

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 345e

M-69

9 - 10106

518 / 1-77

А.И.Михайлов

ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ УСКОРИТЕЛЬ
ИНЖЕКЦИОННОГО КОМПЛЕКСА ЛВЭ

(Расчет
синхротронного режима
и требования к параметрам
ускоряющих станций)

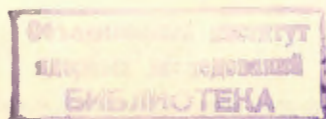
1976

9 - 10106

А.И.Михайлов

**ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ УСКОРИТЕЛЬ
ИНЖЕКЦИОННОГО КОМПЛЕКСА ЛВЭ**

(Расчет
синхротронного режима
и требования к параметрам
ускоряющих станций)



Михайлов А.И.

9 - 10106

Промежуточный кольцевой ускоритель инжекционного комплекса ЛВЭ (Расчет синхротронного режима и требования к параметрам ускоряющих станций)

В работе проведен расчет синхротронного режима ускорения для одного из вариантов магнитной структуры промежуточного кольцевого ускорителя инжекционного комплекса ЛВЭ. На основании этого расчета получены требуемые параметры высокочастотных ускоряющих станций.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Расчет синхротронного режима для промежуточного кольцевого ускорителя /ПКУ/ и основных параметров, которые необходимы при разработке ускоряющих станций, проведен для одного из вариантов магнитной структуры ПКУ /1/ с конечной энергией ядер $0,52 \text{ ГэВ/нукл.}$ на основании следующих исходных данных: энергии инжектируемых частиц $W_{iH} = 12 \text{ МэВ/нуклон}$ и их разброса по импульсу $\Delta p/p = \pm 0,25\%$; кратности ускорения $q = 1$; допустимой амплитуды синхротронных колебаний $\Delta R_{\text{max}} = 20 \text{ мм}$; интенсивности циркулирующего пучка $6 \cdot 10^{12} \text{ протонов/имп.}$ и частоты следования циклов $1/2 \text{ Гц}$.

1. Начальная амплитуда ускоряющего напряжения

Захват частиц в синхротронный режим, приближающийся к 100%, может быть получен в режиме постоянного во времени магнитного поля при ступенчатом изменении амплитуды ускоряющего напряжения ^{/2/}. Для определения начальной амплитуды воспользуемся соотношением ^{/3/}, которое применительно к нашему случаю имеет вид

$$\frac{\Delta E_{H \text{ max}}}{E_{sH}} = \sqrt{\frac{Z}{A} \frac{2eV(\sin \phi_s - \phi_s \cos \phi_s)}{\pi q K E_{sH}}}, \quad /1/$$

где $\Delta E_{H \text{ max}}$ - максимальное отклонение энергии от равновесного значения E_{sH} , приходящееся на один нуклон; Z/A - отношение заряда частицы к ее массе;

$$\zeta = \frac{\alpha \gamma_s^2 - 1}{\gamma_s^2 - 1}; \quad \gamma_s = \frac{E_{sH}}{E_{oH}} - \text{отношение полной энергии}$$

гии на нуклон ускоряемой частицы к энергии покоя нуклона; α - коэффициент расширения орбит^{*}; V - амплитуда ускоряющего напряжения; ϕ_s - равновесная фаза; q - кратность ускорения.

Принимая, что энергетический размер области устойчивости близок к энергетическому размеру инжектируемого пучка, т.е. $\frac{\Delta E_{II \max}}{E_{sII}} = 2 \frac{\Delta p}{p} \cdot \frac{W_{iII}}{E_{oII}}$, и учитывая, что при постоянном во времени магнитном поле $\phi_s = -\pi/2$, из соотношения /1/ найдем

$$V_{\text{нач}} = 2 \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^2 \frac{W_{iII}^2}{e E_{sII}} \frac{A}{Z} \pi q k. \quad /2/$$

Начальная амплитуда ускоряющего напряжения может быть представлена и в другом виде, полученном также на основании соотношения /1/ при тех же условиях, а именно:

$$V_{\text{нач}} = \frac{1}{4} \pi q \frac{A}{Z} (1 - \alpha) \frac{W_{iII}}{e} \left(\frac{\Delta W_{iII}}{W_{iII}} \right)^2. \quad /3/$$

Численные значения начальной амплитуды, полученные на основании этих выражений, дают $V_{\text{нач}} = 340 \text{ В}$ при ускорении ядер ($A/Z = 2$) и $V_{\text{нач}} = 170 \text{ В}$ при ускорении протонов ($A/Z = 1$).

Максимальное отклонение радиально-фазовой траектории от равновесной орбиты, соответствующее спектру инжектируемого пучка, может быть определено по формуле

* Коэффициент расширения орбит, равный для ПКУ О,263, определен численным интегрированием по формуле /4/

$$\alpha = \frac{1}{\rho_0} \int_0^{\rho_0} K(x) \psi(x) dx,$$

где $\psi(x) = \psi$ - функция магнитной структуры ПКУ; $K(x)$ - периодическая функция с периодом ρ_0 , равная нулю для квадруполь и свободных промежутков и $1/\rho$ для диполей, где ρ - радиус кривизны орбиты в дипольных магнитах, равный $\sim 5,36 \text{ м}$.

$$\Delta R_{\max} = \frac{\alpha}{\beta_i^2} \frac{\Delta E_{II \max}}{E_{sII}} R, \quad /4/$$

где β_i - относительная скорость инжектируемых частиц; $R = \Pi / 2\pi$ - средний радиус орбиты ПКУ с периметром Π , равный $\sim 13,4 \text{ м}$.

