

0345e

M-69

4585 / 2-78

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



IS/21-76

9 - 9901

А.И.Михайлов, Г.П.Пучков, К.В.Чехлов

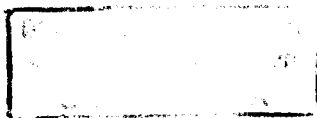
ОБ ОДНОЭТАПНОМ УСКОРЕНИИ ДЕЙТРОНОВ  
И  $\alpha$ -ЧАСТИЦ НА СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ

**1976**

9 - 9901

А.И.Михайлов, Г.П.Пучков, К.В.Чехлов

ОБ ОДНОСТАПНОМ УСКОРЕНИИ ДЕЙТРОНОВ  
И  $\alpha$  -ЧАСТИЦ НА СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ



Используемый с 1970 года двухэтапный режим синхротронного ускорения дейтронов и  $\alpha$ -частиц на синхрофазотроне ОИЯИ<sup>/1/</sup> требовал для обеспечения максимального захвата пучка во второй этап ускорения и минимальных потерь при переходе от первого этапа ко второму<sup>/2-5/</sup> сравнительно сложного управления частотой, фазой и амплитудой ускоряющего напряжения.

В октябре 1974 г. на синхрофазотроне ОИЯИ был впервые осуществлен одноэтапный режим ускорения дейтронов и  $\alpha$ -частиц благодаря использованию инжектора ЛУ-20 для ускорения дейтронов и  $\alpha$ -частиц, что привело к некоторому сужению динамического диапазона модуляции частоты ускоряющего В.Ч. поля вследствие повышения энергии инжектируемых ядер, а также благодаря решению задач, связанных с расширением частотного диапазона задающего генератора, настройкой закона управления частотой ускоряющего поля в одноэтапном режиме и исследованиям возможностей ускоряющей В.Ч. системы с точки зрения получения необходимой амплитуды ускоряющего напряжения в заданном диапазоне частот.

В работе рассматриваются вопросы, связанные с осуществлением одноэтапного режима ускорения дейтронов и  $\alpha$ -частиц, и приводятся экспериментальные результаты.

#### *1. Диапазон модуляции частоты ускоряющего напряжения в режиме одноэтапного ускорения*

Закон связи между частотой ускоряющего напряжения и магнитным полем для синхрофазотрона ОИЯИ выражается известным соотношением

$$f = \frac{1,44 qH}{\sqrt{1,25\left(\frac{A}{Z}\right)^2 + H^2}}, \quad /1/$$

где  $f$  - частота ускоряющего напряжения /МГц/;  $H$  - напряженность магнитного поля /кЭ/;  $q$  - кратность ускорения;  $A$  - массовое число ядра;  $Z$  - заряд ядра в единицах элементарного заряда.

Диапазон модуляции частоты в соответствии с формулой /1/ определяется значениями магнитного поля при инжекции " $H_i$ " и максимальным полем синхрофазотрона " $H_{max}$ ". В свою очередь величина поля  $H_i$  зависит от сорта ускоряемых частиц и их энергии при инжекции в соответствии с соотношением

$$H_i \approx \frac{A}{Z} \frac{\sqrt{2W_{iH} \cdot E_{0H}}}{300R_0}, \quad /2/$$

/ $W_{iH}$  - кинетическая энергия инжектируемых в синхрофазотрон ядер, приходящаяся на один нуклон;  $E_{0H}$  - энергия покоя нуклона;  $R_0$  - радиус центральной орбиты ускорителя/.

Учитывая, что ускорение дейтронов и  $\alpha$ -частиц в инжекторе ЛУ-20 так же, как и в ЛУ-9М /1/, осуществляется в режиме второй кратности и энергия частиц на выходе из ЛУ уменьшается с 20 МэВ для протонов до 5 МэВ/нуклон для ядер, нетрудно заметить, что переход от ускорения протонов ( $A/Z = 1$ ) к ускорению ядер ( $A/Z = 2$ ) не сопровождается изменением значения магнитного поля при инжекции.

В соответствии с формулами /1/ и /2/ аппаратура высокочастотного питания синхрофазотрона в режиме одноэтапного ускорения ядер при  $q = 1$  должна покрывать диапазон от 150 КГц до 1,42 МГц, что в  $\sim 1,3$  раза больше по сравнению с диапазоном частот при ускорении протонов с инжектором ЛУ-9М /0,2÷1,44 МГц/ /11/.

