



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 97-35
ОКУ

П.Т. Пашков

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЦУГА СГУСТКОВ
С РЕЗОНАТОРАМИ УСКОРЯЮЩИХ СТАНЦИЙ
ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ**

Протвино 1997

Аннотация

Пашков П.Т. Взаимодействие пуга сгустков с резонаторами ускоряющих станций вблизи критической энергии: Препринт ИФВЭ 97-35. – Протвино, 1997. – 11 с., 3 рис., библиогр.: 6.

Дан анализ взаимодействия пуга интенсивных сгустков частиц с ускоряющими резонаторами в районе критической энергии. Показано, что после переброса фазы ускоряющего напряжения возбуждаются продольные дипольные колебания сгустков частиц, обусловленные импульсной нагрузкой резонаторов током пучка. Данные колебания могут занимать заметную часть радиальной апертуры вакуумной камеры на уровне интенсивности $\sim (4 \div 6) \cdot 10^{11}$ частиц в сгустке, являющемся рабочим для ускорителя ИФВЭ в настоящее время.

Abstract

Pashkov P.T. Beam-Cavity Interaction near Transition Energy: IHEP Preprint 97-35. – Protvino, 1997. – p. 11, figs. 3, refs.: 6.

Analysis of high intensity beam-cavity interaction near transition energy in the IHEP PS is given. It is shown that, after RF phase has been transferred, the dipole oscillations of the bunches in the batch may be excited by the pulsed RF cavities loading. The oscillations can occupy a noticeable part of the vacuum chamber radial aperture at the IHEP working level intensity $\sim (4 \div 6) \cdot 10^{11}$ protons per bunch.

Введение

Настоящая работа посвящена изучению воздействия импульсной нагрузки резонаторов ускоряющих станций на сгустки пуга в районе критической энергии. Показано, что после пересечения пугом критической энергии возбуждаются радиально-фазовые колебания центров тяжести сгустков, которые при уровне интенсивности $\sim 6 \cdot 10^{11}$ частиц в сгустке, являющемся рабочим для ускорителя ИФВЭ (У-70), и последовательном заполнении сепаратрис могут занимать более 10% радиальной апертуры вакуумной камеры. Данные колебания обусловлены нарушением стационарного самосогласованного распределения центров тяжести сгустков в пуге из-за изменения фазы ускоряющего напряжения. Они могут давать заметный вклад в потери частиц после перехода пуга через критическую энергию.

С помощью численного интегрирования фазового уравнения рассчитана часть радиальной апертуры вакуумной камеры У-70, занимаемая колебаниями центров тяжести сгустков пуга за критической энергией. Для случая максимального возмущения, когда сгустки пуга последовательно заполняют половину сепаратрис ускорителя, в работе получены аналитические выражения.

1. Фазовое уравнение

Рассмотрим пуг, состоящий из n_B следующих друг за другом сгустков частиц ($n_B \leq q$, q — кратность ускорения), взаимодействующих с резонаторами ускоряющих станций. Динамика центров тяжести сгустков пуга в районе критической энергии описывается фазовым уравнением, имеющим в рассматриваемом случае следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \Delta p_n &= \frac{e}{2\pi R_0} [V_G \cos(\varphi_n - \varphi_q) - \Delta W_s/e + \sum_{i=1}^{n_B} u_{in}], \\ \frac{d\varphi_n}{dt} &= \frac{q}{m_0 R_0} \frac{\eta}{\gamma} \Delta p_n, \quad n = 1, \dots, n_B, \end{aligned} \quad (1)$$

где приняты обозначения: $\Delta p_n = p_n - p_s$ — отклонение импульса центра тяжести сгустка с номером n от синхронного значения $p = p_s$; V_G — амплитуда напряжения, создаваемого в резонаторах ВЧ-генераторами; u_{in} — напряжение, создаваемое в резонаторах сгустком с номером i и воздействующее на сгусток с номером n ; ΔW_s — прирост энергии синхронной частицы за оборот; φ_n — фаза центра тяжести n -ого сгустка, отсчитываемая от максимума результирующего ВЧ-напряжения; φ_q — фазовый сдвиг напряжения, создаваемого в резонаторах ВЧ-генераторами, относительно суммарного напряжения на ускоряющих зазорах; e и m_0 — соответственно заряд и масса покоя частицы; R_0 — средний радиус ускорителя; γ — релятивистский фактор; $\eta = 1/\gamma_{tr}^2 - 1/\gamma^2$ (γ_{tr} — критическая энергия ускорителя в единицах энергии покоя частицы, являющаяся, вообще говоря, функцией времени, так как для увеличения скорости прохождения интенсивных сгустков частиц через критическую энергию в У-70 используется скачок значения критической энергии [1]).

