

Повышение интенсивности пучка протонов в шестиметровом фазотроне ОИЯИ

В. И. Данилов, И. Б. Енчевич, Б. И. Замолотчиков, Б. Н. Марченко, Д. Л. Новиков, Э. А. Полферов, Е. И. Розанов, А. Л. Савенков, А. Н. Сафонов

В статье описаны результаты работ, проведенных в 1961—1962 гг., по формированию высокочастотных характеристик шестиметрового фазотрона Объединенного института ядерных исследований. Полученные результаты позволили обеспечить одновременно оптимальные условия захвата и ускорения пучка протонов до конечного радиуса практически без фазовых потерь. В результате ток ускоренных протонов на конечном радиусе был увеличен с 0,3 до 1,1—1,2 мка.

При анализе фазового движения в фазотроне различают два основных этапа [1]: захват частиц в режим ускорения и их фазовое движение в процессе ускорения до конечного радиуса. Как для первого, так и для второго этапа необходимо сформировать такие высокочастотные характеристики зависимости частоты и амплитуды ускоряющего напряжения $\omega_s = \omega_s(t)$ и $V_0 = V_0(\omega_s)$, при которых интенсивность частиц, ускоряемых до конечного радиуса, будет максимальной. Следует отметить, что в центральной области фазотрона набор энергии ионом за оборот при неизменном ускоряющем напряжении V_0 зависит от радиуса орбиты, а также от геометрии ионного источника и дуанта.

Если аппроксимировать распределение напряженности электрического поля вдоль оси y , перпендикулярной ускоряющей кромке дуанта, выражением

$$E(y) = \frac{V(t)}{D} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\pi^2}{D^2} y^2}, \quad (1)$$

то набор энергии ионом за оборот в начале ускорения можно представить как

$$\Delta E = 2eV_0 \frac{D}{\pi} \left(\sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{\pi^2}{D^2}} - \frac{1}{r} \right) \sin \varphi \quad (2)$$

вместо $\Delta E = 2eV_0 \sin \varphi$, что справедливо при бесконечно узкой ускоряющей щели. В приведенных выражениях D — апертура дуанта, r — радиус орбиты, φ — фаза высокочастотного ускоряющего напряжения $V(t)$, при которой ион пересекает середину ускоряющей щели.

На рис. 1 показаны кривые максимально возможного набора энергии протоном за оборот

в функции радиуса. Кривая a вычислена аналитически по формуле (2), а b рассчитана при помощи картины потенциального поля дуанта, полученной моделированием в электролитической ванне дуанта, ионного источника и ускорительной камеры фазотрона ОИЯИ.

Сравнение кривых относительного набора энергии за оборот eV/eV_0 в отмеченных случаях указывает на то, что электрическое поле в средней плоскости вблизи центра машины можно

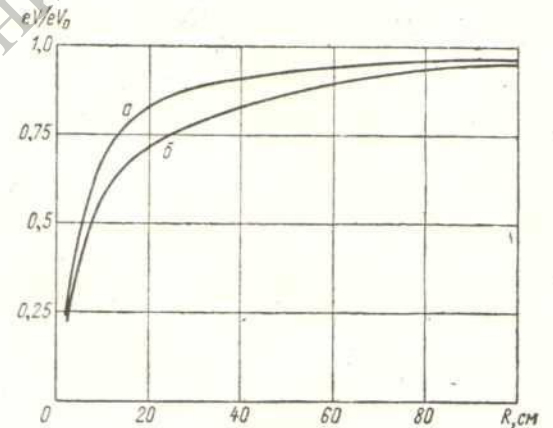


Рис. 1. Относительный набор энергии протоном за оборот в зависимости от радиуса орбиты.

с достаточной точностью описать уравнением (2). Поэтому фазовое уравнение для малых радиусов с учетом (2) можно записать как

$$\ddot{\varphi} + \frac{eV_0 \omega_0^2 K}{\pi E_0} \cdot \frac{D}{\pi} \left(\sqrt{\frac{1}{r^2} + \frac{\pi^2}{D^2}} - \frac{1}{r} \right) \sin \varphi = -\dot{\omega}_0, \quad (3)$$

где ω_0 , E_0 — круговая частота обращения и полная энергия протона; $\dot{\omega}_0$ — скорость изменения во времени частоты генератора; $K = 1 + \frac{n}{(1-n)\beta^2}$.

Решение и анализ полученного фазового уравнения с целью выяснения оптимальных условий захвата в режим ускорения представляют большие трудности.