## 2. Задающий генератор

Задающий частотно-модулируемый генератор, являющийся одним из основных элементов в системе управления частотой ускоряющего напряжения, имеет диапазон модуляции /0,15÷1,5/ МГц /6/. Часть диапазона генератора, /0,15÷0,2/ МГц, отводится на "успокоение" переходного процесса в модуляции частоты, вызванного началом модуляции и не являющегося рабочим диапазоном частот.

Длительность переходного процесса, обусловленная параметрами генератора, как показал опыт, зависит от скорости модуляции и уменьшается практически пропорционально уменьшению скорости, которую можно определить /продифференцировав уравнение /1/

$$\frac{df}{dt} = \frac{1,8q\dot{H}}{\left[1,25\left(\frac{A}{Z}\right)^2 + H^2\right]^{3/2}}, \quad /3/$$

где  $\dot{H}$  - скорость нарастания магнитного поля /кЭ/с/, примерно постоянная в цикле и равная 4 кЭ/с.

Как следует из /3/, максимальная скорость модуляции частоты имеет место в начале синхротронного ускорения и при переходе от ускорения протонов к ускорению ядер уменьшается с 5 до 2,5 МГц/с. Вследствие этого отведенное на "успокоение" переходного процесса при ускорении протонов время, равное 10 мс, может быть уменьшено при ускорении ядер до 5 мс и "запас" по частоте на переходный процесс может быть снижен с 50 до 12,5 КГц. Изготовленная на основе феррита с магнитной проницаемостью  $\mu = 2000$  индуктивность колебательного контура задающего генератора позволила получить перекрытие по частоте, равное 14, на основании чего начальная частота задающего генератора была с запасом принята равной 125 КГц.

На рис. 1 показана зависимость крутизны модуляционной характеристики задающего генератора на основе феррита с  $\mu = 2000$  в функции частоты по диапазону. Непостоянство крутизны по диапазону /см. рисунок/,

накладывает дополнительные требования на функциональный преобразователь, который в совокупности с задающим генератором должен обеспечить необходимое управление частотой ускоряющего напряжения в режиме одноэтапного ускорения.

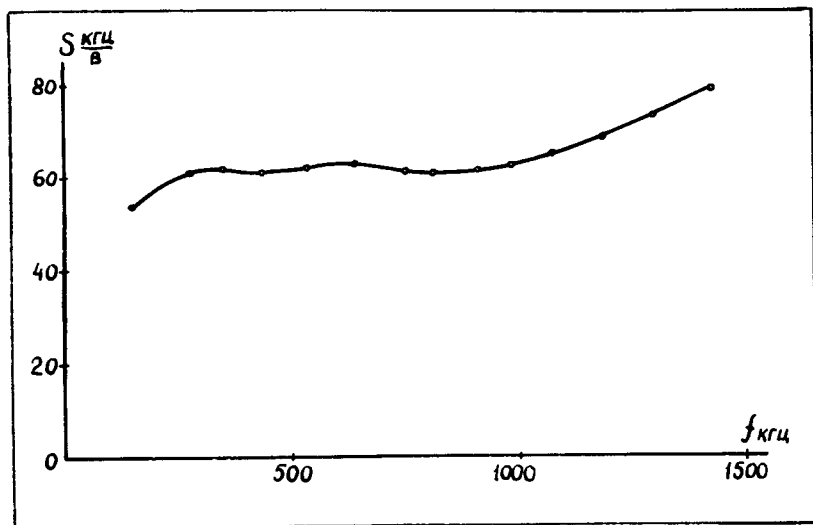


Рис. 1. Зависимость крутизны модуляционной характеристики задающего генератора в функции частоты по диапазону.