Напряжения u_{in} вычислялись в предположении идентичности ускоряющих резонаторов:

$$u_{in} = u_1(\varphi_n)\delta_{in} + \sum_{k=0}^{\infty} u_2[\varphi_i(t - \tau_{in} - 2\pi k/\omega_0) - \varphi_n], \quad (2)$$

где u_1 — напряжение, с которым сгусток с номером n воздействует на собственный центр тяжести, пересекая ускоряющие зазоры резонаторов (δ_{in} — символ Кронекера); u_2 — напряжение, создаваемое в резонаторах после пересечения сгустком частиц ускоряющих зазоров; промежуток времени τ_{in} учитывает запаздывание прохождения через резонаторы сгустка с номером i относительно n -го сгустка в пределах одного оборота пучка в ускорителе; ω_0 — частота обращения пучка. Подробное описание методики вычисления напряжений $u_{in}(t)$ можно найти в работе [2].

Напряжение, создаваемое на ускоряющих зазорах ВЧ-генераторами, зависит от работы автоматических систем резонаторов (АРА и АПФ), регулирующих его амплитуду и фазу в зависимости от величины q -ой гармоники напряжения, создаваемого в резонаторах сгустками частиц. При оптимальной работе этих систем амплитуда напряжения V_G равна

$$V_G = V \frac{\sin(\varphi_q + \varphi_s)}{\sin \varphi_s}, \quad (3)$$

причём фазовый сдвиг φ_q даётся выражением

$$\tan \varphi_q = \frac{J_q R_s \sin \varphi_s}{V}, \quad (4)$$

где V — амплитуда результирующего напряжения на ускоряющих зазорах резонаторов; φ_s — синхронная фаза; J_q — q -ая гармоника тока пучка, R_s — суммарное шунтовое сопротивление резонаторов. Отметим, что здесь под V понимается векторная сумма напряжений, создаваемых в резонаторах ВЧ-генераторами и q -ой гармоникой тока пучка, а синхронная фаза φ_s не совпадает, вообще говоря, с фазами центров тяжести сгустков пучка из-за импульсной нагрузки резонаторов.

При стационарном ускорении цуга фаза центра тяжести сгустка с номером $n_0 \simeq n_B/2$ примерно равна φ_s , так что из первого уравнения системы (1) с учётом равенства $\Delta W_s = eV \cos \varphi_s$ для этого сгустка получается следующее уравнение:

$$V_G \cos(\varphi_s - \varphi_q) - V \cos \varphi_s + \sum_{i=1}^{n_B} u_{i,n_0} = 0, \quad (5)$$

откуда, учитывая соотношения (3), (4), имеем

$$\sum_{i=1}^{n_B} u_{i,n_0} = J_q R_s \cos^2 \varphi_q. \quad (6)$$

Так как отклонения фаз центров тяжести сгустков цуга от синхронного значения обычно малы ($|\varphi_n - \varphi_s| \ll 1$), можно преобразовать первое уравнение системы (1) к виду

$$\frac{d}{dt} \Delta p_n = \frac{e}{2\pi R_0} [-V \sin \varphi_s (\varphi_n - \varphi_s) + \sum_{i=1}^{n_B} u_{in} - u_q(\varphi_n)], \quad (7)$$

где u_q — q -ая гармоника напряжения, создаваемого в резонаторах цугом сгустков,

$$u_q(\varphi) = J_q R_s \cos \varphi_q \cos(\varphi - \varphi_s - \varphi_q). \quad (8)$$

Смысл полученного результата достаточно очевиден — работа систем АРА и АПФ сводится к удалению из спектра пучка резонансной гармоники с номером $k = q$.

В заключение раздела коротко остановимся на вычислении явной зависимости от времени параметра $\eta(t)$, определяющего динамику пучка вблизи критической энергии

$$\eta(t) \simeq \frac{2\Delta\gamma(t)}{\gamma_{tr}^3}. \quad (9)$$

При вычислении $\Delta\gamma(t) = \gamma - \gamma_{tr}$ необходимо учитывать работу системы скачка критической энергии. Скачок $\Delta\gamma_{tr}$ создаётся за счёт искажения дисперсионной функции ускорителя в результате возмущения градиента магнитного поля в части электромагнитных блоков. Зависимость от времени импульса тока, создающего скачок $\Delta\gamma_{tr}$, имеет вид треугольника с медленно нарастающим передним фронтом за время ~ 30 мс и быстро спадающим (за ~ 1 мс) задним фронтом [3].

