ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э
ПКУ 75-81

Н.Н.Дорохин, А.Ю.Маловицкий, Э.А.Мяэ,
П.Т.Пашков

ОПТИМИЗАЦИЯ ПЕРЕВОДА ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА ЧЕРЕЗ КРИТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ В ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ

Серпухов 1975

Н.Н.Дорохин, А.Ю.Маловицкий, Э.А.Мяэ,
П.Т.Пашков

ОПТИМИЗАЦИЯ ПЕРЕВОДА ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА ЧЕРЕЗ КРИТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ В ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ

Направлено в ЖТФ

М-24

<u>Аннотация</u>

Дорохин Н.Н., Маловицкий А.Ю., Мяэ Э.А., Пашков П.Т.

Оптимизация перевода интенсивного пучка через критическую энергию в протонном синхротроне. Серпухов, 1975.

19 стр. с рис. (ИФВЭ ПКУ 75-81).
Библиогр. 14.

Исследуется переход интенсивного пучка через критическую энергию в протонном синхротроне в случае, когда действие собственного продольного электрического поля сгустков в этом районе ослабляется за счёт резкого скачка значения критической энергии. Дается описание методики, позволяющей выбрать основные начальные параметры скачка, которые в дальнейшем уточняются, в частности, в связи с возможностью возникновения неустойчивости отрицательной массы. Методика расчёта, изложенная в работе, применена для случая протонного синхротрона ИФВЭ при интенсивности пучка $5 \cdot 10^{13}$ протонов в импульсе.

<u>Abstract</u>

Dorokhin N.N., Malovitskiy A.Yu., Myae E.A., Pashkov P.T.

Optimization of Transition Energy Crossing in Proton Synchrotron at High Intensity. Serpukhov, 1975.

p. 19. (IHEP 75-81).
Ref. 14.

The transition crossing in a proton synchrotron is considered, for the case when the effect of the beam longitudinal space charge force is reduced by means of the "gamma-transition-jump" method.

The description of the method allowing to get the preliminary parameters of the jump is given. Then the parameters are clarified particularly in order to eliminate the negative mass instability just after transition.

The method is illustrated for the 76 GeV IHEP proton synchrotron at the intensity of 5.10^{13} proton/pulse.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе исследуется переход интенсивного пучка через критическую энергию в случае, когда действие продольного электрического поля, создаваемого частицами, искусственно ослабляется за счёт резкого скачка значения критической энергии[1-4]. Разработана методика, позволяющая сравнительно просто осуществлять выбор параметров скачка $\Delta\gamma_k(t)$. Для этого используются результаты интегрирования на ЭВМ уравнения для огибающей синхротронных колебаний частиц. Далее амплитуда скачка уточняется с точки зрения подавления неустойчивости отрицательной массы (НОМ), возникающей после пересечения пучком критической энергии. При выборе окончательного способа перевода интенсивного пучка через критическую энергию учитываются также взаимодействие пучка с резонаторами ускоряющих станций и нелинейный член в фазовом уравнении, пропорциональный квадрату разброса частиц по импульсам в пучке, влияние которого может быть существенным при большом фазовом объеме пучка.

В качестве примера рассмотрен пучок с интенсивностью $5\cdot10^{13}$ протонов в импульсе в ускорителе ИФВЭ[5]. Показано, что для перевода пучка через критическую энергию в данном случае необходима величина скачка $\Delta\gamma_k\simeq 0{,}75$. Кроме того, желательно дополнительно увеличить продольный фазовый объем пучка до критической энергии примерно вдвое по сравнению с номинальным значением. Обсуждается возможность реализации скачка критической энергии требуемой величины в протонном синхротроне ИФВЭ.

ПОДБОР ПАРАМЕТРОВ СКАЧКА КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

Рассмотрим выбор параметров скачка критической энергии в протонном синхротроне. Для этого, исходя из уравнения, описывающего фазовые колебания частиц в интенсивном пучке вблизи критической энергии, перейдем к уравнению огибающей синхротронных колебаний, численное решение которого позволяет получить приближенный закон изменения $\Delta\gamma_k(t)$

Уравнение фазовых колебаний запишем в виде (см. [6]):

$$\frac{d}{dt}\Delta p = \frac{eV|\sin\phi_s|}{2\pi R_0}[\,U(\phi_s+\eta)-U(\phi_s)\,];$$

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{q}{m\gamma R_0}\left(\frac{1}{\gamma_k^2}-\frac{1}{\gamma^2}\right)\Delta p + \frac{3\beta}{2m^2 c\,\gamma_k^4 R_0}(\Delta p)^2, \qquad (1)$$

где использованы следующие обозначения: e – заряд, m – масса частицы, γ – релятивистский фактор, γ_k – критическая энергия ускорителя в единицах энергии покоя протона, c – скорость света, β – скорость равновесной частицы в единицах c, R_0 – средний радиус ускорителя, ϕ_s – синхронная фаза, q – кратность ускорения, Δp и η – отклонения импульса и фазы частицы от равновесных значений, V – амплитуда ускоряющего напряжения. Во втором уравнении сохранен член, пропорциональный $(\Delta p)^2$, при вычислении которого, однако, не учитывалась квадратичная нелинейность магнитного поля, влияние которой мало в практически интересных случаях. В (1) предполагается также, что фаза ускоряющего напряжения перебрасывается мгновенно в момент достижения критической энергии.