### 3. Функциональный преобразователь

Функциональный преобразователь предназначен для формирования нелинейной зависимости выходного напряжения, модулирующего частоту задающего генератора, от входного напряжения, пропорционального напряженности магнитного поля синхрофазотрона. На рис. 2 представлена блок-схема аппаратуры связи между "f" и "H". На вход интегратора "2" /интегратор представляет собой усилитель постоянного тока, охваченный емкостной обратной связью/ поступает напряжение с интеграторной

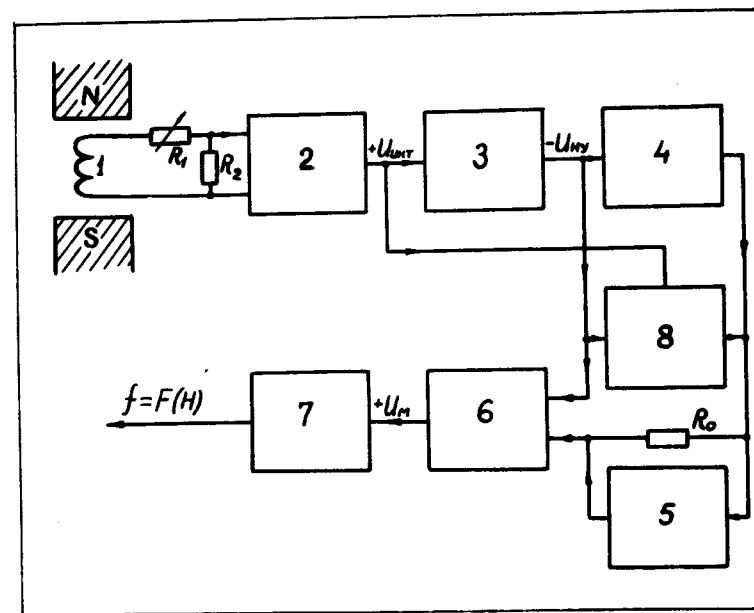


Рис. 2. Блок-схема аппаратуры связи между "f" и "H". 1 - интеграторная катушка; 2 - интегратор; 3 - нелинейный усилитель; 4 - диодные блоки; 5 - добавочный усилитель; 6 - суммирующий усилитель; 7 - задающий генератор; 8 - блок коррекции.

катушки "1", пропорциональное скорости изменения магнитного поля в рабочей апертуре ускорителя. Напряжение на выходе интегратора " $U_{\text{инт}}$ " описывается выражением:

$$U_{\text{инт}} = k \int_{t_0}^t H dt \approx k(H - H_0), \quad /4/$$

где  $k$  - коэффициент пропорциональности, определяемый параметрами катушки, входного делителя и постоянной времени интегратора и равный для режима ускорения протонов  $\sim 15,8$  В/кЭ;  $H_0$  - значение магнитного поля в момент времени " $t_0$ ", с которого начинается процесс интегрирования.

Напряжение с выхода интегратора подается на функциональный преобразователь, состоящий из нелинейного усилителя "3" /усилителя постоянного тока, охваченного нелинейной обратной связью/, делающего первое приближение к требуемой нелинейной зависимости с помощью аппроксимации кривой отрезками прямых, диодных блоков "4", являющихся нелинейной обратной связью добавочного усилителя "5", и усилителя "6", суммирующего выходные напряжения нелинейного и добавочного усилителей. С помощью диодных блоков осуществляется точная настройка требуемой функциональной зависимости.

Напряжение с выхода функционального преобразователя " $U_M$ " модулирует частоту задающего генератора "7", которая /если считать в первом приближении, что крутизна модуляционной характеристики постоянна/ может быть определена в соответствии с выражением

$$f = f_0 + S U_M, \quad /5/$$

где  $f_0$  - начальная частота задающего генератора, принятая равной 125 КГц;  $S$  - крутизна модуляционной характеристики генератора с учетом входного делителя, равная ~9 КГц/В.

Следует отметить, что значение магнитного поля, с которого начинается процесс интегрирования /а следовательно, и начало модуляции частоты/ и начальная частота генератора должны находиться в строгом соответствии с формулой /1/. Учитывая, что  $H_0^2 \ll 1,25 \left(\frac{A}{Z}\right)^2$ , на основании формулы /1/ имеем

$$H_0 = \frac{0,78}{q} \cdot \frac{A}{Z} \cdot f_0, \quad /6/$$

где по-прежнему  $H_0$  - в Кэ, а  $f_0$  - в МГц.

Отсюда следует, что при выбранном значении " $f_0$ " переход от ускорения протонов ( $A/Z = 1$ ) к ускорению ядер ( $A/Z = 2$ ) требует увеличения  $H_0$  в 2 раза. В частности, при  $f_0 = 125$  КГц и  $q = 1$  имп включения интегратора должен быть на поле  $H_{0p} = 97$  Э при ускорении протонов и  $H_{0я} = 194$  Э - при ускорении ядер.