Начало интегрирования системы уравнений (1) осуществлялось в момент завершения переднего фронта импульса тока, создающего скачок $\Delta\gamma_{tr}$, то есть в начале его спадающей части (в момент времени $t = t_1$). Задний фронт импульса тока является линейной функцией времени, поэтому в рассматриваемом здесь случае имеет место квадратичная зависимость критической энергии ускорителя от времени. Текущее расстояние до критической энергии $\Delta\gamma(t)$ в пределах заднего фронта скачка $\Delta\gamma_{tr}$ может быть записано в виде

$$\Delta\gamma = (\Delta\gamma_{tr})_{max}(2x - x^2 - x_0), \quad (10)$$

где $x = (t - t_1)/\Delta t$, $\Delta t = t_2 - t_1$ — длительность заднего фронта импульса тока, создающего скачок $\Delta\gamma_{tr}$; параметр x_0 ($0 \leq x_0 \leq 1$) определяет относительное расстояние до критической энергии в начальный момент времени (при $t = t_1$): $x_0 = -\Delta\gamma(t_1)/(\Delta\gamma_{tr})_{max}$. При конкретных численных расчётах полагалось: $(\Delta\gamma_{tr})_{max} = 0,75$, $\Delta t = 0,75$ мс.

Следует отметить, что при данных параметрах скачка критической энергии динамика сгустков частиц за критической энергией (при $\gamma > \gamma_{tr}$) слабо зависит от формы заднего фронта, а определяется, в основном, величиной параметра x_0 . Так, например, при $x_0 = 0$ действие скачка $\Delta\gamma_{tr}$ наиболее эффективно — после его завершения энергия пучка отличается от критического значения на величину скачка $(\Delta\gamma_{tr})_{max}$ ($\Delta\gamma(t_2) = 0,75$), однако при этом нарушается адиабатичность фазового движения сгустков частиц на переднем фронте скачка (при $t < t_1$). Напротив, при $x_0 = 1$ действие скачка $\Delta\gamma_{tr}$ становится неэффективным, так как $\Delta\gamma(t_2) = 0$, поэтому основная часть численных расчётов была выполнена для промежуточного случая $x_0 = 0,5$.

После окончания заднего фронта скачка критической энергии величина $\Delta\gamma(t)$ изменяется в соответствии с выражением:

$$\Delta\gamma = \Delta\gamma(t_2) + \dot{\gamma}(t - t_2), \quad t \geq t_2, \quad (11)$$

где $\dot{\gamma}$ — скорость пересечения пучком критической энергии в отсутствие скачка $\Delta\gamma_{tr}$ ($\dot{\gamma} \simeq 30 c^{-1}$).

2. Возбуждение радиально-фазовых колебаний в цуге точечных сгустков

Суть физического процесса, приводящего к возбуждению радиально-фазовых колебаний центров тяжести сгустков после пересечения цугом критической энергии, можно выяснить, рассмотрев случай точечных сгустков. Для цуга точечных сгустков удаётся получить аналитические выражения как для разброса фаз центров тяжести сгустков при энергии пучка ниже критического значения, так и для обусловленного им разброса орбит сгустков, максимальная величина которого достигается примерно через четверть синхротронного колебания после пересечения цугом критической энергии. В силу слабой зависимости рассматриваемого эффекта от длины сгустков частиц, результаты, полученные для точечных сгустков, хорошо согласуются с результатами численного анализа уравнения фазовых колебаний (1) для случая сгустков конечной длины, что будет видно из дальнейшего.

Будем исходить из стационарного состояния сгустков частиц при энергии цуга ниже критического значения. При этом фаза центра тяжести n -го сгустка удовлетворяет согласно (7) следующему уравнению:

$$u(n) = V \sin \varphi_s (\varphi_n - \varphi_s) + u_q(\varphi_n), \quad (12)$$

где через $u(n)$ для краткости обозначено напряжение, создаваемое в резонаторах сгустками цуга и воздействующее на сгусток с номером n : $u(n) = \sum_{i=1}^{n_B} u_{in}$. Отсюда получается следующее выражение для разброса значений фаз центров тяжести сгустков в стационарном цуге:

$$\Delta\varphi_c = \frac{[u(1) - u(n_B)] |\sin \varphi_s|}{V(\sin^2 \varphi_s + \sin^2 \varphi_q)}. \quad (13)$$

Таким образом, для нахождения разброса фаз центров тяжести сгустков $\Delta\varphi_c$ достаточно вычислить напряжения, создаваемые сгустками цуга в резонаторах и воздействующие на крайние сгустки с номерами $n = 1$ и $n = n_B$.