В продольном электрическом поле мы учтём кроме внешнего ускоряющего поля кулоновское взаимодействие частиц и взаимодействие пучка с резонаторами ускоряющих станций. Если линейную плотность заряда считать изменяющейся по параболическому закону, как это обычно делается при изучении перехода пучка через критическую энергию, то $U(\phi_s+\eta)$ дается выражением

$$U(\phi_s+\eta)=\frac{\cos(\phi_s+\eta)}{|\sin\phi_s|}-\frac{3\pi}{4}\,\varkappa_1\left(\frac{\eta}{\eta_m}-\frac{2}{\pi}\eta-\frac{1}{3}\frac{\eta^3}{\eta_m^3}\right)-\varkappa_2\frac{\eta}{\eta_m^3}\,. \qquad (2)$$

Через $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ обозначены величины

$$\varkappa_1=\frac{eMN}{\pi qVC|\sin\phi_s|}\,; \qquad (3)$$

$$\varkappa_2=\frac{3\pi qgeN}{\gamma_k^2R_oV|\sin\phi_s|}\,, \qquad (4)$$

где M – число резонаторов, C – ёмкость ускоряющего зазора, N – число протонов в ускорителе, g – безразмерный параметр, равный обычно 3÷4 (см., например,[7,8]).

Перейдем в (1) к переменным y и τ, введенным в[7], считая, кроме того, что критическая энергия ускорителя γ_k может изменяться по закону

$$\gamma_k=\gamma_{ko}+\Delta\gamma_k(t), \qquad (5)$$

где γ_{ko} – "естественное" значение γ_k. После разложения y в ряд вблизи γ_{ko}, получим вместо (1)

$$\begin{aligned} y'&=U(\phi_s+\eta)-U(\phi_s)\,;\\ \eta'&=[\tau-f(\tau)]y+\frac{3}{4}|\mathrm{tg}\,\phi_s|y^2. \end{aligned} \qquad (6)$$

Штрихом обозначено дифференцирование по $\tau=t/t_o$, где

$$t_o=\sqrt[3]{\frac{\pi m\gamma_{ko}^4R_o^2}{qeV|\sin\phi_s|\dot{\gamma}_k}}\,, \qquad (7)$$

Δp связано с y соотношением

$$\Delta p = \frac{t_0 e V |\sin \phi_s|}{2\pi R_0} y, \tag{8}$$

а $f(\tau)$ описывает скачок критической энергии

$$f(\tau) = \frac{1}{\gamma_k'} \Delta\gamma_k(\tau). \tag{9}$$

Рассмотрим сначала малые фазовые колебания, пренебрегая членом $\sim y^2$ и взаимодействием пучка с резонаторами ускоряющих станций ($\varkappa_1 = 0$).

Сделав в (6) замену переменных $y = \sqrt{\frac{S}{\pi}} z$ и $\eta = \sqrt{\frac{S}{\pi}} x$, где S – фазовый объем сгустка ($S = \oint y \, d\eta$), получим систему уравнений:

$$z' = \pm x - a\frac{x}{\hat{x}^3}$$

$$x' = [\tau - f(\tau)] z. \tag{10}$$

Знаки плюс и минус перед x относятся соответственно к областям до и после критической энергии. Через $\hat{x}$ обозначено амплитудное значение x, а a зависит от $\varkappa_2$ и S,

$$a = \pi^{3/2} \varkappa_2 S^{-3/2}. \tag{11}$$

Подставим в (10)

$$x = \hat{x} e^{i\chi} \tag{12}$$

и потребуем, чтобы

$$\chi' = \frac{\tau - f(\tau)}{\hat{x}^2}; \tag{13}$$

тогда получим уравнение огибающей синхротронных колебаний в виде:

$$\frac{d}{d\tau} \frac{1}{\tau - f(\tau)} \frac{d\hat{x}}{d\tau} = \pm \hat{x} + \frac{\tau - f(\tau)}{\hat{x}^3} - \frac{a}{\hat{x}^2}. \tag{14}$$

Используя (10) и (12), можно показать, что переменная $\hat{z}$ (амплитуда величины z), пропорциональная разбросу частиц по импульсам в пучке, зависит от $\hat{x}$ следующим образом:

$$\hat{z}^2 = \left[\frac{\hat{x}'}{r - f(r)}\right]^2 + \hat{x}^{-2} \qquad (15)$$