Так как прирост энергии ускоряемого иона за оборот и изменение частоты обращения иона связаны соотношением

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -K \frac{\Delta E}{E}, \quad (4)$$

то в этом случае следует ожидать, что при оптимальных условиях захвата скорость изменения частоты ускоряющего напряжения должна быть

Корректировкой параметров резонансной системы ускорителя получена зависимость частоты от времени $\omega_s = \omega_s(t)$ (рис. 2, кривая *a*) с указанным значением $(\dot{\omega}_s)_{\text{нач}}$ в начале ускорения, что привело к увеличению тока внутреннего пучка от 0,3 до 0,8 мка на конечном радиусе 274,5 см.

Ток протонов измерялся по наведенной активности алюминиевой мишени [реакция

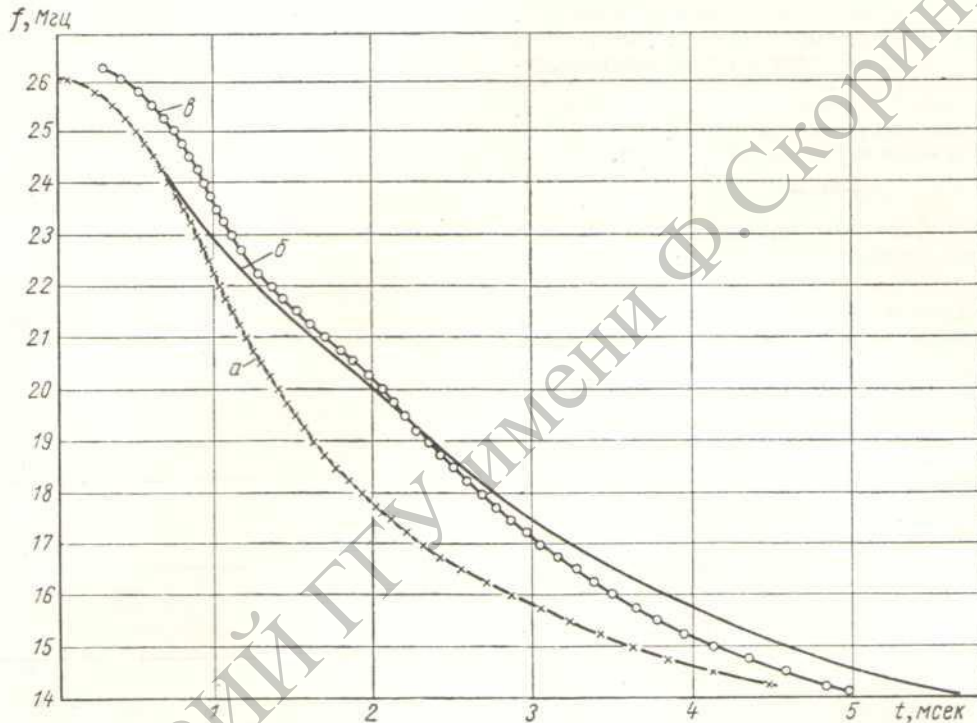


Рис. 2. Частотные характеристики резонансной системы фазотрона.

меньше, чем при бесконечно узкой ускоряющей щели. Экспериментально величина $(\dot{\omega}_s)_{\text{нач}}$, обеспечивающая оптимальные условия захвата, определялась измерением тока на радиусе 30 см. Выбор такого радиуса обусловлен необходимостью исключить влияние изменений фазовых условий при ускорении протонов в области средних и конечных радиусов. Величина $(\dot{\omega}_s)_{\text{нач}}$ в этом случае варьировалась в широком диапазоне изменением напряженности магнитного поля в центре ускорителя. Для существующей амплитуды напряжения на дуанте и геометрии ускоряющего промежутка в центре фазотрона ОИЯИ оптимальная величина $(\dot{\omega}_s)_{\text{нач}}$ оказалась равной $2,25 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-2}$ [2].

$\text{Al}^{27}(p, \text{Зрн}) \text{Na}^{24}$], облучаемой на радиусах 270—280 см. Мишень со свинцовой подкладкой калибровалась на выведенном из камеры пучке протонов при помощи цилиндра Фарадея.

Второй этап работы состоял в изменении высокочастотных характеристик $\omega_s = \omega_s(t)$ и $V_0 = V_0(\omega_s)$, одновременно обеспечивающим оптимальные условия захвата ионов и их последующее ускорение до конечного радиуса без фазовых потерь.

При выборе частотной зависимости, для того чтобы учесть затухание фазовых колебаний в процессе ускорения протонов до конечного радиуса ускорителя, использовалась инвариантность интеграла действия J при адиабатических изменениях параметров системы.