На основании формулы /4/ с учетом /1/, /2/ и /3/ имеем $\Delta R_{\max} = 8,8 \text{ мм}$.

2. Закон изменения магнитного поля в цикле

При равенстве ширины инжектируемого пучка и максимального размера области устойчивости в режиме постоянного во времени магнитного поля в синхротронное ускорение может быть захвачено $\sim 50\%$ частиц. С целью увеличения эффективности захвата до приближающейся к 100% при допустимой амплитуде синхротронных колебаний, равной 20 мм , имеется возможность использовать ступенчатую модуляцию амплитуды ускоряющего напряжения сначала с $V_{\text{нач}}$ до $2V_{\text{нач}}$, а затем с $2V_{\text{нач}}$ до $3V_{\text{нач}}$ через интервалы времени, близкие соответственно $1/4$ и $1/2$ периода синхротронных колебаний. При этом максимальный полуразмер пучка в соответствии с формулами /1/, /4/ возрастает до $15,3 \text{ мм}$.

Очевидно, что переход от постоянного во времени магнитного поля к нарастающему с постоянной скоростью должен быть плавным и его длительность должна быть значительно больше периода синхротронных колебаний. С другой стороны, в процессе этого перехода амплитуда радиальных синхротронных колебаний не должна превышать допустимой величины. Поэтому скорость изменения магнитного поля должна нарастать от нуля до номинального значения по закону, близкому к линейному, а, следовательно, магнитное поле в переходном режиме должно изменяться по закону, близкому к параболическому. Этому требованию в достаточной мере удовлетворяет изменение магнитного поля в переходном режиме по закону косинуса, т.е.

$$B(t) = B_i + B_m(1 - \cos 2\pi\nu t), \quad /5/$$

где B_i - начальное магнитное поле в момент инжекции, которое определяется по формуле

$$B_i = \frac{A}{Z} \frac{\sqrt{W_{iH}(W_{iH} + 2E_{oH})}}{300\rho}. \quad /6/$$

Анализ показывает, что близок к оптимальному характер изменения магнитного поля в переходном режиме в соответствии с выражением /5/ при $B_m = 2,6$ кГс, $\nu = 4,2$ Гц и длительности переходного режима ~ 40 мс. Большое "затягивание" во времени переходного режима нецелесообразно, так как это практически не способствует уменьшению максимальной амплитуды радиальных синхротронных колебаний и, кроме увеличения цикла ускорения, может привести к увеличению потерь ядер из-за перезарядки на начальном участке ускорения.

Таким образом, желательно, чтобы магнитное поле в ПКУ изменялось по закону, близкому к выражению

$$B(t) = 0,938 \frac{A}{Z} + 2,6(1 - \cos 2,63 t) \Big|_{0 \leq t \leq 0,04} + \dot{B}_{\text{НОМ}}(t - 0,04) \Big|_{t \geq 0,04} \quad /7/$$

/здесь $B(t)$ - в килогауссах/, и с момента $t = 0,04$ нарастало с постоянной скоростью $\dot{B}_{\text{НОМ}} = 60$ кГс/с.

При $B_{\text{max}} = 14$ кГс время ускорения составляет ~ 220 мс. Если учесть, что "стол" поля равен ~ 100 мс, спад поля - ~ 200 мс и время установления к следующему циклу ~ 70 мс, то общая длительность цикла составит 590 мс, что соответствует частоте следования циклов 1,7 Гц. При ускорении протонов до критической энергии* длительность ускорения составит 160 мс, что при тех же остальных параметрах соответствует частоте следования циклов 1,9 Гц.

3. Закон изменения амплитуды ускоряющего напряжения в переходном режиме

Во избежание потерь частиц в переходном режиме /от постоянного во времени магнитного поля к нарастающему с постоянной скоростью/ должна быть постоянной площадь области фазовой устойчивости³, которая перед началом нарастания магнитного поля равна

$$S_0 = 16 E_{\text{сн}} \sqrt{\frac{Z}{A}} \cdot \frac{3 c V_{\text{пач}}}{2\pi |k| E_{\text{сн}} \omega_s^2}, \quad /8/$$

где

$$\omega_s = \frac{2\pi c}{\Pi} \frac{c\rho B}{\sqrt{E_{\text{ол}}^2 \left(\frac{A}{Z}\right)^2 + (c\rho B)^2}} \quad /9/$$

есть круговая частота ускоряющего поля, c - скорость света.

Для определения амплитуды ускоряющего напряжения в переходном режиме воспользуемся приближенной формулой зависимости³

$$S \left| \frac{c V E_{\text{сн}}}{2\pi q k \omega_s^2} \right|^{-1/2} = F(|\cos \phi_s|),$$

т.е.

$$S = 16 E_{\text{сн}} \sqrt{\frac{Z}{A}} \frac{c V}{2\pi |k| \omega_s^2 E_{\text{сн}}} (1 - |\cos \phi_s|)^3, \quad /10/$$

где

$$\cos \phi_s = \frac{c\rho \Pi}{c e V} \cdot \dot{B}. \quad /11/$$

Положив в переходном режиме $S = S_0 = \text{const}$ и

обозначив $\left(\frac{S_0}{16}\right)^2 \frac{2\pi |k| \omega_s^2}{E_{\text{сн}}} \frac{A}{Z} = P$ и $\frac{c\rho \Pi}{c} \cdot \dot{B} = Q$, получим уравнение для определения V :

$$V^3 - (3Q + P)V^2 + 3Q^2V - Q^3 = 0. \quad /12/$$

Значения V в переходном режиме, полученные из уравнения /12/, представлены в табл. 1 /для ядер/ и 2 /для протонов/, а характер изменения V в цикле показан соответственно на рис. 1 и 2.