Зависимость выходного напряжения функционального преобразователя от входного для обеспечения требуемой связи между " $f$ " и " $H$ " можно получить, решая совместно уравнения /1/, /4/ и /5/:

$$U_M = \frac{1,44q \left( H_0 + \frac{U_{\text{инт}}}{k} \right)}{S \sqrt{1,25 \left( \frac{A}{Z} \right)^2 + \left( H_0 + \frac{U_{\text{инт}}}{k} \right)^2}} - \frac{f_0}{S}. \quad /7/$$

Если при переходе от ускорения протонов к ускорению ядер уменьшить " $k$ " в 2 раза, то из уравнения /7/ с учетом /6/ следует, что нелинейная зависимость выходного напряжения функционального преобразователя от входного оказывается одинаковой как при ускорении протонов, так и ядер и при  $q = 1$  описывается соотношением

$$U_M = \frac{1,44 \left( 0,097 + \frac{U_{\text{инт}}}{k_p} \right)}{S \sqrt{1,25 + \left( 0,097 + \frac{U_{\text{инт}}}{k_p} \right)^2}} - \frac{f_0}{S}, \quad /8/$$

где  $k_p$  - коэффициент пропорциональности между магнитным полем и выходным напряжением интегратора при ускорении протонов, равный ~15,8 В/кЭ;  $f_0$  и  $S$  - соответственно в МГц и МГц/В.

Исходя из вышесказанного, для одноэтапного режима ускорения дейтронов и  $\alpha$ -частиц мы использовали аппаратуру связи между " $f$ " и " $H$ ", с помощью которой обеспечивался режим ускорения протонов. При переходе к ускорению дейтронов и  $\alpha$ -частиц уменьшалось в 2 раза напряжение с интеграторной катушки благодаря использованию делителя  $R_1, R_2$  /см. рис. 2/ на входе интегратора и смещалась "привязка" импульса включения интегратора на поле ~194 Э. Кроме того, для уменьшения влияния

нелинейности модуляционной характеристики генератора на точность настройки закона связи, в особенности, на начальном участке ускорения была разработана и в дальнейшем использована схема коррекции "8" /рис. 2/.

Использование схемы коррекции, включающейся в районе первого излома модуляционной характеристики генератора, совместно с регулировками в диодных блоках позволило обеспечить настройку закона управления частотой в режиме одноэтапного ускорения дейтронов и  $\alpha$ -частиц в пределах  $\pm 0,2\%$ , что соответствует отклонению пучка по радиусу не более  $\pm 10$  см.

#### 4. Ускоряющая система

Модулируемый по частоте сигнал с задающего генератора подается на восьмикаскадный широкополосный усилитель. Выходной каскад этого усилителя содержит резонансный колебательный контур, состоящий из емкости ускоряющего электрода и контурной линии, заполненной ферритом, индуктивность которой изменяется подмагничивающим током. Этот контур обеспечивает необходимую амплитуду ускоряющего напряжения лишь в диапазоне модуляции частоты / 0,2 - 1,44/ МГц.

Расширение частотного диапазона ускоряющей системы посредством замены феррита с более высокой магнитной проницаемостью требует определенных материальных затрат и времени на ее реконструкцию. Уменьшение нижней частоты диапазона до 0,15 МГц посредством подключения к ускоряющему электроду дополнительной емкости приводит к пропорциональному снижению верхней частоты диапазона до 1,08 МГц, в результате чего максимально достижимая энергия ядер в одноэтапном режиме ускорения, равная  $\sim 0,5$  ГэВ/нуклон, составит немногим более 10% от возможностей синхрофазотрона.

В связи с этим был принят путь, основанный на исследовании возможностей получения необходимого ускоряющего напряжения на расстроенном контуре ускоряющей системы. Контур выходного каскада, работающего

в режиме класса "С", имея сравнительно низкую добротность, способен выделять гармоники от входного сигнала.

На рис. 3 представлена форма кривой высокочастотного напряжения на контуре, настроенном на частоту  $\sim 200$  КГц, при подаче на вход широкополосного усилителя сигнала с частотой 150 КГц. Гармонический анализ кривой рис. 3а приводит к следующему выражению:

$$U = U_{0I} [\sin\phi + 0,415 \sin(2\phi - 124^\circ) + 0,075 \sin(3\phi - 87^\circ)]. \quad /9/$$

Здесь  $U_{0I} = 12$  кВ - амплитуда первой гармоники;  $\phi$  - фаза напряжения на ускоряющем электроде.