Уравнение (14) интегрировалось численно для интервала $-10 \leqslant r \leqslant 10$ (на границах диапазона интегрирования фазовые колебания происходят практически адиабатически). Начальное значение $\hat{x}_o = \hat{x}(-10)$ находилось в результате решения (10) при $r = -10$, а начальное значение производной $\hat{x}'_o$ считалось равным нулю. В качестве $f(r)$ рассматривалась, в основном, функция треугольной формы, которая сначала, в течение "времени" $-10 \leqslant r \leqslant r_1$, возрастает по линейному закону от нуля до максимального значения f_m, равного

$$f_m = \frac{(\Delta \gamma_k)_{max}}{\gamma_k'}, \qquad (16)$$

а затем убывает до исходного значения за "время" $r_1 \leqslant r \leqslant r_2$. Зафиксируем $r_1 = f_m$ (при этом критическая энергия достигается пучком точно в начале участка быстрого спада $\Delta \gamma_k(t)$. В результате численного анализа установлено, что отклонения от линейного закона $\Delta \gamma_k(t)$ на участке $r_1 \leqslant r \leqslant r_2$ при $\Delta r = r_2 - r_1 \leqslant 0{,}3$ слабо влияют на размеры пучка за критической энергией, поэтому при интегрировании уравнений (6) и (14) положим $\Delta r = 0{,}3$. Критерий окончательного выбора Δr дается ниже.

Необходимую амплитуду скачка критической энергии $(\Delta \gamma_k)_{max}$ можно определить, исходя из требуемых минимальных радиальных размеров пучка после критической энергии, из рис. 1, на котором представлены зависимости $\hat{z}_m(a)$, где $\hat{z}_m$ - максимальное значение $\hat{z}$. Выбор параметра $r_1 = f_m$ для минимумов кривых $\hat{z}_m(a)$, как показывают численные расчёты, оптимален в том смысле, что при $r_1 = f_m$ размеры пучка после критической энергии не являются минимальными. В качестве параметра на рис. 1 отложена величина f_m. Например, в случае ускорителя ИФВЭ $a \simeq 1{,}75$ при интенсивности $N = 5 \cdot 10^{13}$ ($\varkappa_2 \simeq 0{,}01$ и $S \simeq 0{,}1$), и из рис. 1 следует, что наиболее подходят кривые, для которых $f_m = 4 \div 6$. Беря $\gamma_k' = 0{,}134$, получим $(\Delta \gamma_k)_{max} = 0{,}54 \div 0{,}8$.

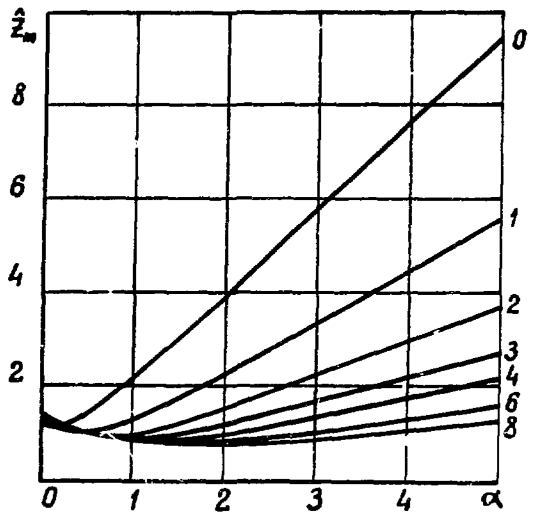

Рис. 1. Диаграмма для подбора амплитуды скачка критической энергии.

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДА ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА ЧЕРЕЗ КРИТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ

Амплитуда скачка критической энергии, выбранная в предыдущем разделе, на практике может оказаться недостаточной при заданном фазовом объеме S, если учесть взаимодействие пучка с резонаторами ускоряющих станций, т.е. проинтегрировать систему уравнений (6). Для параметров ускорителя ИФВЭ $N = 5 \cdot 10^{13}$ прот/имп, $R_0 = 237$ м, $\gamma_{k0} = 9{,}46$; $q = 30$; $M = 54$, $V = 380$ кв, $|\phi_s| = 60^{\circ}$, $C = 2 \cdot 10^{-10}$ ф, $g = 3{,}5$, $(\Delta\gamma_k)_{max} = 0{,}75$, используя (3) и (4), получим $\varkappa_1 = 0{,}07$; $\varkappa_2 = 0{,}01$. На рис. 2 дана зависимость $y_m(r)$. Кривые I получены в результате решения уравнения (14), а кривые II – интегрированием системы (6) с помощью методики, описанной в /7/. При $S = 0{,}1$ и $\varkappa_1 = 0$ модуляция пучка незначительна; учёт же взаимодействия пучка с резонаторами ускоряющих станций, как видно, значительно меняет картину поведения пучка после критической энергии и снижает эффективность скачка (пунктирные линии I). Участок последней кривой при $\tau > 6{,}5$ носит качественный характер и приведен для иллюстрации. Граница сгустка в этом случае существенно отличается от эллипсоидальной из-за нелинейности выражения, описывающего влияние высших гармоник радиочастоты ускоряющего напряжения, так что распределение линейной плотности заряда может отличаться от исходного параболического закона.