* Ускорение протонов предполагается осуществлять до критической энергии, которая имеет место при $V_{\text{кр}} = 9,75$ кГс.

Таблица параметров при ускорении ядер

t_c с	0	0,005	0,01	0,015	0,02	0,03	0,04	0,06	0,10	0,14	0,18	0,22
V кВ	1,876	1,899	1,966	2,080	2,234	2,659	3,212	4,412	6,812	9,212	11,61	14,00
\dot{V} кВ/с	0	9,135	18,04	26,77	34,97	49,4	60,0	60,0	60,0	60,0	60,0	60,0
$E_{сн}$ ГэВ	0,950	0,950	0,951	0,953	0,955	0,962	0,973	1,003	1,086	1,195	1,323	1,466
β_s	0,159	0,161	0,167	0,176	0,188	0,222	0,265	0,354	0,504	0,620	0,706	0,768
r мГц	0,568	0,575	0,596	0,629	0,674	0,796	0,951	1,267	1,807	2,220	2,527	2,753
\dot{r} мГц/с	0	2,70	5,31	7,85	10,17	14,06	16,52	15,08	11,87	8,91	6,56	4,83
I режим												
V_I кВ	1,02	2,02	2,81	3,53	4,16	5,19	5,88	6,00	6,0	6,0	6,0	6,0
$ \phi_{sI}^0 $	90	78,2	73,1	70,0	67,7	64,6	62,7	63,2	63,2	63,2	63,2	63,2
$F_{сI}$ кГц	0,864	1,230	1,431	1,586	1,700	1,850	1,913	1,827	1,560	1,270	0,995	0,740
$A_{\phi I}$	2,50	1,64	1,53	1,47	1,42	1,35	1,31	1,27	1,18	1,06	0,94	0,81
$\frac{\Delta E_{HmaxI}}{E_{сH}} \cdot 10^3$	0,110	0,131	0,147	0,164	0,183	0,228	0,279	0,375	0,537	0,661	0,769	0,878
ΔR_{maxI} мм	15,3	17,8	18,6	18,7	18,1	16,1	13,8	10,6	7,4	6,1	5,4	5,2
II режим												
V_{II} кВ	1,02	2,02	2,81	3,53	4,16	5,19	5,88	5,62	5,14	4,66	4,21	3,83
$ \phi_{sII}^0 $	90	78,2	73,1	70,0	67,7	64,6	62,7	61,4	58,4	54,7	50,2	45,3
$F_{сII}$ кГц	0,884	1,230	1,431	1,586	1,700	1,850	1,913	1,754	1,410	1,072	0,773	0,528
$A_{\phi II}$	2,50	1,64	1,53	1,47	1,42	1,35	1,31	1,28	1,22	1,14	1,05	0,95
$\frac{\Delta E_{HmaxII}}{E_{сH}} \cdot 10^3$	0,110	0,131	0,147	0,164	0,183	0,228	0,279	0,365	0,502	0,598	0,651	0,720
ΔR_{maxII} мм	15,3	17,8	18,6	18,7	18,1	16,1	13,8	10,2	6,9	5,5	4,6	4,3

