

индекс 3624



ЕФИ-712(27)-84

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

А.И.БАРЫШЕВ, Г.А.МАРТИРОСЯН, В.Ц.НИКОГОСЯН,
К.А.САДОЯН

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО
СИНХРОТРОНА В РЕЖИМЕ С ПЛОСКОЙ ВЕРШИНОЙ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ

ЕРЕВАН-1984

Анализ схемных решений для формирования плоской вершины магнитного поля электронного синхротрона показывает, что функционально их можно подразделить на два основных метода:

1. "Добавление" плоского участка к максимуму синусоиды магнитного поля, имеющего частоту $f_1 > f_2$ (при длительности плоской вершины 4 мс $f_1 = 62,5$ Гц).

2. "Срезание" на заданном уровне вершины синусоиды магнитного поля, имеющего частоту $f_2 = 50$ Гц.

Различный характер изменения магнитного поля в процессе цикла ускорения при этих двух методах приводит к тому, что к моменту формирования плоской вершины ускоренный пучок приходит с различными начальными условиями. Требуемая в каждом из этих методов мощность высокочастотного питания ускоряющей системы также различна.

Поскольку указанные соображения могут стать решающими критериями при выборе схемы формирования плоской вершины, для их оценки в данной работе рассматриваются некоторые динамические характеристики ускоренного пучка в режиме плоской вершины и приводится сравнительный анализ потерь энергии и допусков к

точности формирования площадки.

I. Интегральные радиационные потери энергии
в зависимости от метода формирования плоской вершины
магнитного поля синхротрона

При разработке системы для формирования плоской вершины магнитного поля электронного синхротрона возникают задачи, связанные с необходимостью изменения режимов отдельных узлов с целью обеспечения оптимального режима работы ускорителя.

Одним из критериев при создании таких систем является величина необходимой мощности питания ускоряющей системы. Для компенсации потерь энергии на излучение, резко возрастающих с увеличением энергии частиц, требуется значительная мощность высокочастотного питания. Величина высокочастотного напряжения в конце цикла ускорения фактически определяется радиационными потерями, так как большая часть мощности, потребляемой пучком, рассеивается в виде синхротронного излучения и только меньшая используется для увеличения энергии частиц. Полные радиационные потери за один оборот выражаются формулой [1,2]:

$$\Delta E_{\text{изл.}}(t)_{[\text{кэВ}]} = \frac{88,5 E^4(t) [\text{ГэВ}]}{\rho [\text{м}]}, \quad (\text{I.1})$$

где E и ρ - энергия электрона и радиус кривизны орбиты.

В частности, для Ереванского синхротрона при энергии 6 ГэВ максимальные потери за один оборот составляют 4,5 МэВ, а в режиме 7,5 ГэВ они возросли бы до 10,7 МэВ за оборот [3].

Серьезные трудности радиационные эффекты создают при работе ускорителя в режиме с плоской вершиной при высоких уровнях маг-

нитного поля, когда помимо значительного возрастания средней мощности потерь имеет место сильная раскачка радиальных бета-тронных колебаний. Эти явления накладывают определенные условия на принципы построения систем формирования плоской вершины магнитного поля.

Одним из основных факторов, определяющих отличие в величинах радиационных потерь энергии при указанных выше методах формирования плоской вершины, является различный характер изменения производной магнитного поля по времени в процессе цикла ускорения и при переходе на плато, что обуславливает соответствующую форму модуляционной кривой. При втором способе формирования следует отметить воздействие на поведение ускоренного пучка резкого изменения производной магнитного поля в момент его перехода в режим "плато".

Известно, что энергия электрона во время ускорения изменяется пропорционально изменению магнитного поля. Для рассматриваемого случая эта зависимость описывается выражением:

$$\mathcal{E}_3(t) = 300 H_m \rho (1 - \cos \omega t), \quad (\text{I.2})$$

где H_m - амплитуда напряженности переменной составляющей поля в зазоре электромагнита (э)

$\mathcal{E}_3(t)$ - энергия ускоренных электронов (эВ)

ρ - радиус кривизны орбиты (см)

$$\omega t = 2\pi f_k t,$$

где f_k - частота повторения циклов ускорения.

