

Возможный способ ускорения тяжелых ионов

Н. И. ТАРАНТИН

УДК 621.3.038.628

В последнее время ведутся поиски [1—4] более эффективных методов ускорения тяжелых ионов в связи с возможностями широкого использования их в ядерной физике. В настоящей работе предлагается еще один способ ускорения таких ионов.

Этот способ, являющийся модификацией известного метода Альвареца [5], сводится к следующему. Тяжелые ионы ускоряются в циклотроне в резонансе с одной из низших гармоник. При этом орбита ионов смещается вдоль ускоряющего промежутка так, что после обдирки ионов в результате прохождения через мишень, установленную в ускоряющем промежутке, и сокращения радиуса орбиты ионный источник оказывается внутри орбиты и не мешает дальнейшему ускорению ионов. Это позволяет использовать в циклотроне наиболее совершенные ионные источники (с разрядной камерой в ускоряющем промежутке), производящие ионы с относительно высоким зарядом. После обдирки ионы ускоряются в резонансе с основной частотой.

Для смещения орбиты используется, например, неравномерное приращение энергии при прохождении ионами ускоряющего промежутка соответственно в одном и другом направлениях. Это обеспечивается тем, что на дуанты дополнительно подают или постоянные потенциалы противоположного знака, или вторую гармонику ускоряющего напряжения.

В классическом варианте циклотрона с аксиально симметричным магнитным полем удаление центра орбиты от оси симметрии поля вызывает, как известно, круговой дрейф центра, возмущающий фазовое движение ионов. Помимо этого, при значительном смещении, когда орбита не охватывает ось симметрии поля, сильно ослабляется аксиальная фокусировка.

Эти отрицательные эффекты, снижающие интенсивность пучка, в предлагаемом способе ускорения исключаются путем применения плоскосимметричного магнитного поля: $B_z(x, y, 0) = B_0(1 + ay^2)$, где B_z — аксиальная составляющая индукции магнитного поля;

$a < 0$; $|ay^2| \ll 1$; оси x и y направлены соответственно вдоль и поперек ускоряющего промежутка.

Аксиальное движение ионов в таком поле устойчиво с точностью до малых членов второго порядка. В радиальном сечении орбита смещается вдоль оси x за один оборот иона на величину второго порядка малости, приводящую лишь к незначительному разбросу центров орбит. При небольшой асимметрии магнитного поля относительно оси x , обусловленной различиями B_0 или коэффициентов a по разные стороны от оси x , возникает дрейф орбиты ионов вдоль этой оси со скоростью, пропорциональной соответственно ΔB_0 или Δa . Этот дрейф также может быть использован для смещения орбиты, необходимого на первом этапе ускорения. Легко видеть, что дрейф центра орбиты вдоль прямых кромок 180-градусных дуантов не возмущает фазового движения.

С помощью предлагаемого способа в циклотроне с радиусом конечной орбиты 200 см при $B_0 = 17$ кэс можно получить, используя, например, предварительное ускорение на третьей гармонике и обдирку $^{40}\text{Ar}^{2+}$, $^{84}\text{Kr}^{4+}$, $^{132}\text{Xe}^{6+}$, $^{200}\text{Hg}^{8+}$ и $^{238}\text{U}^{10+}$, ионы указанных элементов с энергией 8—12,5 Мэв на нуклон и с достаточно высокой интенсивностью.

(№ 415/5489. Статья поступила в Редакцию 17/VII 1969 г., аннотация — 6/IV 1970 г. Полный текст 0,4 а. л., 1 рис., 11 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Hortig. Z. Phys. **176**, 115 (1963).
2. G. Jones et al. Phys. Rev., **145**, 925 (1966).
3. В. П. Дзелепов и др. «Атомная энергия», **24**, 323 (1968).
4. М. Л. Иовнович и др. Там же, **27**, 301 (1969).
5. L. Alvarez. Phys. Rev., **58**, 192 (1940).

Деполаризация протонов в фазотроне с пространственной вариацией магнитного поля

Ю. А. ПЛИС, Л. М. СОРОКО

УДК 539.125.52

Для оценки деполаризации протонов в проектируемом фазотроне [1] с пространственной вариацией магнитного поля на энергию 700 Мэв применяется метод, развитый в работах [2—4] для циклических ускорителей. Деполаризация определяется величиной

$$D = \frac{1}{2} |s|^2, \quad (1)$$

где s — горизонтальная проекция вектора спина. При расчете используются проектные характеристики магнитного поля фазотрона [1]. Конечная цель расчетов — установить допуски на отклонение от теоретического значения поля.

Деполаризация протонов происходит при двух резонансных значениях энергии: $\gamma_1 = 1,116$, $\gamma_2 = 1,673$. Она вызывается в основном гармоническими составляющими отклонения медианной поверхности

магнитного поля от средней плоскости зазора. Для первого резонанса опасными являются гармоники искажений с l , равными 2, 6, 10, а для второго — с l , равным 1—3. Практически достаточно учитывать первую, вторую и третью гармоники.

При амплитудах гармоник отклонения ~ 1 мм следует ожидать деполаризации, составляющей $\sim 10\%$. При этом получаются допуски на амплитуды гармоник радиальных компонент магнитного поля в средней плоскости:

$$B_{\rho_2}(R=113 \text{ см}) = 5 \text{ гс}, B_{\rho_1}(R=259 \text{ см}) = 2 \text{ гс},$$

$$B_{\rho_3}(R=259 \text{ см}) = 2 \text{ гс}.$$

Таким образом, формирование поля следует производить в области резонансов с точностью $\sim 10^{-4}$. Ширина резонанса по радиусу ~ 1 мм.