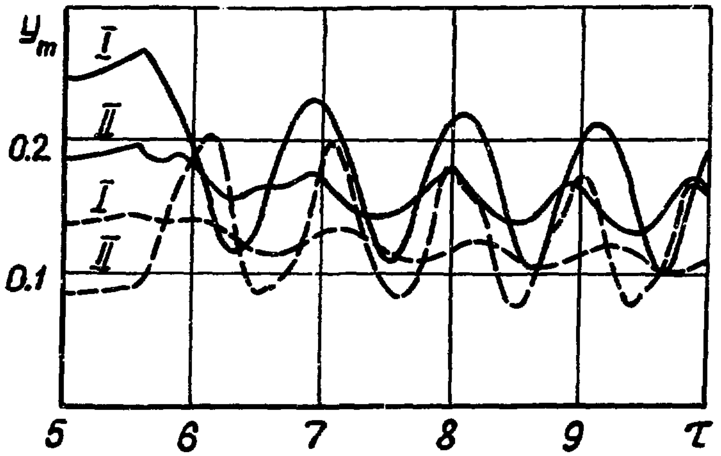

Рис. 2. Огибающая синхротронных колебаний $y_m(\tau)$ ($S = 0{,}1$ – пунктирные линии; $S = 0{,}2$ – сплошные линии): I – $\text{æ}_1 = 0$; $\text{æ}_2 = 0{,}01$; II – $\text{æ}_1 = 0{,}07$; $\text{æ}_2 = 0{,}01$.

Для уменьшения модуляции $y_m(\tau)$ за критической энергией необходимо увеличить либо значение амплитуды скачка критической энергии, выбранное выше из рис. 1, либо фазовый объем сгустков S. Мы рассмотрим второй случай, когда при тех же параметрах скачка критической энергии в два раза увеличивается S. Огибающая пучка при $S = 0{,}2$ и $\text{æ}_1 = 0$ сильно модулирована из-за перекомпенсации эффекта кулоновского расталкивания частиц. Модуляция размеров сгустков имеет на самом деле гораздо меньшую амплитуду, как видно из кривой II, полученной для более реального случая, когда $\text{æ}_1 = 0{,}07$.

Развитие НОМ в сгруппированном пучке, когда сгустки на фазовой плоскости не согласованы с фазовыми траекториями, до сих пор в достаточной мере не исследовано (в сгустках, согласованных с фазовыми траекториями, такая неустойчивость, как известно[9], не возникает). В[3], например, описана методика интегрирования на ЭВМ фазового уравнения и показано, что возможна нестабильность сгустков после критической энергии. Однако, полученные результаты, по-видимому, не вполне соответствуют реальной картине фазового движения частиц в интенсивном пучке вблизи критической энергии, поскольку при разумном числе "макрочастиц" на фазовой плоскости можно учесть в электрическом продольном поле, создаваемом частицами сгустка, лишь гармоники с длиной волны $\lambda \gg d$, где d – поперечный размер вакуумной камеры. На самом деле большую опасность могут представлять волны длиной $\sim d/\gamma$, поскольку такие коротковолновые возмущения, например, нарастают наиболее быстро при НОМ в однородном пучке[10].

Оценим пороговое число частиц N_n и инкремент неустойчивости $\mathrm{Im}\,\omega$, используя результаты теории, разработанной для однородного пучка (см., например,[11]):

$$N_n = \frac{0{,}8\,\pi^2 p\, R_o}{e^2} \left| \frac{k(\gamma_k^{-2} - \gamma^{-2})}{Z_k} \right| \left(\frac{\Delta p_m}{p} \right)^2; \qquad (17)$$

$$\mathrm{Im}\,\omega = \frac{\beta c}{R_o} \sqrt{\frac{e^2 N \,|\, k(\gamma_k^{-2} - \gamma^{-2}) Z_k |}{4\pi^2 R_o p}} \left(1 - \frac{N_n}{N}\right), \qquad (18)$$

где Z_k – импеданс вакуумной камеры, равный[9]:

$$Z_k \simeq \frac{2\pi i k g}{\gamma^2 \beta c}, \qquad (19)$$

Δp_m – максимальный импульсный разброс пучка, p – импульс синхронной частицы, k – номер гармоники. Для сгруппированного пучка в формулах (17), (18) надо заменить N на $N\frac{\pi}{\eta_m}$, т.е. учесть фактор группировки. Сделав преобразования, получим вместо (17) и (18):

$$\frac{N_n}{N} = \frac{0{,}6}{\pi \varkappa_2}[r - f(r)] S y_m \; ; \qquad (20)$$

$$\frac{\mathrm{Im}\,\omega}{\omega} = \frac{1}{R_0 \gamma_{ko}^2}\sqrt{\frac{\varkappa_2 \gamma_k' eV|\sin\phi_s|[r - f(r)]y_m}{3 q m S}}\left(1-\frac{N_n}{N}\right), \qquad (21)$$

где y_m – амплитудное значение y, соответствующее Δp_m. Формулы (20), (21) справедливы для средней части сгустка и таких моментов времени, когда граница сгустка на фазовой плоскости расположена примерно в главных осях.