Для второго метода при длительности плоской вершины $\tau = 4$ мс амплитуда поля H_m должна быть выбрана такой, чтобы

за время, равное $(\pi - \frac{\tau}{2})$, $H(t)$ достигло бы значения, соответствующего заданной энергии эжекции $\epsilon_{эж}$, поэтому:

$$H_m = \frac{\epsilon_{эж}}{300\rho [1 - \cos \omega (\pi - \tau/2)]} \quad (I,3)$$

За один оборот частице в среднем передается энергия:

$$\Delta \epsilon_{заг}(t) = eV\rho(t) \cos \varphi_s = \frac{d\epsilon(t)}{dt} T_s + \Delta \epsilon_{узн}(t),$$

или, подставив значения $\epsilon(t)$ и $\Delta \epsilon_{узн}(t)$:

$$\Delta \epsilon_{заг}(t) = \epsilon_m T_s \omega \sin \omega t + \frac{88,5}{\rho} \epsilon_m^4 (1 - \cos \omega t)^4, \quad (I,4)$$

где: $V\rho(t)$ - суммарная амплитуда напряжения на резонаторах,

T_s - период обращения частиц,

φ_s - равновесная фаза,

$\epsilon_m = 300\rho H_m$ - максимальное значение энергии ускоренных частиц.

Уравнение (I,4) справедливо для значений углов, лежащих в интервале $0 < t < t_k$ (рис. I). На участке плоской вершины при $t_k < t < \frac{\tau}{2} + \pi$, когда магнитное поле остается постоянным и ускорение отсутствует, передаваемая энергия определяется только радиационными потерями:

$$\Delta \epsilon_{заг}(t) = \frac{88,5}{\rho} \epsilon_m^4 (1 - \cos \omega t_k)^4, \quad (I,5)$$

где время t_k соответствует началу плоской вершины.

Мощность, потребляемая пучком:

$$P_{пуч}(t) = I_n \frac{\Delta \epsilon_{заг}(t)}{e}, \quad (I,6)$$

где I_n - ток циркулирующего пучка.