На этом же рисунке в соответствии с формулой /9/ вычерчены I, II и III гармоники. Кривой рис. 3а соответствуют эффективное ускоряющее напряжение и его гармоники, изображенные на рис. 3б на основании выражения \*

$$V = V_{0I} [\cos\phi + 0,83 \cos(2\phi - 124^\circ) + 0,225 \cos(3\phi - 87^\circ)], \quad /10/$$

где  $V_{0I} = 2,2$  кВ - амплитуда I гармоники ускоряющего напряжения.

Энергия, приобретаемая частицей за один оборот, может быть определена из уравнения /8/

$$\Delta E_0 = \frac{300 R_0 \Pi}{c} \dot{H}, \quad /11/$$

$/R_0$  - радиус центральной орбиты ускорителя, равный 28 м;  $c$  - скорость света/.

Учитывая, что  $\dot{H}$  при инжекции составляет 3,56 кЭ/с, из /11/ имеем  $\Delta E_0 = 2,07$  кэВ. Сравнивая полученный

\* Соотношение между  $V_0$  и  $U_0$  для двухзазорного ускоряющего электрода выражается формулой /7/

$$V_0/U_0 \approx 2 \sin \pi q \frac{\ell}{\Pi},$$

где  $\ell$  - длина электрода по ходу пучка, равная 6,1 м;  $\Pi$  - периметр орбиты ускорителя, равный 208 м.

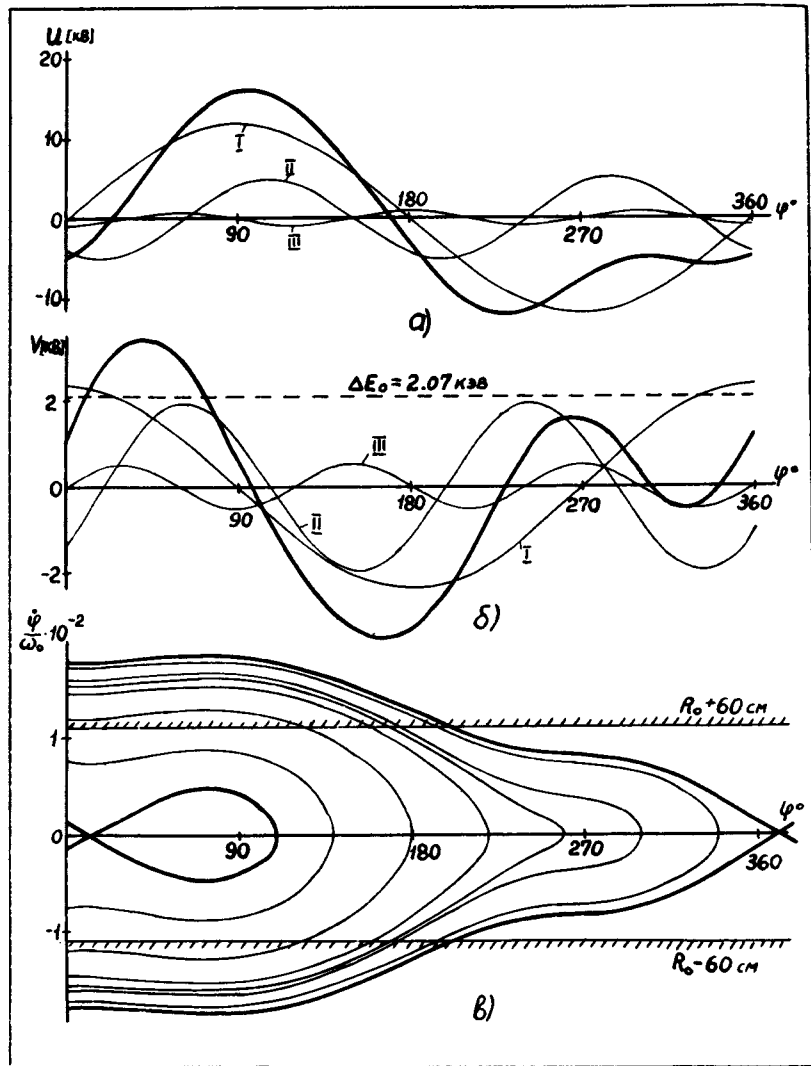


Рис. 3. Формы напряжения на ускоряющем электроде /"а"/, эффективного ускоряющего напряжения /"б"/ и диаграмма фазового движения частиц /"в"/, характерные для одноэтапного режима ускорения ядер.