Непосредственно после пересечения сгустком частиц ускоряющего зазора резонатора в последнем создаётся напряжение, равное $-U_0$ ($U_0 = 2\pi I_0 R_s / Q$, где I_0 — средний ток сгустка за один период ВЧ-напряжения; Q — добротность резонаторов). Затем с течением времени данное напряжение совершает колебания с периодом, равным $2\pi/\omega_c$ (ω_c — собственная частота резонаторов), затухая в e раз за время $\tau_c = 2Q/\omega_c$. На первый (головной) сгусток цуга наибольшее воздействие оказывает последний (хвостовой) сгусток, причём амплитуда наведенного им в резонаторах напряжения ослабляется в пределах одного оборота в $\exp[-q\delta + (n_B - 1)l\delta]$ раз ($\delta = \pi/Q$; целое число l введено для учёта способа заполнения сгустками частиц сепаратрис ускорителя — так, случай $l = 1$ соответствует последовательному заполнению сепаратрис ускорителя, $l = 2$ — случаю, когда любые два соседних сгустка отделены друг от друга пустой сепаратрисой и т.д.) Кроме этого, так как частота ускоряющего напряжения, равная $q\omega_0$, не совпадает, вообще говоря, с ω_c , то имеет место фазовый сдвиг напряжения, наведенного сгустком в резонаторах, относительно ускоряющего напряжения на величину, равную $[q - (n_B - 1)l]\psi$, где ψ — изменение фазы наведенного напряжения за один период ВЧ-напряжения ($\psi = \delta \tan \varphi_q$).

Действие остальных сгустков цуга на сгусток с номером $n = 1$ ослабляется в направлении от хвостовой части цуга к головной, причём при переходе от данного сгустка к соседнему амплитуда напряжения умножается на коэффициент $\exp(-l\delta)$, а его фаза изменяется на величину, равную $l\psi$. При достаточно большой добротности резонаторов величина напряжения $u(1)$ зависит также и от предыдущих оборотов пучка в ускорителе, вклад которых можно учесть описанным выше образом. Мы воспользуемся также следующим упрощающим предположением: как уже отмечалось, величина разброса фаз центров тяжести сгустков обычно мала и можно, поэтому, при вычислении напряжений $u(1)$ и $u(2)$ считать центры тяжести всех сгустков располагающимися точно в синхронных фазах ($\varphi_n = \varphi_s + 2l\pi(n - 1)$). С учётом вышесказанного можно получить для напряжения $u(1)$ следующее выражение:

$$u(1) = -U_0 \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} + e^{-[q - l(n_B - 1)]\xi} \sum_{k=0}^{n_B - 1} e^{-kl\xi} (1 + e^{-q\xi} + e^{-2q\xi} + \dots) \right], \quad (14)$$

где $\xi = \delta + i\psi$.

Аналогичным образом получается формула для напряжения $u(n_B)$. Отличие от предыдущего случая заключается в том, что основное воздействие на хвостовой сгусток пуга оказывает соседний с ним сгусток с номером $n = n_B - 1$. Если продвигаться в направлении головной части пуга, то напряжение, создаваемое произвольным сгустком пуга в месте расположения сгустка с номером n_B , будет отличаться от напряжения, создаваемого там же предыдущим сгустком, множителем $e^{-l\xi}$. Следовательно, с учётом напряжений, создаваемых предыдущими оборотами пуга, получается следующая формула для напряжения $u(n_B)$:

$$u(n_B) = -U_0 \operatorname{Re} \left[-\frac{1}{2} + \sum_{k=0}^{n_B-1} e^{-kl\xi} (1 + e^{-q\xi} + e^{-2q\xi} + \dots) \right]. \quad (15)$$