6

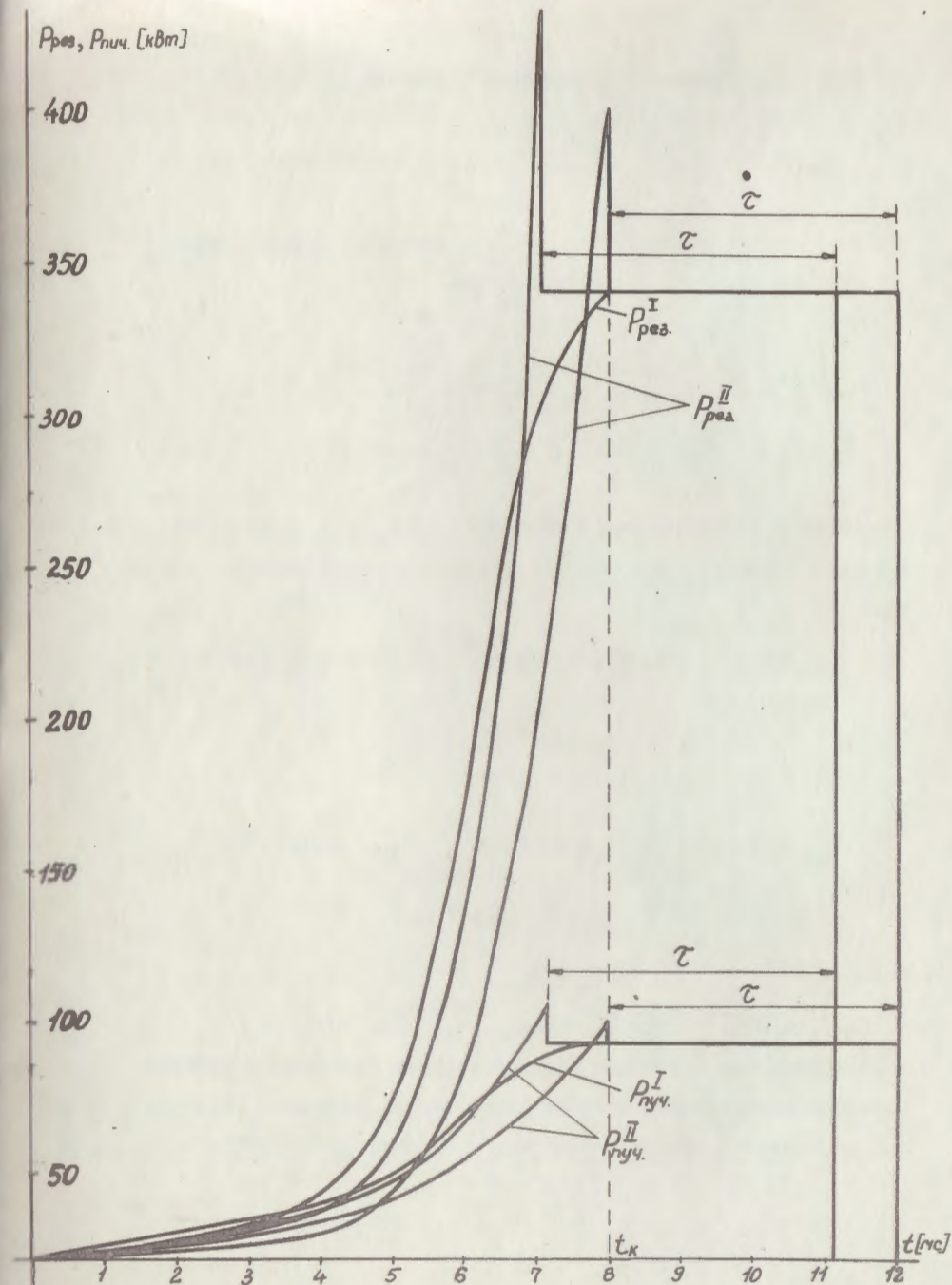


Рис. I. Графики изменения ВЧ-мощности в течение цикла при двух методах формирования плоской вершины

Мгновенная мощность, теряемая в стенках резонаторов:

$$P_{\text{рез.}}(t) = \frac{\Delta \varepsilon_{\text{заг}}^2(t)}{2NR_{\text{ш}} \cos^2 \varphi_s e^2} = K \Delta \varepsilon_{\text{заг}}^2(t), \quad (\text{I.7})$$

где N - число резонаторов, $R_{\text{ш}}$ - шунтовое сопротивление.

Средние значения мощностей равны:

$$\bar{P}_{\text{рез.}} = \frac{1}{T} \int_0^T P_{\text{рез.}}(t) dt = K f \int_0^T \Delta \varepsilon_{\text{заг}}^2(t) dt, \quad (\text{I.8})$$

$$\bar{P}_{\text{пуч.}} = \frac{1}{T} \int_0^T P_{\text{пуч.}}(t) dt = \frac{f}{e} \int_0^T I_n \Delta \varepsilon_{\text{заг}}(t) dt. \quad (\text{I.9})$$

Подставив в эти уравнения значения $\Delta \varepsilon_{\text{заг}}(t)$ из (I.4) и учитывая мощность, расходуемую за время плоской вершины, получим:

$$\begin{aligned} \bar{P}_{\text{рез.}} = Kf \left\{ \int_0^{\pi-\tau/2} \left[\varepsilon_m T_s \omega \sin \omega t + \frac{88,5}{\rho} \varepsilon_m^4 (1 - \cos \omega t)^4 \right]^2 dt + \right. \\ \left. + \int_{\pi-\tau/2}^{\pi+\tau/2} \left[\frac{88,5}{\rho} \varepsilon_m^4 (1 - \cos \omega t)^4 \right]^2 dt \right\}; \end{aligned} \quad (\text{I.10})$$

$$\begin{aligned} \bar{P}_{\text{пуч.}} = f I_n / e \left\{ \int_0^{\pi-\tau/2} \left[\varepsilon_m T_s \omega \sin \omega t + \frac{88,5}{\rho} \varepsilon_m^4 (1 - \cos \omega t)^4 \right] dt + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \int_{\pi-\tau/2}^{\pi+\tau/2} \left[\frac{88,5}{\rho} \varepsilon_m^4 (1 - \cos \omega t)^4 \right] dt \right\}. \end{aligned} \quad (\text{I.11})$$

Обозначив: $\varepsilon_m T_s \omega = \alpha_1$; $\pi - \tau/2 = t_k$;

$$\varepsilon_m T_s \omega = \alpha_1'; \quad \frac{88,5}{\rho} \varepsilon_m^4 = \alpha_2; \quad \frac{88,5}{\rho} \varepsilon_m^4 = \alpha_2',$$