В данном случае интеграл действия имеет вид

$$J = \oint I \dot{\varphi} d\varphi, \quad (5)$$

где

$$I = \frac{E_s}{\omega_s^2 K_s}; \quad K_s = 1 + \frac{n}{1-n} \cdot \frac{1}{\beta_s^2};$$

$$\dot{\varphi} = \sqrt{\frac{2eV_0 \omega_s^2 K_s}{\pi E}} \sqrt{\cos \varphi_s + \varphi \sin \varphi_s + g}$$

(здесь g — постоянная интегрирования фазового уравнения, ω_s , β_s , E_s — частота обращения, относительная скорость и полная энергия равновесного иона соответственно).

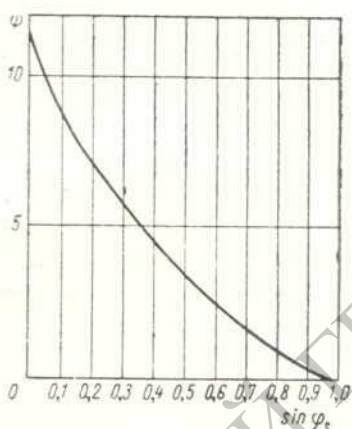


Рис. 3. График для определения допустимого роста $\sin \varphi_s$.

Для границы области фазовой устойчивости зависимость $\Psi = \oint \dot{\varphi} d\varphi$ от $\sin \varphi_s$, полученная численным интегрированием уравнения (5), показана на рис. 3.

Используя приведенную зависимость $\Psi = \Psi(\sin \varphi_s)$, можно определить допустимый рост $\sin \varphi_s$, при котором ускоряемые частицы, находящиеся в области устойчивых фазовых колебаний на плоскости $(\dot{\varphi}, \varphi)$ в начале ускорения, не выйдут из нее в процессе ускорения до конечного радиуса. По полученной зависимости $\sin \varphi_s = f(R, t)$ можно рассчитать соответствующую частотно-временную характеристику $\omega_s = \omega_s(t)$. Такая характеристика показана на рис. 2 (кривая б). На этом рисунке показана также частотная характеристика (кривая в), которая была получена в конце 1961 г.

после установки на вариатор частоты статорных пакетов новой формы. Как видно из приведенного рисунка, эта характеристика близка к расчетной.

Форма новых пакетов, определенная экспериментально, показана на рис. 4. На рис. 5 дано для сравнения изменение тока по радиусу

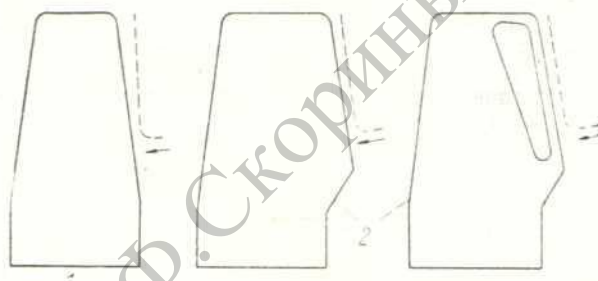


Рис. 4. Конфигурация статорных пакетов вариатора частоты:

1 — форма пакетов, использовавшихся ранее; 2 — форма новых пакетов.

при двух высокочастотных характеристиках. Из сопоставления их видно, что при частотной программе (кривая в на рис. 2) были в основном

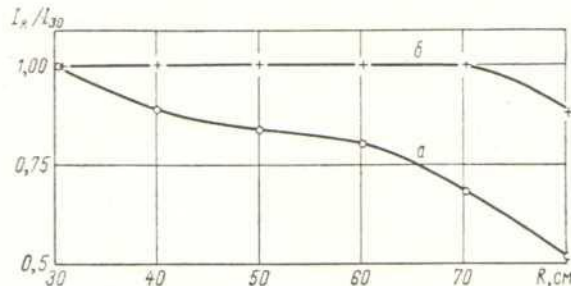


Рис. 5. Относительное изменение тока в зависимости от радиуса до (а) и после (б) устранения фазовых потерь.

устранены фазовые потери в области радиусов 30—80 см, что в свою очередь привело к увеличению внутреннего тока протонов на конечном радиусе ускорителя до 1,1—1,2 мка.

Поступила в Редакцию 10/V 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Bohm, L. Foldy. Phys. Rev., 72, 649 (1947).
2. Б. И. Замолодчиков, Д. Л. Новиков, Э. А. Полферов. Препринт Р-720 ОИЯИ, 1961.