Таким образом, формула (13) для разброса фаз центров тяжести сгустков пуга с учётом соотношений (14) и (15) может быть преобразована к виду

$$\Delta\varphi_c = \frac{U_0 |\sin \varphi_s|}{V(\sin^2 \varphi_s + \sin^2 \varphi_q)} \operatorname{Re} \frac{e^{-l\xi} + e^{-q\xi} - e^{-n_B l\xi} - e^{-q\xi + (n_B-1)l\xi}}{(1 - e^{-l\xi})(1 - e^{-q\xi})}. \quad (16)$$

Из (16) непосредственно следует, что $\Delta\varphi_c = 0$ в двух случаях: когда в ускорителе имеется единственный сгусток ($n_B = 1$) и в случае n_B равноотстоящих сгустков ($n_B l = q$). Нетрудно также показать, что оно имеет максимум в случае, когда пуг сгустков занимает половину орбиты ускорителя (при $n_B l \simeq q/2$).

Здесь следует отметить, что хотя выделение реальной части из выражения (16) не вызывает принципиальных затруднений, в общем случае данная процедура приводит к чрезвычайно громоздкому выражению. По этой причине ниже представлен результат для частного, но наиболее интересного случая $n_B l \simeq q/2$ в предположении, что величина кратности q достаточно велика ($q \gg 1$), а $|\psi|, \delta \ll 1$, как это обычно бывает на практике:

$$\Delta\varphi_c = \frac{2I_0 R_s |\sin \varphi_s| f(\delta, \psi)}{lV(\sin^2 \varphi_s + \sin^2 \varphi_q)}, \quad (17)$$

где функция f даётся соотношением

$$f = \frac{\delta}{\delta^2 + \psi^2} \frac{\delta \sinh(q\delta/2) + \psi \sin(q\psi/2)}{\cosh(q\delta/2) + \cos(q\psi/2)}. \quad (18)$$

Для параметров У-70 в настоящее время выполняется неравенство $Q \gg q$. В таком случае формула (18) упрощается, и для f получается следующее выражение:

$$f \simeq \frac{q\delta}{4}. \quad (19)$$

Таким образом, при достаточно низкой кратности ускорения и относительно большой величине добротности резонаторов функция f не зависит от расстройки резонаторов. Напротив, в другом крайнем случае (при $Q \ll q$), характерном при использовании в ускоряющей системе высокочастотной отрицательной обратной связи

(RF feedback), функция f оказывается не зависящей от добротности резонаторов, а целиком определяется расстройкой резонаторов, как это следует из формулы (18):

$$f \simeq \cos^2 \phi_q. \quad (20)$$

На рис. 1 в качестве иллюстрации приведена функция f в зависимости от расстройки резонаторов для $q = 30$ (случай ускорителя ИФВЭ), рассчитанная с помощью формулы (18). Расчёт выполнен для трёх значений добротности резонаторов. Варианты $Q = 100$ и $Q = 10$ примерно соответствуют рассмотренным выше предельным случаям, а вариант $Q = 25$ является промежуточным.

В момент переброса фазы ускоряющего напряжения нарушается стационарность ускоряемого пучка. Начиная с этого момента, перестаёт выполняться равенство (12) для фаз центров тяжести сгустков частиц, а справедливым является более общее уравнение (7). После изменения фазы φ_s наибольшие возмущения напряжений, равные по величине $V |\sin \varphi_s| \Delta \varphi_c$, испытывают крайние сгустки пучка. Амплитуда данных возмущений уменьшается до нуля в моменты времени, когда фазы центров тяжести сгустков пучка занимают положение, являющееся зеркальным отражением их расположения относительно синхронной фазы при $\gamma < \gamma_{tr}$.

Таким образом, после завершения скачка критической энергии центры тяжести сгустков начинают совершать обычные фазовые колебания с амплитудой $\Delta \varphi_c$ и частотой Ω_0 , где Ω_0 — частота малых фазовых колебаний, причём данная амплитуда оказывается, согласно соотношению (17), обратно пропорциональной введённому выше целому числу l . Следовательно, наибольшие разбросы орбит центров тяжести сгустков после пересечения пучком критической энергии имеют место при последовательном заполнении сепаратрис ускорителя ($l = 1$). Если же, например, соседние сгустки пучка отделены друг от друга свободной сепаратрисой ($l = 2$), то амплитуды колебаний $\Delta \varphi_c$ ослабевают в два раза по сравнению со случаем последовательного заполнения сепаратрис.