результат с уравнением /10/, нетрудно видеть, что, если бы в ускоряющем напряжении отсутствовали II и III гармоники, то при наличии лишь одной первой гармоники с амплитудой  $V_{0I} = 2,2$  кВ ускорение оказалось бы практически невозможным, так как при таком напряжении почти исчезает область фазовой устойчивости. Наличие второй /в особенности/ и третьей гармоник, помимо первой, при данном фазовом соотношении между ними приводят к тому, что эффективное ускоряющее напряжение в  $\sim 1,5$  раза превышает величину, при которой исчезает область устойчивости, вследствие чего создаются необходимые условия для ускорения ядер в одноэтапном режиме.

### 5. Фазовое движение частиц при наличии гармоник в ускоряющем напряжении

При наличии в ускоряющем напряжении /помимо первой гармоники с амплитудой  $V_{0I}$  / второй и третьей гармоник с амплитудами  $V_{0II}$  и  $V_{0III}$ , сдвинутых относительно первой на углы  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$ , фазовое уравнение /8/ принимает вид

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{AE_H}{\omega_0^2 KF} \cdot \frac{d\phi}{dt} \right) - \left[ \frac{ZeV_{0I}}{2\pi} \cos\phi + \frac{ZeV_{0II}}{2\pi} \cos(2\phi + \alpha_2) + \frac{ZeV_{0III}}{2\pi} \cos(3\phi + \alpha_3) \right] = - \frac{\Delta E_0}{2\pi}; \quad /12/$$

здесь  $E_H$  - полная энергия ядра, приходящаяся на один нуклон;  $A$  - массовое число ядра;  $Z$  - заряд ядра в единицах элементарного заряда;  $\omega_0$  - круговая частота

ускоряющего напряжения;  $K = 1 + \frac{n}{1-n} \cdot \frac{1}{\beta^2}$ ;  $F = 1 - \frac{L}{\Pi[n + \beta^2(1-n)]}$ ;

$n$  - показатель спада магнитного поля по радиусу;



$\beta$  - относительная скорость ядра;  $L$  - суммарная длина прямолинейных промежутков;  $\Pi$  - периметр орбиты,  $\phi$  - фаза ускоряющего поля.

Умножив все члены уравнения /12/ на  $\frac{d\phi}{dt}$ , и учитывая, что  $\frac{d}{dt}(\dot{\phi})\dot{\phi} = \frac{d}{dt}\left(\frac{\dot{\phi}^2}{2}\right)$  и  $\frac{E_H}{\omega_0^2 KF}$  изменяется медленно, после интегрирования получим

$$\frac{\dot{\phi}}{\omega_0} = \sqrt{\frac{eV_{0I} KF}{\pi E_H} \frac{Z}{A} \left[ \sin\phi + \frac{1}{2} \frac{V_{0II}}{V_{0I}} \sin(2\phi + \alpha_2) + \frac{1}{3} \frac{V_{0III}}{V_{0I}} \sin(3\phi + \alpha_3) - \frac{\Delta E_0}{eV_{0I}} \phi + C \right]}, \quad /13/$$

где  $C$  - постоянная интегрирования.

Постоянная интегрирования " $C$ " определяет положение фазовых траекторий и, в частности, для сепаратрисы может быть определена из следующих соображений. Сначала определяется неравновесная фаза  $\phi_1$  из условия, что

$$eV_{0I} \cos\phi_1 + eV_{0II} \cos(2\phi_1 + \alpha_2) + eV_{0III} \cos(3\phi_1 + \alpha_3) - \Delta E_0 = 0, \quad /14/$$

а затем  $C_{сеп}$  из условия, что  $\frac{\dot{\phi}}{\omega_0} = 0$  при найденной фазе  $\phi_1$ , т.е.