При оценке деполяризации в системе вывода, состоящей [5] из регенератора, возбuditеля и магнитного канала, была получена величина $D < 2\%$.

(№ 416/5568. Статья поступила 16/IX 1969 г., аннотация — 2/IV 1970 г. Полный текст 0,5 а. л., 7 библиографических ссылок.)

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Глазов и др. «Атомная энергия» 27, 16 (1969).

2. M. Froissart, R. Stora. Nucl. Instrum. and Methods, 7, 297 (1960).

3. Ю. А. Плис, Л. М. Сороко. Препринт ОИЯИ Р-1449, Дубна, 1963.

4. Ю. А. Плис, Л. М. Сороко. Препринт ОИЯИ Р-1502. Дубна, 1964.

5. С. Б. Ворожцов и др. Препринт ОИЯИ 9-3628, Дубна, 1968.

О повышении эффективности фазопеременной фокусировки в линейных ускорителях

В. В. КУШИН

УДК 621.384.6

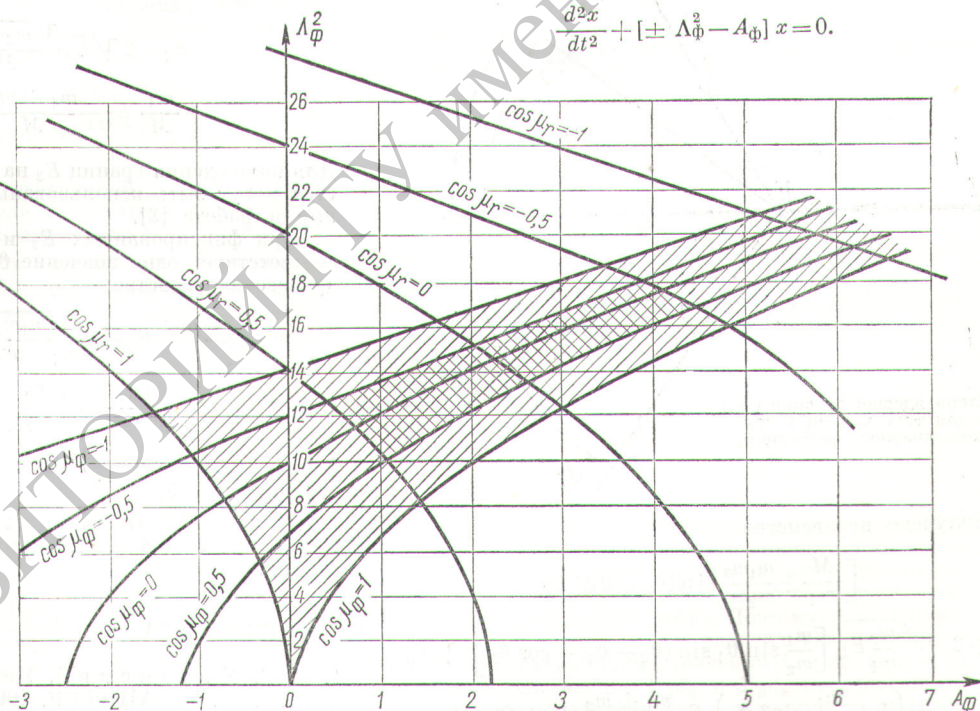
В первоначальном варианте фазопеременной фокусировки (ФПФ) фазовая и радиальная устойчивости сгустков обеспечивались самим ускоряющим полем за счет периодического изменения вдоль ускорителя знака синхронной фазы: $\varphi_c = \pm\varphi_1$. Однако этот вариант ФПФ

причем на границах полупериодов φ_c и φ меняются скачкообразно, однако величина $\Delta\varphi$ и ее производные остаются непрерывными.

После подстановки выражений (1) для фазового и радиального движения частиц получаются два уравнения вида

$$\frac{d^2x}{dt^2} + [\pm \Lambda_\phi^2 - A_\phi] x = 0.$$

Диаграмма совместной устойчивости для ступенчатой модуляции синхронной фазы.



не нашел практического применения, так как допустимый размах фазовых колебаний (без потери радиальной устойчивости) оказался слишком мал.

Указанное препятствие можно устранить, если вдоль ускорителя периодически менять не только знак, но и абсолютную величину синхронной фазы так, чтобы ее усредненное по периоду значение φ_0 отличалось от нуля. В простейшем случае закон изменения синхронной фазы φ_c и текущей φ можно представить в виде

$$\varphi_c = \varphi_0 \pm \varphi_1, \quad \varphi = \varphi_c + \Delta\varphi; \quad (1)$$

Каждое из них имеет устойчивые решения в некоторой области значений коэффициентов A_ϕ и Λ_ϕ^2 . Фазовая и радиальная устойчивости достигаются одновременно только в том случае, когда оба уравнения имеют устойчивые решения.

На рисунке заштрихована область коэффициентов A_ϕ , Λ_ϕ^2 , соответствующих совместной устойчивости.

Наилучший захват в ускоритель соответствует дважды заштрихованной области: допустимый размах фазовых колебаний (без потери радиальной устойчивости)