0$ /показатель роста магнитного поля/ и $\epsilon=0$ /вариация магнитного поля/ получим уравнение, описывающее фокусировку только ускоряющим электрическим полем в виде

$$z'' = \frac{\pi(1-b)^2 e V_0 E_0 \operatorname{sh} \left[\frac{\pi(1-b)}{D} \sin \omega t \right]}{(e B_0 D)^2 C^2 \operatorname{ch} \left[\frac{\pi(1-b)}{D} \sin \omega t \right]} \cos(\omega t + a) z = 0. \quad /12/$$

Частоты аксиальных колебаний Q_z , обусловленные действием высокочастотного поля дуанта в установке "Ф", вычисленные на ЭВМ, приведены на рис. 6. На этом ри-

сунке показаны зависимости Q_{zE} от радиуса для различных значений фазы иона, из которых видно, что максимум фокусирующего воздействия от дуанта находится между первым и вторым оборотами ионов.

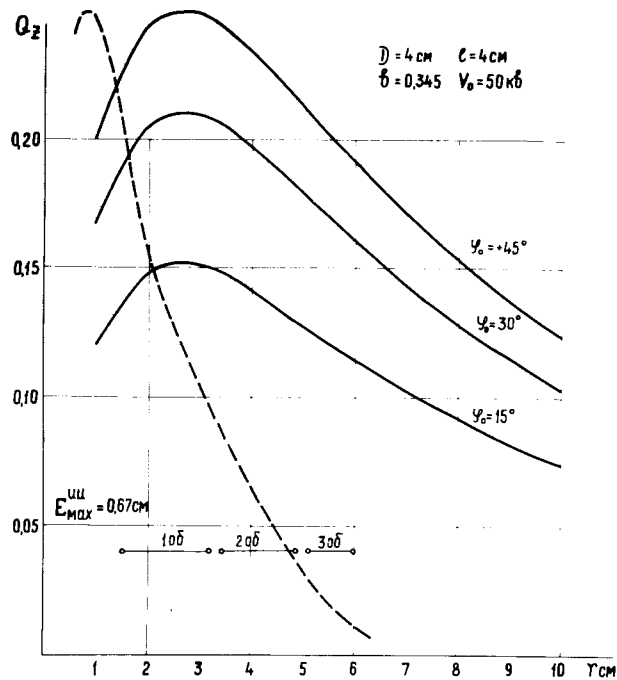


Рис. 6. Зависимость Q_z от радиуса: сплошные кривые - фокусирующее воздействие дуанта, пунктирная кривая - дефокусирующее воздействие потенциала на ионном источнике.

Можно отметить, что неоднородность, вносимая разрядной камерой ионного источника в распределение ускоряющего высокочастотного поля, несколько увеличит значение Q_{zE} , так как при этом флаттер функции аксиальной силы на окружности возрастает.

Дефокусирующее действие положительного потенциала на разрядной камере можно описать уравнением

$$z'' - \frac{e}{m\omega} E_{zn} z = 0. \quad /13/$$

Как уже отмечалось, для вычисления E_{zn} можно было бы воспользоваться распределением поля от этого потенциала в медианной плоскости центральной области ускорителя, полученным на электролитической ванне. Однако двойное дифференцирование экспериментальной кривой обычно приводит к значительным погрешностям, и поэтому представляется целесообразным определить E_{zn} из принятой ранее аналитической аппроксимации этого поля /8/. В этом случае для области вблизи медианной плоскости запишем

$$E_{zn} = -V_{20} \cdot \frac{q}{r^3} \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) \quad /14/$$

и

$$-Q_{zn}^2 = \frac{e}{m\omega^2} \frac{V_{20}q}{r^3} \left(1 - \frac{r_0}{r}\right). \quad /15/$$

Максимум функции /15/ для выбранной геометрии центральной области имеет место при $r = 0,665$ см. На рис. 6 представлена зависимость jQ_{zn} от радиуса, вызванная дефокусирующим действием потенциала на разрядной камере источника ионов /пунктирная кривая/.

Из сравнения фокусирующей силы, создаваемой высокочастотным полем дуанта, с дефокусирующей силой от положительного потенциала на разрядной камере ионного источника видно, что для ионов с достаточно широким диапазоном начальных фаз $-20 \div +50^\circ$ суммарная сила становится фокусирующей, начиная с радиуса $1,2 \div 2$ см, т.е. на первом обороте дуанта. Более того, даже ионы с начальной фазой -30° на третьем обороте оказываются под результирующим фокусирующим воздействием и пригодны для дальнейшего ускорения.

Приведенные выше предварительные оценки частот аксиальных колебаний ионов с начальными фазами $+50 \div -30^\circ$ были подтверждены решением уравнений движения в трехмерном поле центральной области установки "Ф"

на ЭВМ. На рис. 7 показаны графики аксиального движения ионов с начальными фазами $\phi_0 = -30^\circ, -20^\circ, 0$ и $+40^\circ$.