Нетрудно получить следующее выражение для части апертуры вакуумной камеры ΔR , необходимой за критической энергией для радиально-фазовых колебаний центров тяжести крайних сгустков пучка:

$$\Delta R = \frac{2D\Omega_0\Delta\varphi_c}{\eta\omega_{RF}}, \quad (21)$$

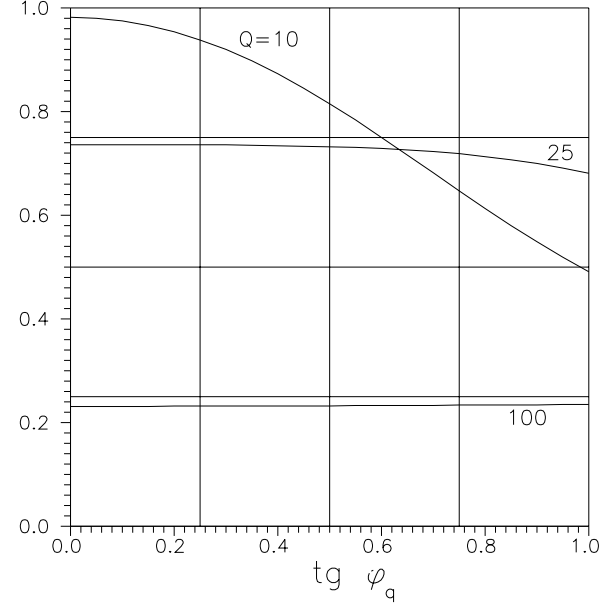


Рис. 1. Зависимость функции f от расстройки резонаторов.

где D — функция, описывающая дисперсию орбит в ускорителе; ω_{RF} — радиочастота. Для оценки первого максимума ΔR , представляющего наибольшую опасность, необходимо подставлять в формулу (21) максимальное значение D , равное 3,5 м в случае У-70, и значение частоты Ω_0 в момент времени $t = t_2$.

Оценим часть радиальной апертуры вакуумной камеры У-70, занимаемую колебаниями центров тяжести сгустков за критической энергией в случае У-70. С этой целью рассмотрим дуг, последовательно заполняющий половину сепаратрис ускорителя ($n_B = 15$, $l = 1$) сгустками частиц с интенсивностью $6 \cdot 10^{11}$ частиц в каждом. Резонаторы У-70 в настоящее время имеют следующие параметры: $R_s = 40 \cdot 5,75$ кОм; $Q = 110$; $V = 400$ кВ; остальные параметры ускорителя следующие: $\cos \varphi_s = 0,35$; $x_0 = 0,5$; $\gamma_{tr} \simeq 9,84$; $\omega_{RF}/2\pi = 6 \cdot 10^6$ с⁻¹; $\Omega_0/2\pi = 79$ с⁻¹. Из формулы (17) с учётом соотношения (19) и приведенных параметров У-70 получается следующее значение для разброса фаз центров тяжести сгустков: $\Delta\varphi_c = 0,136$. Далее, подставляя получившееся значение для $\Delta\varphi_c$ в формулу (21), имеем $\Delta R = 1,58$ см.

3. Результаты численного интегрирования фазового уравнения

Задача о возникновении колебаний центров тяжести сгустков частиц решена выше практически до конца в частном случае дуга точечных сгустков, заполняющего половину орбиты ускорителя. Хотя данный вариант представляется одним из наиболее интересных, во многих других практически интересных случаях подобный аналитический расчёт оказывается невозможным. Так, например, возникают трудности при рассмотрении дуга, содержащего произвольное число сгустков конечной длины, а также в случае отсутствия скачка $\Delta\gamma_{tr}$, когда непосредственно после перехода пучка через критическую энергию нарушается адиабатичность фазового движения сгустков частиц, и полученная выше формула (21) для ΔR теряет смысл. Поэтому было проведено численное интегрирование системы уравнений (1) применительно к параметрам У-70.

Описание методики численного интегрирования системы фазовых уравнений (1) содержится в работе [2]. Так же, как и там, исходное стационарное состояние дуга сгустков определялось в результате решения системы, состоящей из n_B первых уравнений системы (1) при условии $d\Delta p_n/dt = 0$. Решение данной задачи находилось с помощью метода последовательных приближений. Найденное таким способом стационарное состояние дуга сгустков сохранялось в процессе интегрирования системы (1) вплоть до момента переброса фазы ускоряющего напряжения (при расчётах переброс фазы осуществлялся мгновенно в момент времени, соответствующий $\gamma = \gamma_{tr}$). Зависимость конечного результата от длины сгустков, как и следовало ожидать, оказалась довольно слабой, поэтому основная часть расчётов была выполнена для случая “естественной” длительности сгустков в У-70, равной 17 нс.