$$\sin\phi_1 + \frac{1}{2} \frac{V_{0II}}{V_{0I}} \sin(2\phi_1 + \alpha_2) + \frac{1}{3} \frac{V_{0III}}{V_{0I}} \sin(3\phi_1 + \alpha_3) - \frac{\Delta E_0}{eV_{0I}} \phi_1 + C_{сеп} = 0. \quad /15/$$

На рис. 3в показаны область фазовой устойчивости и фазовые траектории частиц, оказавшихся за ее пределами, рассчитанные на основании уравнения /13/ для имеющегося содержания гармоник в ускоряющем напряжении в соответствии с /10/. Как следует из рисунка,

область устойчивости имеет фазовую протяженность около  $100^\circ$  и по радиусу перекрывает около половины апертуры. При узком спектре инжектируемого пучка захват в синхротронный режим может составить не более ~25%. Интересно отметить, что в процессе формирования банчей при захвате в синхротронный режим частицы, оказавшиеся в области фаз  $240-360^\circ$  /см. рисунок/, задерживаются в своем фазовом движении на первом периоде фазовых колебаний и попадают за пределы рабочей области гораздо позднее частиц, занимающих область фаз  $120-200^\circ$ . Поэтому на первом периоде синхротронных колебаний должны наблюдаться два пучка, один из которых принадлежит области фаз устойчивого ускорения / $10-110^\circ$ /, а другой - области фаз неустойчивого ускорения / $240-360^\circ$ /.

#### б. Экспериментальные результаты

После предварительной настройки расчетного закона связи между " $\tau$ " и " $N$ " было легко осуществлено ускорение дейтронов, а затем и  $\alpha$ -частиц в одноэтапном режиме до максимальной энергии синхрофазотрона /~4,5 ГэВ/нуклон/.

Исследование начального участка ускорения /исключая участок формирования пучка при захвате в синхротронный режим/ до 20 мс /через 20 мс частота ускоряющего напряжения достигает 200 КГц, что соответствует начальной резонансной частоте контура ускоряющей системы/, показало, что с точки зрения потерь интенсивности на этом участке режим одноэтапного ускорения дейтронов практически ничем не отличается от обычного режима ускорения протонов. Явно выраженных потерь пучка, обусловленных изменением содержания гармоник в ускоряющем напряжении, не наблюдалось.

На рис. 4 представлены осциллограммы сигнала пучка с пикап-электрода и высокочастотного напряжения с ускоряющего электрода в различные моменты времени от начала ускорения\*. Как видно из осциллограмм "а" -

\*Пикап-электрод расположен на прямолинейном промежутке, который сдвинут на угол  $\pi/2$  в сторону отставания/ относительно ускоряющего электрода.

“г”, в процессе захвата пучка в синхротронный режим /на первой миллисекунде ускорения/ наблюдаются два сгустка, из которых один исчезает практически к 750 мкс от начала ускорения. На этом отрезке времени форма В.Ч. напряжения практически не изменяется, а увеличивается лишь несколько амплитуда. При дальнейшем ускорении в интервале /1-10/ мс/осциллограммы “д” - “з”/ изменяется форма В.Ч. напряжения, увеличивается его амплитуда и практически не изменяется форма сигнала пучка.

Гармонический анализ В.Ч. напряжения по осциллограммам рис. 4 показал, что отношение  $U_{0II}/U_{0I}$  на первой миллисекунде, равное ~45%, уменьшается постепенно к 10 мс до ~12%. Амплитуда третьей гармоники изменяется незначительно. Такое же соотношение между амплитудами гармоник сохраняется и к 20 мс ускорения, а изменяются лишь их фазовые соотношения. Проведенные исследования показали возможность осуществления одноэтапного режима ускорения дейтронов и  $\alpha$ -частиц с использованием имеющейся ускоряющей системы и надежные эксплуатационные характеристики этого метода ускорения.

#### Заключение

Внедрение одноэтапного режима ускорения дейтронов и  $\alpha$ -частиц сняло многие сложности в настройке, которые в двухэтапном режиме были обусловлены необходимостью получения максимального захвата пучка на втором этапе ускорения и минимальных потерь при переходе магнитного поля от постоянного к растущему. Отпала необходимость в “столе” магнитного поля, сравнительно сложном управлении амплитудой и фазой ускоряющего напряжения, в особенности при переходе от первого этапа ко второму.