Применим полученные формулы к ускорителю ИФВЭ для двух случаев: а) пучок достигает первого минимума Δp_m после критической энергии; б) пучок находится вблизи критической энергии. Если взять пучок с $S = 0{,}1$, то для первого минимума пунктирной кривой II (рис. 2), где $r = 6{,}5$ и $y_m = 0{,}085$, получим из (20): $N_n/N = 1{,}05$. При том же значении r для пучка с $S = 0{,}2$ – $N_n/N = 4$ (сплошная линия II). Заметим, что, согласно /11/, отношение N_n/N сильно зависит от вида распределения частиц в пучке и может быть значительно меньше (примерно в два раза) результата, даваемого (20). В связи с этим предпочтителен больший фазовый объем, т.е. $S = 0{,}2$.

Пусть в первом минимуме $y_m(r)$ пучок устойчив. Тогда опасность может представлять участок, находящийся непосредственно за критической энергией, где неустойчивость возможна всегда, как это следует из (20), при $f(r) \simeq r$. Оценим интервал $\Delta r_н = r_н - r_1$, где неустойчивость может возникать, а также найдем среднее значение инкремента на этом интервале $\overline{\mathrm{Im}\,\omega}$. Учитывая, что $\frac{N_п}{N} = 1$ при $r = r_н$, найдем из (20) и (21)

$$\frac{\overline{\mathrm{Im}\,\omega}}{k} = \frac{4\,\varkappa_2}{15\,R_o\gamma_{ko}^2\,S}\sqrt{\frac{\pi\,\gamma_k'\,e\,V|\sin\phi_s|}{1{,}8\,qm}}\,. \tag{23}$$

Используя (23) можно получить условие на Δr, т.е. на длительность спада $\Delta\gamma_k(r)$. Потребуем $\Delta r_н < \Delta r$ (в противном случае промежуток времени, в течение которого может развиваться НОМ, нерегулируем), тогда

$$\Delta r_н = \frac{\pi\varkappa_2}{0{,}6Sy_m(1+f_m/\Delta r)}\,. \tag{24}$$

Если для максимальных значений k, которые необходимо учитывать в ускорителе, потребовать

$$\Delta r_н < (t_o\,\overline{\mathrm{Im}\,\omega})^{-1}\,, \tag{25}$$

то относительное увеличение амплитуд гармоник линейной плотности заряда, нарастающих наиболее быстро при прохождении пучком района НОМ, не превосходит величины e. Отметим, что на практике такое требование может оказаться излишне жестким, так как начальные значения амплитуд этих гармоник обычно малы и нельзя считать, что увеличение их в e раз обязательно нарушит процесс ускорения частиц. Так, например, применительно к существующим параметрам ускорителя ИФВЭ условие (25) не выполняется уже при $N = 10^{12}$ прот/имп, но даже на достигнутом уровне интенсивности $3\cdot10^{12}$ прот/имп неприятностей из-за НОМ, по-видимому, пока не возникает. Мы учтём это замечание при окончательном выборе Δr.

Перепишем последнее неравенство относительно Δr:

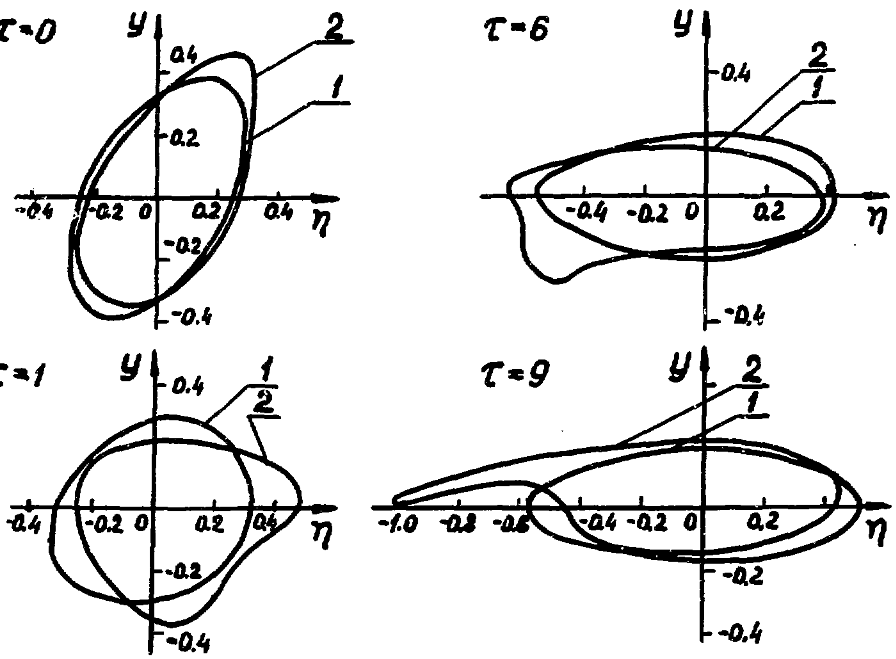

Рис. 9. Граница сгустка на фазовой плоскости для $S_2 = 0{,}3$ и $æ_1 = æ_2 = 0$: I – без учёта члена $\sim y^2$ в фазовом уравнении; 2 – с учётом члена $\sim y^2$.