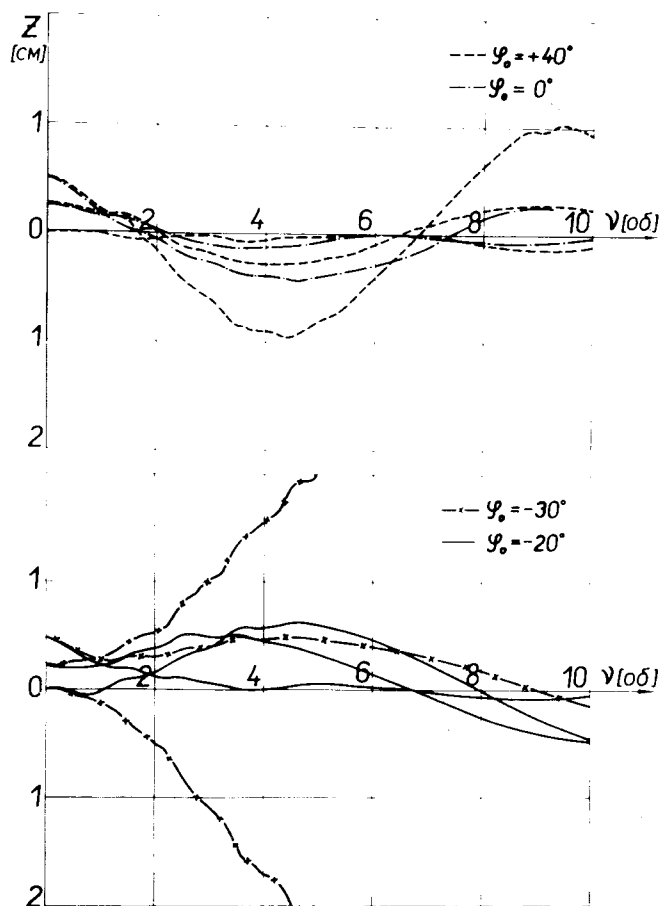


Рис. 7. Траектории ионов в аксиальной плоскости для четырех значений стартовых фаз.

При формировании ионной оптики в центральной области циклотрона или фазотрона ставится задача обеспечения условий, при которых амплитуда радиальных колебаний

на конечных орбитах была бы минимальной. Если такую задачу решать для синхроциклотрона, то необходимо учитывать, что, как правило, он имеет один дуант, на который подается постоянный отрицательный потенциал, и заземленную противодуантную рамку.

Постоянное напряжение смещения на дуанте приводит в однородном магнитном поле к дрейфу центра орбиты вдоль ускоряющей щели. Скорость этого дрейфа изменяется от

$$\frac{v_{др}}{r} = \frac{2V_1}{V_0} = 2\alpha \quad /16/$$

в начале ускорения до

$$\frac{v_{др}}{r} = \frac{V_1}{V_0} = \alpha \quad /17/$$

при ускорении в "бесконечно узкой" щели. В спадающем или растущем магнитном поле на дрейф накладывается прецессия центра орбиты вокруг оси симметрии магнитного поля. Движение центра орбиты определяется параметрами магнитного и электрического полей на орбите. Для случая фазотрона с вариацией поля только в очень незначительной части периода прецессии /примерно 3-4 первых оборота / частица движется в условиях "нечеловеческого" набора энергии, и поэтому этим отличием от условий в других областях можно пренебречь. С учетом изложенного для движения центра орбиты в фазотроне можно написать следующие уравнения /в предположении $V_0 = const$ /:

$$\dot{x}_{см} = r_{см} \omega_{пр} \cos \phi,$$

$$\dot{y}_{см} = r_{см} \omega_{пр} \cos(\pi/2 + \phi) + v_{др}, \text{ или} \quad /18/$$

$$\dot{x}_{см} = x_{см} \omega_{пр},$$

$$\dot{y}_{см} = -y_{см} \omega_{пр} + v_{др},$$

где $\omega_{пр}$ - частота прецессии, $v_{др}$ - скорость дрейфа. Составим комплексную функцию $z = x_{см} + iy_{см}$, систему уравнений /18/ запишем как

$$\dot{z} - i\omega_{\text{пр}} z = v_{\text{др}} \quad /19/$$

Учитывая, что $\omega_{\text{пр}} = 4aR^3 \dot{R}$,

где
$$a = \frac{k\omega^2 \pi E_0}{8eV_0 c^2}, \quad k = \frac{1}{r \cdot B} \frac{dB}{dr}, \quad /20/$$

решение уравнения /19/ находим в виде

$$z = e^{iaR^4} [a \int e^{-iaR^4} dR + c], \quad /21/$$

следовательно,

$$r_{\text{CM}} = [(a \int \cos aR^4 dR + c_1)^2 + (a \int \sin aR^4 dR + c_2)^2]^{1/2} \quad /22/$$

Здесь c_1 и c_2 - постоянные интегрирования.

Из уравнения /21/ можно видеть, что амплитуда радиальных колебаний изменяется в процессе ускорения, и только в некоторых частных случаях на определенных радиусах она может оказаться равной нулю.