Одноэтапный режим ускорения дейтронов и  $\alpha$ -частиц оказался простым в настройке, надежным в работе, и практически ничем не отличается от обычного режима ускорения протонов. Вместе с тем переход на одноэтапный режим ускорения позволил в несколько раз увеличить

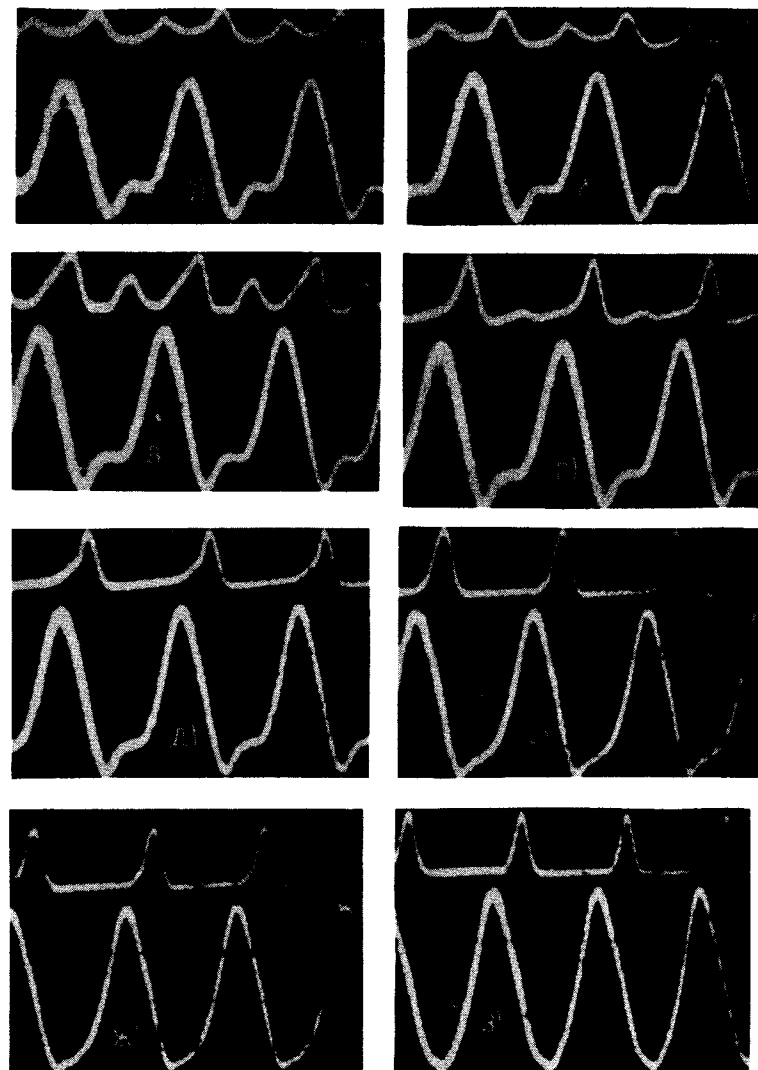


Рис. 4. Осциллограммы сигнала пучка с пикап-электрода /верхний луч/ и высокочастотного напряжения с ускоряющего электрода в различные моменты от начала ускорения: а - 100 мкс, б - 230 мкс, в - 400 мкс, г - 750 мкс, д - 1,2 мс, е - 3,1 мс, ж - 5 мс, з - 10 мс /масштаб для В.Ч. напряжения - 10 кВ/кл/.

интенсивность пучков дейтронов и  $\alpha$ -частиц по сравнению с двухэтапным режимом ускорения.

### *Литература*

1. А.М.Балдин и др. ПТЭ, 3, 29 /1971/.
2. Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, Г.П.Пучков. Препринт ОИЯИ, 9-5821, Дубна, 1971.
3. Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, Г.П.Пучков. Препринт ОИЯИ, 9-6375, Дубна, 1972.
4. А.И.Михайлов. Препринт ОИЯИ, 9-6793, Дубна, 1972.
5. Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, Г.П.Пучков. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Москва, 2-4 октября 1972 года, т. II, стр. 236, М., Наука, 1973.
6. А.Л.Мицу и др. Радиотехника и электроника, т. 1, вып. 7, 928 /1956/.
7. Ю.М.Лебедев-Красин. Радиотехника и электроника, т. 1, вып. 7, 940 /1956/.
8. М.С.Рабинович. Труды ФИАН СССР, т. X, 23 /1958/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 июня 1976 года.