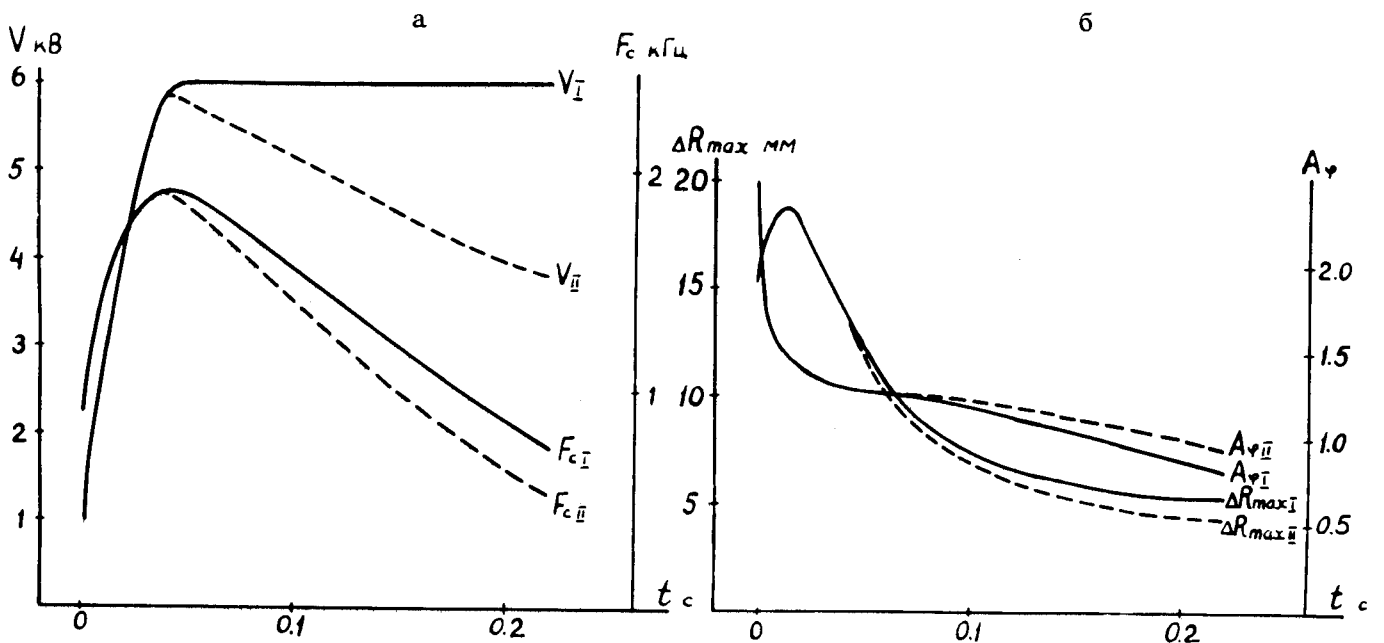


Рис. 1. Изменение в цикле ускорения ядер: а/ амплитуды ускоряющего напряжения V и частоты синхротронных колебаний F_c ; б/ амплитуды синхротронных радиальных колебаний (A_ϕ) и фазовых (ΔR_{max}) и фазовых (A_ϕ) колебаний. "0" - начало нарастания магнитного поля.

4. Амплитуда ускоряющего напряжения в режиме $\dot{V} = \text{const}$

В режиме ускорения при $\dot{V} = \dot{V}_{\text{НОМ}} = \text{const}$ амплитуда ускоряющего напряжения может либо оставаться постоянной /I режим/, либо уменьшаться по мере затухания синхротронных колебаний /II режим/.

Амплитуда колебаний фазы A_ϕ уменьшается в процессе синхротронного ускорения за счет затухания синхротронных колебаний и может быть определена по формуле /3/:

$$A_\phi = 2^{1.4} \sqrt{\frac{I}{\pi}} \left[\frac{cV_I}{cV \sin \phi_{s1}} \frac{E_{sH1}}{E_{sH}} \cdot \frac{\omega_s^2}{\omega_{s1}^2} \cdot \frac{K}{K_I} \right]^{1.4} \quad /13/$$

где индекс "1" относится к параметрам в конце переходного режима в магнитном поле;

$$I = 2 \int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} (\sin \phi - \phi \cos \phi_s + a)^{1.2} d\phi, \quad /14/$$

a - постоянная интегрирования, определяемая из начальных условий.

При ускорении в режиме $V = \text{const}$ с момента, когда магнитное поле начинает нарастать с постоянной скоростью, закон изменения амплитуды фазовых колебаний имеет вид

$$A_\phi = A_{\phi 1} \left[\frac{E_{sH1}}{E_{sH}} \cdot \frac{\omega_s^2}{\omega_{s1}^2} \cdot \frac{K}{K_I} \right]^{1.4} \quad /15/$$

где $A_{\phi 1} = \left[\frac{2}{\sin \phi_{s1}} \cdot \frac{I^2}{\pi^2} \right]^{1.4}$

Зная закон изменения амплитуды фазовых колебаний, можно рассчитать закон изменения амплитуды колебаний энергии в соответствии с формулой /3/:

$$\frac{\Delta E_{H \max}}{E_{sH}} = \frac{\Omega A_\phi}{K \omega_s}, \quad /16/$$

где Ω - круговая частота синхротронных колебаний, равная

$$\Omega = \frac{c}{R} \sqrt{\frac{Z}{A}} \alpha \frac{qeV \sin \phi_s}{2\pi E_{sH}} - \left(\frac{1}{\gamma_s^2} - 1 \right). \quad /17/$$

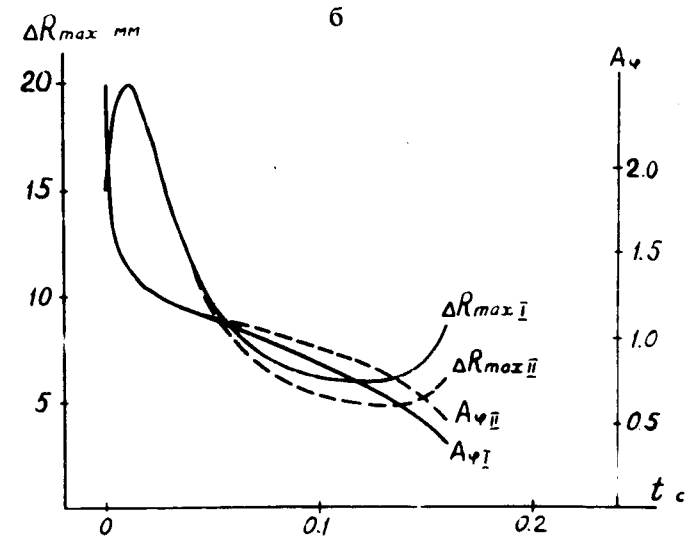
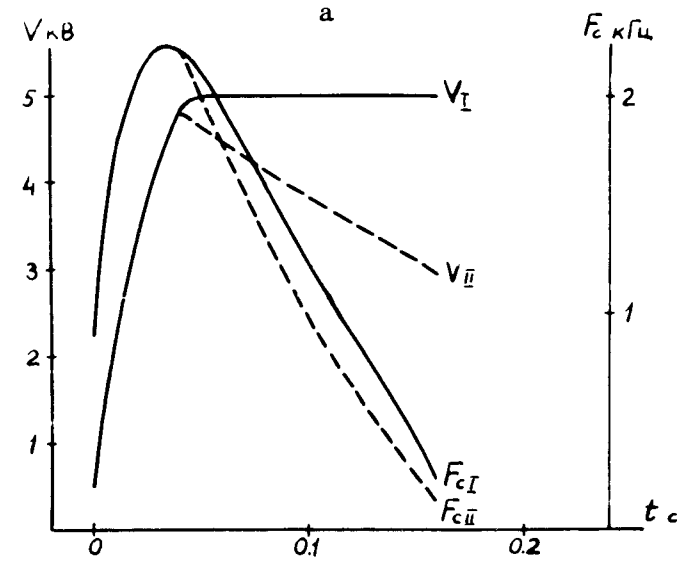