$$\Delta\tau < f_m\left(\frac{4\pi^2\varkappa_2^2 k}{9\sqrt{1{,}8}\, q\, y_m S^2} - 1\right)^{-1}. \qquad (26)$$

Подобное выражение получено в /4/ несколько иным способом. Подставляя в (26) параметры ускорителя ИФВЭ и размеры пучка при $\tau \simeq 5{,}6$ (*сплошная линия* II, рис. 2), а также беря $k = 3{,}75 \cdot 10^4$, (что соответствует гармоникам в продольном электрическом поле сгустков с длинами волн ~ 4 см, которые могут представлять наибольшую опасность для ускорителя), получим $\Delta\tau < 0{,}112$, т.е. $\Delta t < 375$ мксек. При этом интервал, где возможна НОМ, оказывается равным $\Delta\tau_н \simeq 0{,}025$.

Из (26) следует, что требования к $\Delta\tau$ можно ослабить, если увеличить фазовый объем пучка S; например, при возрастании S в 2 раза интервал $\Delta\tau$ может быть увеличен в ~ 6 раз. Отметим, что слишком большие значения S ($S > 0{,}2$) могут оказаться неоптимальными из-за искажения границы сгустков в результате фазового движения частиц с большими радиально-фазовыми колебаниями при переходе пучка через критическую энергию (при $S \lessdot 0{,}2$ влияние в (6) члена, пропорционального $(\Delta p)^2_,$ пренебрежимо мало). На рис. 3 представлены результаты решения (6) в отсутствии скачка критической энергии при $\varkappa_1 = \varkappa_2 = 0$ и $S = 0{,}3$ (кривые 2). Случаю, когда квадратичный член в (6) не учитывается, соответствуют кривые 1. Видно, что после прохождения критической энергии ($\tau > 0$) кривые 1 и 2 начинают сильно отличаться друг от друга, тогда как в начальный "момент" $\tau = \tau_0 = -10$ (не показан на рисунке) они практически совпадали. Методика корректного интегрирования фазового уравнения в случае интенсивных сгустков частиц и больших значений S пока не разработана и остается неясным, к каким последствиям могут привести подобные изменения формы сгустков. Отметим, однако, что влияние квадратичного члена в (6) ослабляется в присутствии скачка $\Delta\gamma_k(t)$. Так, например, им можно пренебречь в случае $S \simeq 0{,}3$ при $f_m > 6$ и $\Delta\tau \lessdot 0{,}1$.

СКАЧОК КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В УСКОРИТЕЛЕ ИФВЭ

Рассмотрим несколько вариантов схемных решений, позволяющих осуществить скачок $\Delta\gamma_k$ в ускорителе ИФВЭ. Используем выражение для критической энергии, приведенное в /6/:

$$\gamma_k^{-2} = Q_r^3 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|C_n|^2}{Q_r^2 - n^2}, \qquad (27)$$

где C_n – постоянные коэффициенты, зависящие от номера гармоники градиента магнитного поля n, Q_r – частота радиальных бетатронных колебаний. Обычно в сумму основной вклад дает член с $n = 0$, т.е. скачок критической энергии $\Delta\gamma_k$ можно создать изменением Q_r. Такой способ компенсации продольного пространственного заряда вблизи критической энергии рассмотрен в /12/ и в свое время был реализован в протонном синхротроне ЦЕРНа /13/. В этом случае, однако, величина скачка $(\Delta\gamma_k)_{max}$ ограничивается допустимыми пределами изменения Q_r. Значительно большие значения $(\Delta\gamma_k)_{max}$ можно получить, как это видно из (27), если ввести в магнитную структуру ускорителя гармонику с $n \simeq Q_r$. При этом бетатронные частоты можно оставить практически неизменными при соответствующем выборе мест возмущений вдоль периметра электромагнита ускорителя /1/. Одна из схем введения скачка γ_k также была реализована в ЦЕРНе /4/, и используется в настоящее время.

Для случая ускорителя ИФВЭ была составлена программа, позволяющая вычислять бетатронные частоты и значения γ_k при возмущениях градиента магнитного поля G в произвольных блоках магнита. Исследовались гармоники с $n = 1 \div 12$. Оптимальным представляется вариант с $n = 12$, когда возмущения градиента, одинаковые по величине и разные по знаку, создаются в фокусирующих по радиусу блоках электромагнита с номерами 2 и 8 каждого суперпериода (возможно использовать и другие два блока в суперпериоде, отличающиеся друг от друга на шесть номеров; каждый из 12 суперпериодов ускорителя содержит 10 магнитных блоков).