и учитывая, что в течение плоской вершины потери на излучение остаются постоянными, получим окончательно следующие выражения для определения средней мощности, потребляемой пучком, и сред-

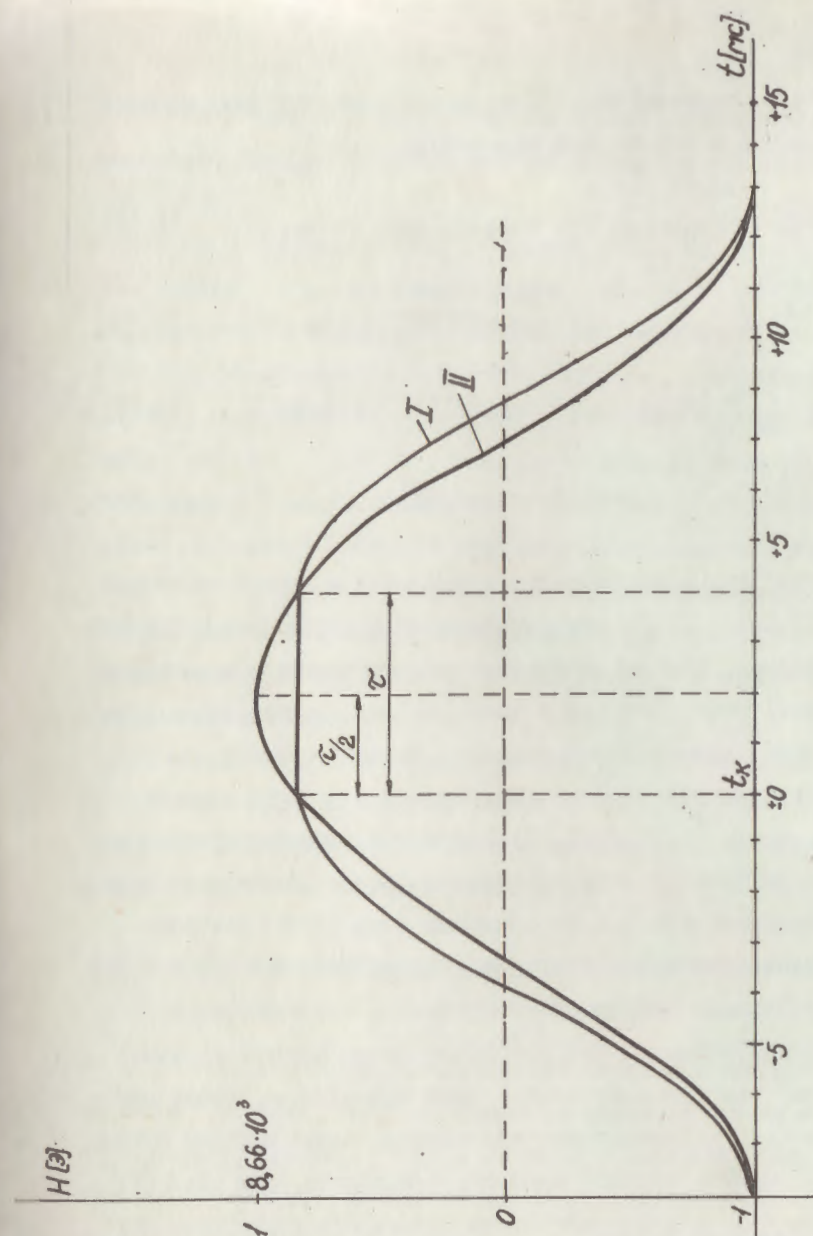


Рис. 2. Зависимость магнитного поля от времени при двух методах формирования плоской вершины

ней мощности, теряемой в стенках резонаторов, при двух методах формирования плоской вершины магнитного поля:

$$\bar{P}_{\text{пуз}}^I = \frac{f I_n}{e} \left\{ \int_0^{t_K} [a_1 \sin \omega_1 t + a_2 (1 - \cos \omega_1 t)^4] dt + \frac{1}{2} \Delta \varepsilon_{\text{изл}} \cdot \tau \right\}; \quad (I.12)$$

$$\bar{P}_{\text{пуз}}^{II} = \frac{f I_n}{e} \left\{ \int_0^{t_K} [a'_1 \sin \omega_2 t + a'_2 (1 - \cos \omega_2 t)^4] dt + \frac{1}{2} \Delta \varepsilon_{\text{изл}} \cdot \tau \right\}; \quad (I.13)$$