Рис. 2. Изменение в цикле ускорения протонов: а/ амплитуды ускоряющего напряжения V и частоты синхротронных колебаний F_c ; б/ амплитуды синхротронных радиальных (ΔR_{\max}) и фазовых (A_ϕ) колебаний. "О" - начало нарастания магнитного поля.

Для определения закона изменения амплитуды ускоряющего напряжения, из расчета, что с момента $\dot{V} = \text{const}$ в процессе затухания синхротронных колебаний пучок полностью занимает область устойчивости /II режим ускорения/, воспользуемся выражениями /11/ и /13/. Полагая далее, что азимутальная протяженность области устойчивости равна $\sim 3\phi_s$, а пучок занимает $\sim 80\%$ этой протяженности, т.е.

$$A_\phi = \frac{\phi_{\max} - \phi_{\min}}{2} \approx 0,8 \frac{3}{2} \phi_s, \quad /18/$$

нетрудно найти

$$\phi_s^4 \text{tg} |\phi_s| = \frac{2(\frac{I}{\pi})^2}{1,24} \cdot \frac{E_{sH1}}{E_{sH}} \cdot \frac{\omega_s^2}{\omega_{s1}^2} \cdot \frac{K}{K_1} eV \frac{c}{e\rho \Pi \dot{V}}. \quad /19/$$

Решая уравнение /19/, можно определить ϕ_s , а затем

$$A_\phi, V, \frac{\Delta E_{H\max}}{E_{sH}}, \Delta R_{\max} \text{ и } F_c = \frac{\Omega}{2\pi} \text{ в соответствии с вы-}$$

ражениями /18/, /11/, /1/, /4/ и /17/, где F_c - частота синхротронных колебаний. Вычисленные значения указанных параметров для режимов ускорения ядер и протонов представлены в тех же табл. 1 и 2, а характер их изменения в цикле - на рис. 1 и 2.

5. Допуск на стабильность амплитуды ускоряющего напряжения

Если максимальная амплитуда радиальных синхротронных колебаний превышает допустимую величину, то это может привести к потере интенсивности за счет "обдирки" пучка о край рабочей области. Для оценки этих потерь необходимо найти площадь области устойчивости с максимальным радиальным полуразмером и площадь, ограничиваемую радиально-фазовой траекторией, максимальный полуразмер которой равен допустимой величине. Воспользовавшись уравнением фазовых траекторий ³

$$\frac{\Delta E_H}{E_{sH}} = V \frac{Z}{A} \cdot \frac{eV(\sin \phi - \phi \cos \phi_s + a)}{\pi q K E_{sH}}, \quad /20/$$

формулой /4/ и учитывая, что максимальное отклонение имеет место при $\phi = \phi_s$, будем иметь

$$\frac{\Delta R_{\text{доп}}}{\Delta R_{\text{max}}} = \sqrt{\frac{\sin \phi_s - \phi_s \cos \phi_s + a_{\text{доп}}}{\sin \phi_s - \phi_s \cos \phi_s + a_{\text{сеп}}}}. \quad /21/$$

Так как $a_{\text{сеп}} = \sin \phi_s - \phi_s \cos \phi_s$, то из уравнения /21/ нетрудно получить

$$a_{\text{доп}} = [2 \left(\frac{\Delta R_{\text{доп}}}{\Delta R_{\text{max}}} \right)^2 - 1] a_{\text{сеп}}. \quad /22/$$

Максимальная амплитуда синхротронных колебаний при ускорении протонов, как видно из табл. 2 и рис. 2, приближается к допустимой величине при $t_{\text{уск}} = 0,01$ с. Увеличение амплитуды ускоряющего напряжения на 10% / $V = 2,35$ кВ, $\phi_s = -70^\circ$, $a_{\text{сеп}} = -0,518$ / приведет к возрастанию максимальной амплитуды радиальных колебаний до 21,7 мм, что следует из формул /1/ и /4/. Если предположить, что частицы равномерно заполняют область устойчивости, то потери интенсивности составят 25% в соответствии с выражением

$$\frac{S_{\text{сеп}}}{S_{\text{доп}}} = \frac{\int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} \sqrt{|\sin \phi - \phi \cos \phi_s - 0,518|} d\phi}{\int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} \sqrt{|\sin \phi - \phi \cos \phi_s - 0,353|} d\phi} = \frac{5,5}{4,4} = 1,25, \quad /23/$$

где $S_{\text{доп}}$ - площадь, охватываемая фазовой траекторией, максимальное отклонение которой по радиусу равно допустимой величине 20 мм, $S_{\text{сеп}}$ - площадь, охватываемая сепаратрисой.