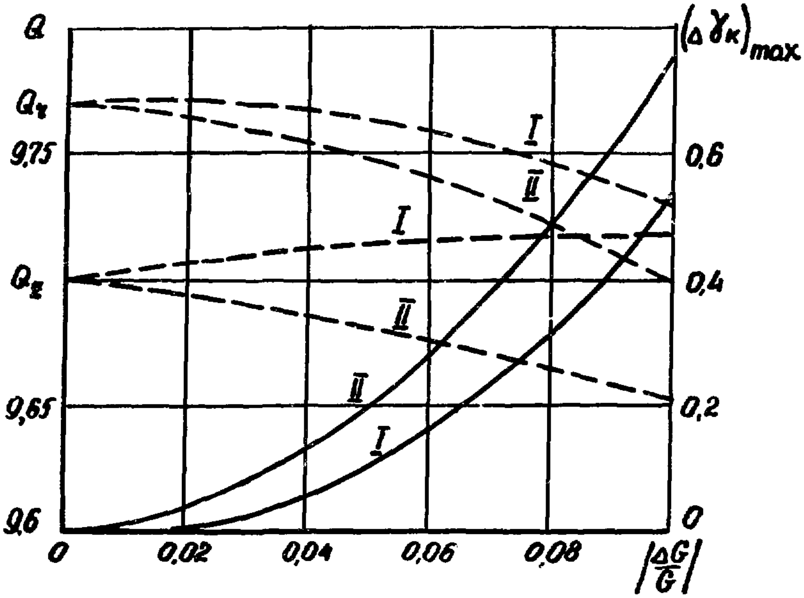

Рис. 4. Зависимость бетатронных частот Q_r, Q_z и скачка критической энергии $(\Delta\gamma_k)_{max}$ от относительного изменения градиента магнитного поля $|\frac{\Delta G}{G}|$ в блоках с номерами 2 и 8 ускорителя ИФВЭ.

На рис. 4 представлено поведение Q_r, Q_z (пунктирные линии) и скачка $(\Delta\gamma_k)_{max}$ (сплошные линии) в зависимости от относительного изменения градиента $|\frac{\Delta G}{G}|$ в указанных блоках. Кривые 1 соответствуют уменьшению величины $|G|$ во вторых блоках, а кривые II – увеличению градиента в этих блоках. Поведение функции ψ, характеризующей орбиту неравновесной частицы, и модуля радиальной функции Флоке $|\phi_r|$ показано на рис. 5.

Найдем требуемые параметры импульса тока в полюсных градиентных обмотках блоков 2 и 8 каждого суперпериода. Момент включения им-