$$P_{\text{рез}}^I = K f \left\{ \int_0^{t_K} [a_1 \sin \omega_1 t + a_2 (1 - \cos \omega_1 t)^4]^2 dt + \Delta \varepsilon_{\text{изл}}^2 \cdot \tau \right\}; \quad (I.14)$$

$$P_{\text{рез}}^{II} = K f \left\{ \int_0^{t_K} [a'_1 \sin \omega_2 t + a'_2 (1 - \cos \omega_2 t)^4]^2 dt + \Delta \varepsilon_{\text{изл}}^2 \cdot \tau \right\}. \quad (I.15)$$

Заметим, что подынтегральное выражение в первой части выражений (I.12) - (I.15) представляет собой ту часть средней мощности, которая идет на увеличение энергии частиц и компенсацию радиационных потерь энергии в процессе цикла ускорения, а второе слагаемое характеризует мощность, идущую только на компенсацию потерь энергии на излучение в течение плоской вершины.

По формулам (I.12) - (I.15) определены значения средней мощности для различных режимов работы ускорителя. Результаты вычислений приводятся в табл. I. На основании этих данных построены графики изменения мощности в течение цикла для двух методов формирования плоской вершины при энергии $\varepsilon_{\text{эж}} = 6$ ГаВ (рис. 2).

Графики показывают, что при формировании плоской вершины "срезанием" вершины синусоиды с увеличением N_m растет пиковая мощность, что обусловлено сравнительно более высоким темпом ускорения. Однако средняя мощность уменьшается, так как при увеличении N_m и производной поля сокращается время ускорения.

Это, в свою очередь, приводит к уменьшению амплитуд радиальных колебаний, которые раскачиваются из-за квантового характера излучения.

Расчеты показывают, что в принципе можно добиться значительного уменьшения потребляемой средней мощности ВЧ - питания путем увеличения в допустимых пределах максимального значения управляющего магнитного поля. Так, например, как следует из таблицы, в максимально допустимом для системы питания режиме работы при $N_m = 10,6$ кЭ экономия по средней мощности при формировании плоской вершины по второму методу по сравнению с первым составляет около 24% при длительности плоской вершины $\tau = 3$ мс и энергии 6 ГаВ. При этом время ускорения составляет 90,7%. Средняя мощность, потребляемая пучком при первом методе формирования плоской вершины, больше, чем при втором - на 30% при длительности плато 3 мс.

Проведенное исследование позволяет сделать заключение о том, что с целью экономии средней мощности ВЧ - питания целесообразно формирование плоской вершины магнитного поля осуществлять методом "срезания" вершины синусоиды.

2. Подавление переходных процессов при изменении магнитного поля в момент перехода на плато

Особенностью формирования плоской вершины магнитного поля методом "срезания" вершины синусоиды является резкое изменение производной магнитного поля в момент его перехода в режим плато. Это обстоятельство обуславливает необходимость мгновенного сброса ускоряющего напряжения в момент начала формирования плос-

кой вершины до уровня, необходимого для возмещения потерь энергии частиц на излучение. Однако в реальном резонаторе уменьшение напряжения происходит по закону, определяемому постоянной времени резонатора:

$$U_p = U_0 + U_1 e^{-\delta t}, \quad (2.1)$$

где

$U_0 + U_1$ - напряжение, необходимое в конце цикла ускорения для компенсации потерь на излучение и обеспечение прироста энергии электрона.

Следовательно, за время спада модуляционной кривой до установившегося значения, амплитуды ВЧ - напряжения будут превышать равновесное значение, поэтому при прохождении ускоряющего промежутка в равновесной фазе ψ_s частицы получают приращение энергии большее, чем нужно для равновесного движения. Это приведет к возникновению синхротронных колебаний энергии, радиуса, фазы и частоты обращения частиц вокруг их равновесных значений [1].

На устойчивость движения частиц в процессе формирования площадки оказывают влияние также высокочастотные колебания, возникающие в поле электромагнита в момент коммутации тиристорных ключей. Эти колебания вызваны тем, что закорачивание конденсаторных батарей осуществляется не при нулевом напряжении на резонансном контуре.