Уменьшение амплитуды ускоряющего напряжения, приводящее к уменьшению площади области устойчивости, которое нетрудно получить из уравнения /10/,

$$\frac{S}{S_{\text{ном}}} = \sqrt{\frac{eV}{cV_{\text{ном}}} \cdot \frac{(1 - |\cos \phi_s|)^3}{(1 - |\cos \phi_{\text{сном}}|)^3}}, \quad /24/$$

может вызвать нарушение адиабатичности в переходном режиме магнитного поля, что также приведет к потере интенсивности. Расчет по формуле /24/ с учетом данных табл. 2 показывает, что уменьшение амплитуды ускоряющего напряжения на 10% приводит к уменьшению площади

Таблица параметров при ускорении протонов

t _c в кГц В кГц/с E _{нГэВ} β _s f мГц f мГц/с	0	0,938	0,005	0,01	0,02	0,03	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16
	0,950	0,961	0,951	0,952	0,961	0,978	1,007	1,092	1,202	1,331	1,474	1,628	1,789
V _{кВ} φ _{сн} F _{сн} кГц Aφ _I ΔE _{нmaxI} 10 ³ E _{сн} ΔR _{maxI} мм	90	18,04	9,135	2,14	34,97	49,40	60,0	60,0	60,0	60,0	60,0	60,0	60,0
	0,884	1,028	1,135	67,8	19,99	26,79	29,82	23,38	17,52	12,90	9,49	7,05	5,31
V _{кВ} φ _{сн} F _{сн} кГц Aφ _{II} ΔE _{нmaxII} 10 ³ E _{сн} ΔR _{maxII} мм	90	2,50	1,42	2,14	3,33	4,23	4,82	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0
	0,884	1,734	1,442	61,9	2,077	2,225	2,218	1,937	1,575	1,229	0,910	0,604	0,239
V _{кВ} φ _{сн} F _{сн} кГц Aφ _{II} ΔE _{нmaxII} 10 ³ E _{сн} ΔR _{maxII} мм	90	15,3	19,1	19,9	17,7	14,3	11,5	8,4	6,9	6,2	6,0	6,3	8,8
	0,51	2,14	1,42	67,8	3,33	4,23	4,82	4,46	4,13	3,82	3,54	3,27	2,95
I _{ср} А I _m А	0,884	1,734	1,442	61,9	2,077	2,225	2,218	1,937	1,575	1,229	0,910	0,604	0,239
	2,50	1,42	1,53	67,8	1,30	1,22	1,17	1,08	0,97	0,86	0,74	0,60	0,38
I _{ср} А I _m А	0,110	0,171	0,144	0,171	0,237	0,326	0,434	0,628	0,770	0,896	1,023	1,198	1,816
	15,3	19,9	19,1	19,9	17,7	14,3	11,5	8,4	6,9	6,2	6,0	6,3	8,8
I _{ср} А I _m А	0,545	0,60	0,560	0,60	0,75	0,97	1,25	1,76	2,15	2,44	2,65	2,81	2,93
	0,685	1,32	1,15	1,32	1,80	2,50	3,36	5,12	6,97	8,92	11,27	14,73	24,2

области устойчивости в конце переходного режима в магнитном поле на 25%.

Таким образом, если допустить потери интенсивности порядка 5% из-за отклонений амплитуды ускоряющего напряжения от номинального значения, то нестабильность V не должна превышать $\pm 2-3\%$.

6. Об изменении амплитуды ускоряющего напряжения

Как отмечалось выше, при захвате пучка в синхронный режим амплитуда ускоряющего напряжения должна возрастать скачкообразно через интервалы времени, близкие к четверти периода синхротронных колебаний. Расчет с учетом формулы /17/ при $|\sin \phi_s| = 1$ показывает, что первый "скачок" амплитуды ускоряющего напряжения с $V_{нач}$ до $2V_{нач}$ следует производить через ~ 500 мкс, а второй - через ~ 850 мкс от включения ускоряющего напряжения как при ускорении ядер, так и протонов. Величина скачков амплитуды ВЧ при ускорении ядер равна 0,34 кВ, а при ускорении протонов - 0,17 кВ. Момент включения ускоряющего напряжения должен опережать момент начала нарастания магнитного поля не менее чем на 1 мс.

Амплитуда ускоряющего напряжения в переходном режиме магнитного поля должна изменяться в соответствии с данными табл. 1 и 2. Анализ, однако, показывает, что если характер изменения магнитного поля в переходном режиме стабилен во времени от цикла к циклу, то в этом случае зависимость V(t) близка к экспоненциальной:

$$V = 3V_{нач} + V_0(1 - e^{-t/\tau}). \quad /25/$$

Закон изменения амплитуды ускоряющего напряжения в соответствии с /25/ может быть достаточно хорошо приближен к требуемому при ускорении как ядер, так и протонов, если имеется возможность варьировать τ в пределах /25-35/ мс, а V_0 - в пределах /5-7/ кВ.

Если ускорение частиц осуществляется в режиме II, то с момента нарастания магнитного поля с постоянной скоростью амплитуда ускоряющего напряжения уменьшается к концу цикла ускорения приблизительно по линейному закону со скоростью ~ 11 кВ/с при ускорении ядер и ~ 15 кВ/с при ускорении протонов.