Чтобы оценить возможные значения амплитуд радиальных колебаний, возбужденных описываемым механизмом, сделаем дополнительные упрощающие предположения, которые не изменяют вывода по существу. А именно, положим, что: а/ набор энергии за оборот постоянен и равен $eV_0 \cos \phi_0$, б/ при $r = 0$ $r_{\text{CM}} = 0$.

Тогда уравнение /22/ можно записать в виде

$$r_{\text{CM}} = a \left[\left(\int_0^R \cos aR^4 dR \right)^2 + \left(\int_0^R \sin aR^4 dR \right)^2 \right]^{1/2} \quad /23/$$

В этом случае амплитуда радиальных колебаний, возбуждаемая напряжением смещения на дуанте, достигает первого максимума /и самого большого/, когда частица имеет орбиту радиуса

$$R = \sqrt[4]{\frac{\pi}{2a}}, \quad /24/$$

и в дальнейшем колеблется около некоторого значения,

несколько меньшего первого максимума, который, в свою очередь, определяется из

$$(r_{\text{CM}})_{\text{max}} = a \sqrt[4]{\frac{\pi}{2a}}$$

Для параметров фазотрона "Ф" $a = 1,65 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-4}$, $V_1 = -2 \text{ кВ}$, $V_0 \cos \phi_0 = 35 \text{ кВ}$, $a = 0,057$ $(r_{\text{CM}})_{\text{max}}$ составляет 1,8 см и имеет место, когда радиус орбиты равен примерно 30-35 см. Необходимо подчеркнуть, что возбужденные таким образом колебания невозможно скомпенсировать изменением положения ионного источника.

Чтобы избежать такого возбуждения радиальных колебаний, требуется симметризовать поле смещения в ускоряющей щели, что в некоторых случаях является сложной технической задачей.

На рис. 8 приведены траектории центра орбиты на

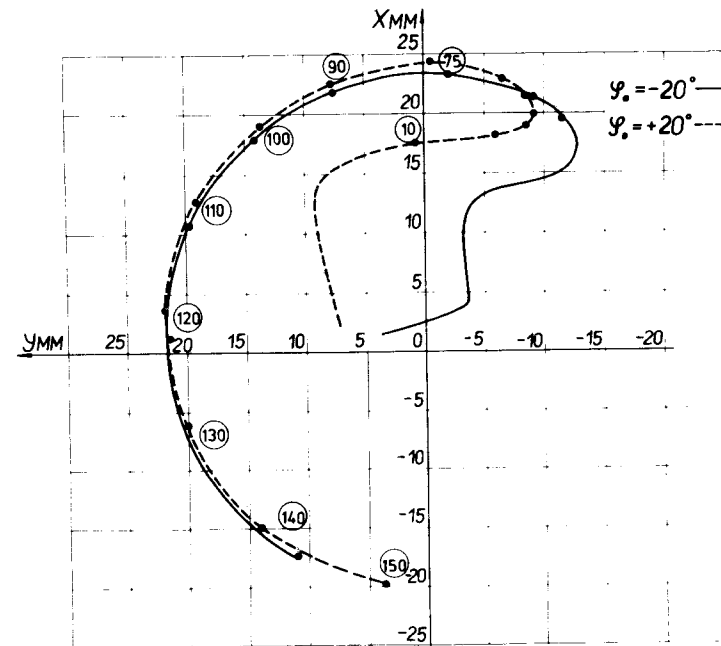


Рис. 8. Траектории центра орбиты для стартовых фаз $+20$ и -20° .

первых 150 оборотах. Траектории получены решением на ЭВМ уравнений движения ионов в трехмерном поле для реальных условий фазотрона "Ф". Можно видеть, что оценки приведенного выше рассмотрения хорошо согласуются с результатами численного расчета. Максимальная величина амплитуды радиальных колебаний, равная 2,4 см, имеет место, когда ускоряемые ионы достигают среднего радиуса 30 - 31 см. Несколько большая величина амплитуды по сравнению с рассчитанной по формуле /24/ объясняется асимметрией набора энергии в высокочастотном поле дуанта. Устранение асимметрии возможно путем некоторого изменения конфигурации центральной области ускорителя.

Литература

1. А.А.Глазов, Ю.Н.Денисов, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков и др. ОИЯИ, 9- 3951, Дубна, 1968.
2. А.А.Глазов, Ю.Н.Денисов, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков и др. ОИЯИ, 9- 3211, Дубна, 1967.
3. W.Smith. Nucl.Instr. and Meth., 9, 49 (1960).
4. А.А.Глазов, А.А.Кропин, Д.Л.Новиков, Л.М.Онищенко. ОИЯИ, Р- 2199, Дубна, 1965.
5. Б.И.Замолодчиков. ОИЯИ, 9- 6084, Дубна, 1971.
6. А.А.Глазов, Ю.М.Мареев, Н.Г.Шакун. ОИЯИ, 9- 7804, Дубна, 1973.
7. В.М.Гаврилюк, А.М.Страшкевич. ЖЭТФ, 20, 1241 /1950/.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 ноября 1975 года.