Очевидно, что для уменьшения амплитуд синхротронных колебаний в данном случае необходимо воздействовать на характер изменения магнитного поля в момент формирования плоской вершины так, чтобы обеспечить плавный переход поля на плато.

Для этого требуется, чтобы спад напряжения на электромагните до нуля с момента $t = 0$ начала формирования плоской вершины происходил по экспоненте в течение порядка 0,1 мс. Это время приблизительно соответствует длительности протекания переходного процесса при сбросе ВЧ - напряжения в конце цикла ускорения.

С этой целью последовательно с тиристорными ключами подключаются насыщающиеся индуктивности. Для обеспечения заданной кривой изменения напряжения электромагнита насыщающийся дроссель должен характеризоваться соответствующей зависимостью потока от тока [4]. В этом случае схема замещения группы резонансного контура принимает вид:

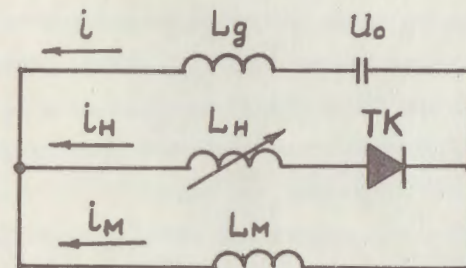


Рис.3 Эквивалентная схема группы резонансного контура

здесь L_N - насыщающаяся индуктивность.

Соотношение величин индуктивностей L_N и L_g таково, что в момент открывания тиристорных ключей прирост тока в цепи

L_N незначителен, благодаря чему изменение формы кривой тока электромагнита также незначительно. Уравнение, описывающее изменение тока электромагнита при срабатывании тиристорных ключей, имеет вид:

$$\frac{di_m}{dt} = \frac{U_0(L_H - L_g) + L_g \frac{di}{dt}}{L_H(L_M + L_g)} \quad (2.2)$$

Как видим, при значениях $L_H \gg L_g$ получаем условие плавного изменения тока электромагнита в момент открывания тиристорных ключей.

3. Потери энергии в контуре электромагнита при формировании плоской вершины магнитного поля

При работе системы питания электромагнита в режиме с плоской вершиной магнитного поля установившиеся значения напряжений и токов в отдельных узлах резонансного контура отличаются от значений при обычном режиме работы. В случае формирования плоской вершины методом "добавления" плоского участка к вершине синусоиды поля происходит также изменение частоты циклов ускорения, поэтому для сохранения её, равной 50 Гц, при длительности плоской вершины 4 мс, резонансный контур должен быть перестроен на частоту 62,5 Гц. Все эти изменения приводят к отклонениям энергетического режима системы питания и с технико-экономической точки зрения выступают дополнительными критериями при выборе оптимального способа формирования плоской вершины.

Расчет потерь мощности в силовых цепях системы питания произведем при двух методах формирования плоской вершины.

Первый метод: Формирование плоской вершины "добавлением" плоского участка к вершине синусоиды (закорачивание конденсаторных батарей резонансного контура).

Действующее значение тока в электромагните в режиме с плос-

кой вершиной складывается из трех составляющих: действующего тока до и после плоской вершины и тока за время плоской вершины:

$$I_{M1} = \sqrt{\frac{1}{T+\tau} \left[2 \int_0^{T/2} (I_n - I_m \cos \omega_0 t)^2 dt + \int_{T/2}^{T/2+\tau} (I_n + I_m)^2 dt \right]}, \quad (3.1)$$

где I_m - амплитуда переменной составляющей тока электромагнита,

I_n - постоянная составляющая тока,

τ - длительность плоской вершины.

При $I_m = I_n$ получим

$$I_{M1} = I_n \sqrt{\frac{3 + 8\alpha}{2(1+\alpha)}}, \quad (3.2)$$

где $\alpha = \tau/T$

Аналогичным путем определяется действующий ток реактора:

$$I_{P1} = \sqrt{\frac{1}{T+\tau} \left[2 \int_0^{T/2} (I_n + I_{mp} \cos \omega_0 t)^2 dt + \int_{T/2}^{T/2+\tau} (I_n - I_m)^2 dt \right]}, \quad (3.3)$$

где I_{mp} - амплитуда тока реактора.