Амплитуду ускоряющего напряжения необходимо изменить и при достижении конечной энергии в процессе перехода магнитного поля в режим "стола". По-видимому, целесообразно при этом переходе сохранить неизменными радиальный и фазовый размеры сгустка. Площадь, занимаемую пучком и охватываемую соответствующей фазовой траекторией в конце ускорения S_k , можно определить на основании выражения ³:

$$S_k = \sqrt{\frac{Z}{A}} \cdot \frac{E_{sHk} \cdot e V_k}{2\pi q |K_k| \omega_{sk}^2} \int_{\phi_{sk} - \phi_2}^{\phi_{sk} + \phi_1} \sqrt{|\sin \phi - \phi \cos \phi_{sk} + a_k|} d\phi, \quad /26/$$

где индекс k указывает на значения параметров, относящиеся к концу цикла ускорения непосредственно перед "столом" магнитного поля; a_k - постоянная, определяемая из уравнения

$$\sin(\phi_{sk} + \phi_1) - (\phi_{sk} + \phi_1) \cos \phi_{sk} + a_k = 0, \quad \frac{|\phi_2 - \phi_1|}{2} = A \phi_k. \quad /27/$$

Соответственно площадь, занимаемую пучком S_c после перехода в режим "стола", можно найти из соотношения

$$S_c = \sqrt{\frac{Z}{A}} \cdot \frac{E_{sHk} \cdot e V_c}{2\pi q |K_k| \omega_{sk}^2} \int_{-\pi/2 - A \phi_k}^{-\pi/2 + A \phi_k} \sqrt{|\sin \phi + a_c|} d\phi, \quad /28/$$

где индекс c указывает на значения параметров в режиме "стола" поля; a_c - постоянная, определяемая из уравнения

$$\sin(-\frac{\pi}{2} \pm A \phi_k) + a_c = 0. \quad /29/$$

Если потребовать постоянства площади, охватываемой фазовой траекторией до и после перехода поля в режим "стола", т.е. $S_k = S_c$, то из /26/-/29/ нетрудно найти амплитуду ускоряющего напряжения в режиме "стола" поля:

$$V_c = V_k \left[\frac{\int_{\phi_{sk} - \phi_2}^{\phi_{sk} + \phi_1} \sqrt{|\sin \phi - \phi \cos \phi_{sk} + a_k|} d\phi}{\int_{-\pi/2 - A \phi_k}^{-\pi/2 + A \phi_k} \sqrt{|\sin \phi - \sin(-\frac{\pi}{2} \pm A \phi_k)|} d\phi} \right]^2. \quad /30/$$

Следует, однако, иметь в виду, что если переход магнитного поля в режим "стола" осуществляется относительно быстро /по сравнению с периодом синхротронных колебаний/, то, помимо изменения V, необходимо также смещение фазы ускоряющего напряжения во избежание "разбухания" пучка при этом переходе.

Расчет по формуле /30/ показывает, что при переходе в режим "стола" в режимах I и II амплитуда ускоряющего напряжения должна быть снижена соответственно до $\sim 0,8 V_{кн}$ и $\sim 0,6 V_{кн}$ при ускорении ядер и до $\sim 0,8 V_{кр}$ и $\sim 0,4 V_{кр}$ при ускорении протонов.

7. Изменение частоты ускоряющего напряжения и ее скорости в цикле ускорения

Частота ускоряющего напряжения при $q=1$ определяется по формуле

$$f = \frac{c}{\Pi} \frac{B}{\sqrt{(\frac{E_{oH}}{e\rho})^2 (\frac{A}{Z})^2 + B^2}}. \quad /31/$$

Значения частот, вычисленные по формуле /31/ для режимов ускорения ядер и протонов, представлены в табл. 1 и 2. Следует лишь заметить, что максимальная частота при ускорении протонов до максимальной энергии в случае перехода через критическую энергию $V_{max} = 14$ кГц/ равна 3,3 МГц. Предусматривая некоторый запас по частоте сверху и снизу, система высокочас-

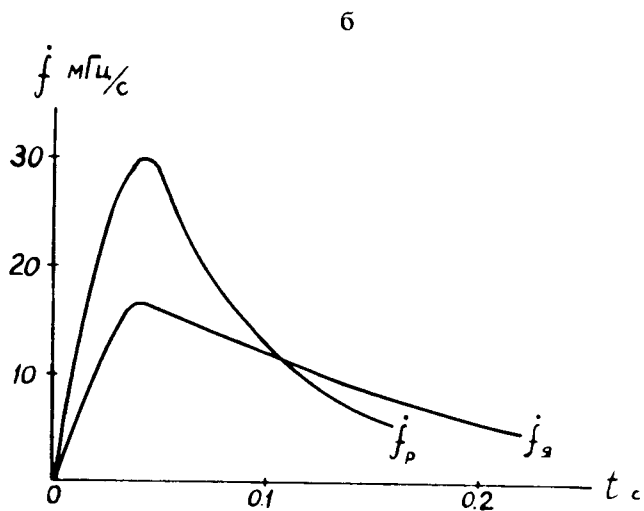
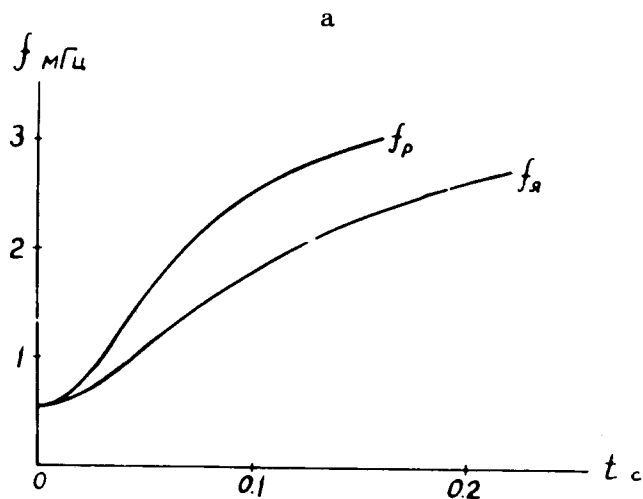