На рис. 2 представлена зависимость от времени разброса орбит в цуге, состоящем из 15 сгустков частиц, последовательно заполняющих сепаратрисы ускорителя (за начало отсчёта принят момент времени $t = t_2$, соответствующий завершению скачка $\Delta\gamma_{tr}$; параметр x_0 полагался при расчёте равным 0,5). Начальное значение разброса фаз $\Delta\varphi_c$, получившееся в результате итераций исходных положений сгустков частиц в цуге, оказалось равным 0,142. Видно, что разброс орбит ΔR , возникающий в цуге за критической энергией, медленно затухая, колеблется с частотой, равной удвоенной частоте малых фазовых колебаний. Наибольшую опасность представляет первый максимум ΔR , который достигается спустя $\sim 2,5$ мс после выключения скачка $\Delta\gamma_{tr}$, и составляет 1,53 см. Следует отметить хорошее согласие приведенных здесь значений $\Delta\varphi_c$ и максимума ΔR с полученными ранее для данного варианта из формул (17) и (21).

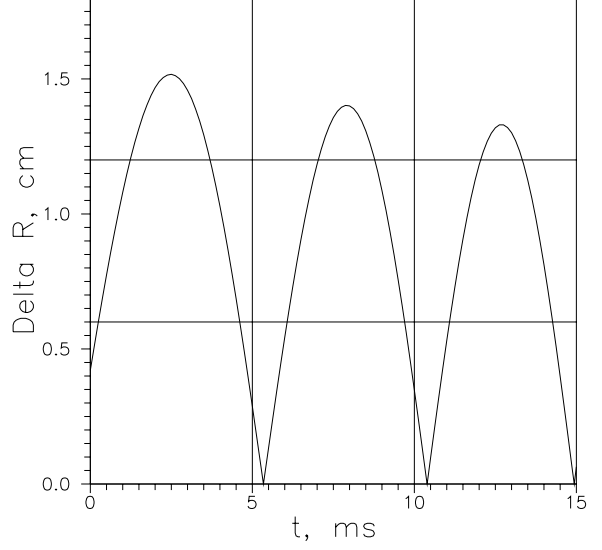


Рис. 2. Зависимость от времени разброса орбит центров тяжести сгустков ($6 \cdot 10^{11}$ частиц в сгустке, $\gamma > \gamma_{tr}$, $n_B = 15$).

На рис. 3 даны максимальные распределения разбросов орбит (первых максимумов ΔR за критической энергией) в зависимости от числа сгустков в цуге n_B . Так же, как и при расчёте варианта, представленного на рис. 2, число частиц в сгустках цуга полагалось равным $6 \cdot 10^{11}$, а сепаратрисы ускорителя заполнялись последовательно. В соответствии с результатами предыдущего раздела, разброс орбит центров тяжести сгустков $\Delta R = 0$ для крайних случаев — при $n_B = 1$ и $n_B = q$, а максимальные величины ΔR имеют место при значениях $n_B \simeq q/2$. Наблюдается также существенная зависимость результата от величины параметра x_0 . Так, наименьшее значение максимума ΔR получается в случае $x_0 = 0$, когда критическая энергия пересекается пучком в начале спадающей части скачка $\Delta\gamma_{tr}$ (при $t = t_1$), однако, как отмечалось выше, данный случай нереализуем на практике из-за неадиабатичности фазового движения частиц при $t < t_1$.

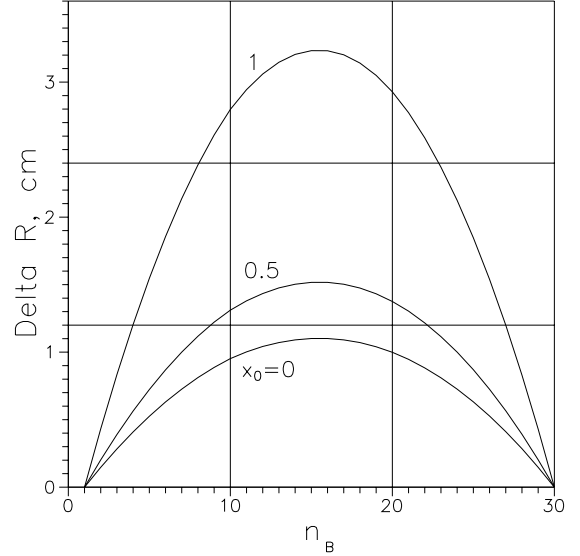


Рис. 3. Максимум разброса орбит центров тяжести сгустков в зависимости от числа сгустков в цуге.