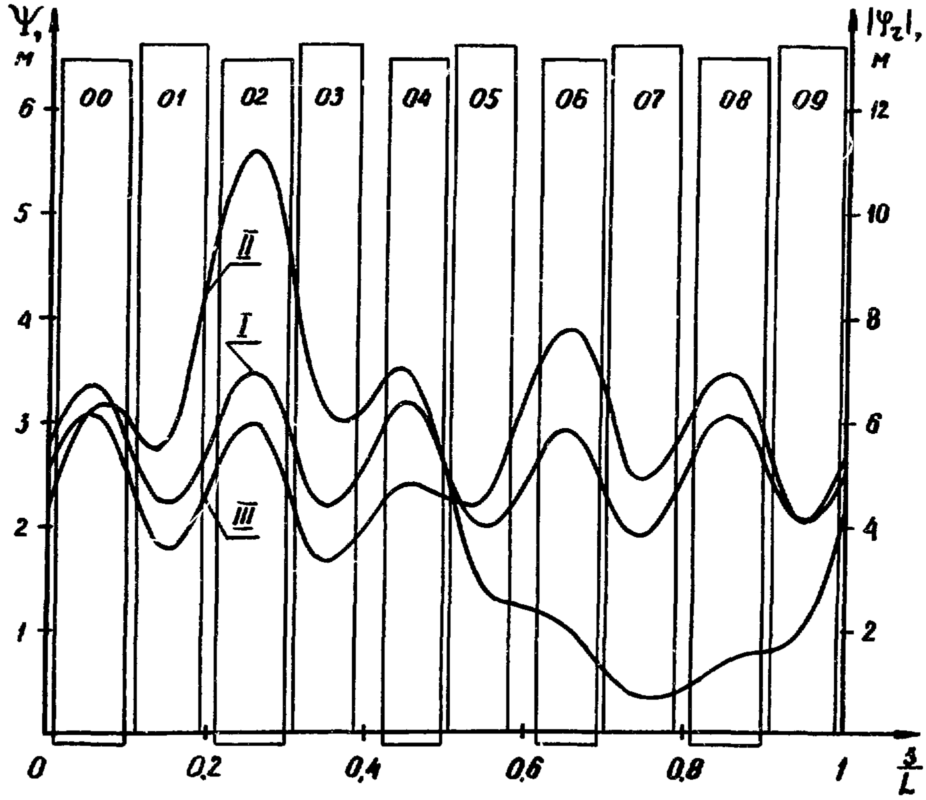

Рис. 5. Модуль радиальной функции Флоке $|\phi_r|$ и функции ψ на суперпериоде ускорителя ИФВЭ: I – функция ψ для невозмущенной магнитной структуры; II – то же для $(\Delta\gamma_k)_{max} = 0{,}75$ ($|\frac{\Delta G}{G}| = 0{,}1$ в блоках 2 и 8); III – $|\phi_r|$ для случая, соответствующего II.

пульса тока должен лежать в адиабатическом районе до критической энергии. Выберем t_o = -30 мсек (время отсчитывается от момента, когда магнитное поле на равновесной орбите соответствует невозмущенной критической энергии, т.е. $H(0) = H_o$ при $\gamma = \gamma_{ko}$). Момент начала быстрого сброса тока в обмотках t_1 привязывается к магнитному полю, при котором пучок достигает значения критической энергии в присутствии скачка $\Delta\gamma_k(t)$: $H_1 = H_o + 123$ э. Точность измерения магнитного поля $\sim 10^{-3}$. С той же точностью известна величина γ_{ko}, которая может несколько изменяться от цикла к циклу вместе с Q_r. Можно поэтому считать, что поле известно с точностью не хуже $\pm$ 3 э. Момент t_1 должен соответствовать полю, меньшему по сравнению с измеренным значением H_1 на 3 э (иначе критическая энергия будет смещаться на участок медленного роста $f(r)$). Более раннее включение спадающей части $\Delta\gamma_k(t)$, связанное с отклонениями t_1 от момента прохождения пучком критической энергии, эквивалентно уменьшению эффективной амплитуды скачка (в нашем случае, не более, чем на 5%). Зная параметры полюсных обмоток /14/, можно найти, что для скачка $(\Delta\gamma_k)_{max} = 0{,}75$ требуется ток в обмотках ~80 а. Требуемая длительность быстрого спада тока ~1 мсек, что примерно соответствует Δt, которое можно получить из (28) с учётом сделанного выше замечания. В течение этого времени при линейном уменьшении тока на каждой обмотке индуцируется напряжение ~165 в, что не превышает допустимую величину.

Отметим, что вместо полюсных обмоток возможно использование квадрупольных линз с максимальным значением произведения градиента на длину линзы $\sim 50\frac{э}{см}$ м, что обеспечит требуемую величину $(\Delta\gamma_k)_{max} = 0{,}75$. Линзы можно расположить непосредственно справа или слева от блоков, указанных выше.

Авторы благодарны В.И.Балбекову за обсуждение работы и замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.C.Teng. "Compensation of space-charge mismatch at transition of booster using the transition-jump method". NAL Report FN-207/0400 (1970).
2. W.Hardt, H.Schönauer, A.Sørenssen. Proc. VIII-th Intern. Conf. on High Energy Accel. CERN, Geneva, 1971, p. 323.
3. W.W.Lee, L.C.Teng. Ibid., p. 327.
4. W.Hardt. Proc of the IX-th Intern. Conf. on High Energy Accel., Stanford, California, 1974, p. 434.
5. Ю.М.Адо, В.И.Балбеков и др. Труды Второго Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1. М, "Наука", 1972, стр. 47.
6. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Теория циклических ускорителей, гл. IУ. М, "Физматгиз", 1962.
7. В.И.Балбеков, П.Т.Пашков. ЖТФ, 42, 2584 (1972).
8. П.Т.Пашков, И.А.Шукейло. ЖТФ, 41, 1002 (1971).
9. А.Н.Лебедев. Атомная энергия, 25, 100 (1968).
10. A.Lebedev, E.Zhilkov. Nucl. Instr. and Meth., 45, 238 (1966).
11. В.И.Балбеков, П.Т.Пашков. Атомная энергия, 37, 332 (1974).
12. D.Möhl. "Compensation of space-charge effects at transition by an asymmetric Q-jump: a theoretical study". CERN ISR/GS/69-2 (1969).
13. W.Hardt, G.Merle, D.Möhl, A.Sørenssen. Труды УП Междунар. конф. по ускорителям, Т. 2, Ереван, 1970, стр. 329.
14. В.Д.Борисов, И.А.Мозолевский и др. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т. 1. М, 1970, стр. 170.

Рукопись поступила в издательскую группу

19 июня 1975 года.

Цена 10 коп.

Издательская группа И Ф В Э
Заказ 599. Тираж 260. 0,8 уч.-изд.л. Т-11156.
Июнь 1975. Редактор В.Г.Дунайцева.