Рис. 3. Зависимость от времени частоты ускоряющего напряжения ($f_я$, f_p) и ее скорости изменения ($\dot{f}_я$, \dot{f}_p) при ускорении ядер и протонов.

точного питания ПКУ должна покрывать диапазон от $\sim 0,55$ до $3,35$ МГц.

Продифференцировав соотношение /31/ и учтя, что $\frac{df}{dt} = \frac{df}{dV} \cdot \dot{V}$, найдем выражение для скорости изменения

частоты ускоряющего напряжения:

$$\dot{f} = \frac{c}{\Pi} \cdot \frac{\left(\frac{E_{отл}}{e\rho}\right)^2 \left(\frac{A}{Z}\right)^2}{\sqrt{\left[\left(\frac{E_{отл}}{e\rho}\right)^2 \left(\frac{A}{Z}\right)^2 + B^2\right]^3}} \cdot \dot{V}. \quad /32/$$

Значения \dot{f} , вычисленные по формуле /32/, также представлены в табл. 1 и 2. Зависимости f и \dot{f} от времени показаны на рис. 3.

8. Ток пучка

Средний ток пучка i_{cp} определяется по формуле

$$i_{cp} = eZNf, \quad /33/$$

где eZ - заряд ядра, равный $1,6 \cdot 10^{-19} Z$ кулон; N - число частиц в импульсе; f - частота обращения пучка.

Так как в действительности пучок занимает лишь некоторую часть азимута, равную $\sim A_\phi / \pi$, то значение тока пучка в импульсе можно определить по формуле

$$i_m = eZN \frac{\pi}{A_\phi} \cdot f. \quad /34/$$

В табл. 2 представлены данные расчета среднего и импульсного токов пучка в соответствии с формулами /33/ и /34/ при $N = 6 \cdot 10^{12}$ прот./имп. Значения указанных токов при ускорении ядер не приводятся, так как их интенсивность оценивается величиной $2 \cdot 10^{12}$ /Ядер/имп. Кроме того, импульсные токи при ускорении ядер, в особенности в конце ускорения, существенно меньше, чем при ускорении протонов, так как в последнем случае отсутствует достаточно резкое сокращение азимутального размера пучка, связанное с приближением к критической энергии.

Таблица 3

№№ пп	Наименование	Размер- ность	Вели- чина
1	2	3	4
1.	Частота ускоряющего напряжения	МГц	
	а) минимальная		0,55
	б) максимальная		3,35
2.	Скорость изменения частоты максимальная	МГц/с	30
3.	Амплитуда ускоряющего напряжения	кВ	
	а) минимальная		0,17
	б) максимальная		7
4.	Допустимое отклонение амплитуды ускоряющего напряжения от рабочего значения	%	2±3
5.	Изменение амплитуды ускоряющего напряжения при захвате в синхротронный режим - трех- ступенчатое		
	Величина ступени	кВ	
	а) при ускорении протонов		0,17
	б) при ускорении ядер		0,34
	в) временной интервал между ступенями	мкс	~ 400
6.	Частота синхротронных колебаний	кГц	
	а) минимальная		0,1
	б) максимальная		2,3
7.	Ток пучка при $6 \cdot 10^{12}$ протонов в импульсе	А	
	а) среднее значение в начале ускорения		0,55
	б) среднее значение в конце ускорения		3

1	2	3	4
	в) величина тока в импульсе в начале ускорения		0,7
	г) величина тока в импульсе в конце ускорения		25
8.	Длительность цикла ускорения максимальная	с	0,22
9.	Частота следования циклов	Гц	~2
10.	Рабочая апертура	мм	
	а) по горизонтали		150
	б) по вертикали		90
11.	Длина ускоряющей станции по ходу пучка	м	1,7
12.	Расстояние от основания до оси резонатора	м	1,6
13.	Количество ускоряющих станций	-	2

9. Требования к параметрам ускоряющих станций ПКУ

На основании проведенного расчета синхротронного режима ускорения ядер и протонов в ПКУ, а также конструктивных особенностей ПКУ получены данные, которые необходимы при разработке ускоряющих станций /см. табл. 3/.

Заключение

В заключение автор, пользуясь случаем и считая своим приятным долгом, благодарит И.Б.Иссинского и В.А.Михайлова за ценные советы и замечания при подготовке данной работы.

Литература

1. А.М.Балдин и др. Препринт ОИЯИ, Р9-9702, Дубна, 1976.
2. Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, Г.П.Пучков. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва, 2-4 окт. 1972 г. Том II, стр. 236. Изд-во "Наука", 1973.
3. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. "Теория циклических ускорителей". Гос. издательство физ.-мат. литературы. Москва, 1962.
4. Е.К.Тарасов. ПТЭ, 4, 141 /1962/.

*Рукопись поступила в издательский отдел
14 сентября 1976 года.*