В другом крайнем случае, когда критическая энергия пересекается цугом в момент завершения скачка $\Delta\gamma_{tr}(t)$ ($x_0 = 1$, $t = t_2$), получаются наибольшие значения разбросов центров тяжести сгустков. Данный вариант фактически характеризует ситуацию на ускорителе при выключенной системе скачка критической энергии. С учётом неточности привязки импульса тока, создающего скачок $\Delta\gamma_{tr}$, к магнитному циклу ускорителя, параметр x_0 занимает при работе У-70 некоторый диапазон вблизи значения $x_0 = 0,5$, поэтому следует ожидать, что при указанных выше параметрах максимум разброса орбит может достигать, согласно рис. 3, величины ~ 2 см.

Отметим также, что хотя $\Delta R = 0$ при $n_B = q$, данный случай, однако, никогда не реализуется. Дело в том, что, во-первых, при ускорении интенсивного пучка протонов в У-70 по крайней мере одна сепаратриса ускорителя всегда остаётся свободной (там при выводе пучка из ускорителя располагается передний фронт выводного кикер-магнита). Во-вторых, имеет место значительный разброс числа частиц в сгустках, инжектируемых из бустера, который приводит к дополнительной модуляции на обороте напряжения в резонаторах и, как следствие, к возрастанию начального разброса фаз центров тяжести сгустков $\Delta\varphi_c$, и, в конечном итоге, к увеличению разброса орбит ΔR за критической энергией. Поэтому и в данном случае (при $n_B \simeq q$) также имеет место разброс орбит, максимальная величина которого составляет ~ 1 см для приведенных выше параметров У-70.

Результаты численных расчётов показывают, что зависимость максимального разброса орбит от числа частиц в цуге и шунтового сопротивления резонаторов является линейной. Это объясняется линейной зависимостью от этих величин (при прочих одинаковых условиях) напряжения U_0 , входящего в качестве коэффициента в формулы (17) и (21). Поэтому при увеличении интенсивности У-70 до проектного уровня ($1,7 \cdot 10^{12}$ частиц в сгустке) величина ΔR , необходимая для радиально-фазовых колебаний сгустков, возбуждаемых при переходе цуга через критическую энергию, должна увеличиться примерно в три раза по сравнению с вариантом, представленным на рис. 2, 3. Так, например, в случае цуга из 15 сгустков, последовательно заполняющих сепаратрисы ускорителя, следует ожидать максимальной величины $\Delta R \sim 6$ см.

Амплитуда радиально-фазовых колебаний центров тяжести сгустков частиц, возникающих при переходе цуга через критическую энергию, может быть существенно уменьшена с помощью отрицательной обратной связи, обычно используемой в протонных синхротронах для ослабления эффектов, обусловленных взаимодействием пучка с резонаторами ускоряющей системы (см., например, работы [4 ÷ 6]). С этой целью возможно использование нескольких узкополосных цепей, компенсирующих гармоники частоты обращения пучка в полосе пропускания резонаторов.

Автор благодарен С.В.Иванову за обсуждение работы и замечания.

Список литературы

- [1] Адо Ю.М., Горохов М.Н. и др. — Препринт ИФВЭ 84-120. Серпухов, 1984.
- [2] Пашков П.Т. — Препринт ИФВЭ 96-92. Протвино, 1996.
- [3] Горохов М.Н., Кардаш А.А., Широков В.Г. — Препринт ИФВЭ 80-46. Серпухов, 1980.
- [4] Boussard D. Preprint CERN/SPS/85-31(ARF), Geneva, 1985.
- [5] Pedersen F. Preprint CERN/PS/90-49(AR), Geneva, 1990.
- [6] Иванов С.В. — Препринт ИФВЭ 94-43. Протвино, 1994.

Рукопись поступила 5 июня 1997 г.

П.Т.Пашков

Взаимодействие цуга сгустков с резонаторами ускоряющих станций вблизи критической энергии.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 6.06.97. Формат $60 \times 84/8$. Офсетная печать.
Печ.л. 1,4. Уч.-изд.л. 1,05. Тираж 200. Заказ 1029. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