Так как реакторы и магниты по отношению к конденсаторной батарее включены параллельно, то величины токов в них обратно пропорциональны отношению их индуктивностей $\beta = \frac{L_M}{L_P}$, тогда из (3.2) с учетом $I_n = I_m$ получим

$$I_{P1} = \sqrt{\frac{I_n^2}{T+\tau} \left[2 \int_0^{T/2} (1 + \beta \cos \omega_0 t)^2 dt + \int_{T/2}^{T/2+\tau} (1 - \beta)^2 dt \right]}, \quad (3.4)$$

откуда

$$I_{p1} = I_n \sqrt{\frac{2 + \beta^2 + \alpha(1 - \beta)^2}{2(1 + \alpha)}} \quad (3.5)$$

Произведем оценку изменений потерь активной мощности при рассматриваемом методе формирования плоской вершины по отношению к обычному режиму.

Основные потери активной мощности в резонансном контуре складываются из потерь в магнитах и реакторах:

$$P_1 = P_{1M} + P_{1P} = I_{M1}^2 z_M + I_{P1}^2 z_P, \quad (3.6)$$

где z_M и z_P - сопротивления постоянному току обмоток магнитов и реакторов.

Подставив значения токов из (3.1) и (3.5)

$$P_1 = I_n^2 z_M \frac{3 + 8\alpha}{2(1 + \alpha)} + I_n^2 z_P \frac{2 + \beta^2 + \alpha(1 - \beta)^2}{2(1 + \alpha)}, \quad (3.7)$$

откуда

$$P_1 = \frac{I_n^2 \cdot z_M}{2(1 + \alpha)} \left\{ 3 + 8\alpha + \gamma [2 + \beta^2 + \alpha(1 - \beta)^2] \right\}, \quad (3.8)$$

где $\gamma = z_P / z_M$

Для Ереванского синхротрона значения действующих токов и потерь активной мощности, вычисленные по формулам (3.2), (3.5) и (3.8) равны:

а) в обычном режиме работы системы питания, без плоской вершины при $\alpha = 0$, $\beta = \frac{1}{3}$ и $\gamma = 1,6$

$$I_M = 1,23 I_n; \quad I_P = 1,03 I_n; \quad P = 3,18 I_n^2 z_M;$$

б) в режиме с плоской вершиной при $\alpha = 0,2$, $\beta = \frac{1}{3}$; $\gamma = 1,6$

$$I_{M1} = 1,38 I_n; \quad I_{P1} = 0,95 I_n; \quad P_1 = 3,4 I_n^2 z_M.$$

Из полученных результатов следует, что при формировании плоской вершины методом "добавления" плоского участка к вершине синусоиды действующий ток в электромагните по отношению к обычному режиму увеличивается на 15%, а в реакторе уменьшается на 5%. Различный характер изменения токов объясняется тем, что переменная составляющая тока в электромагните и ток в реакторе изменяются в противофазе.

Увеличение потерь активной мощности по отношению к обычному режиму составляет ~10%. Однако следует учесть также суммарные потери в дополнительном оборудовании системы плоской вершины: в тиристорных ключах и в системе их запитания, добавочных дросселях, кабелях и др., составляющие порядка 10% от активной мощности системы питания. Таким образом, общее увеличение активных потерь составляет в этом случае около 20%.

Второй метод: "Срезание" вершины синусоиды магнитного поля (закорачивание последовательно включенных конденсаторной батареи и дополнительной индуктивности).

В отличие от первого метода формирования плато в этом случае резонансная частота контура равна 50 Гц, а амплитуда переменной составляющей и величина постоянной составляющей тока увеличивается до значения, при котором обеспечивается возможность формирования плоской вершины требуемой длительности на уровне поля, соответствующем заданной энергии ускоренных частиц.

Выражение для действующего тока в электромагните в этом случае имеет вид:

$$I_{M2} = \sqrt{\frac{1}{T} \left[2K^2 \int_0^{T/2} (I_n - I_m \cos \omega_0 t)^2 dt + \int_{T/2}^T (I_n + I_m)^2 dt \right]}, \quad (3.9)$$

или

$$I_{M2} = \sqrt{\frac{1}{T} \left[2K^2 \int_0^{T/2(1-\alpha)} I_n^2 (1 - \cos \omega_0 t)^2 dt + \int_{T/2(1-\alpha)}^{T/2(1+\alpha)} 4I_n^2 dt \right]}, \quad (3.10)$$

откуда

$$I_{M2} = I_n \sqrt{K^2 \left[\frac{3}{2}(1-\alpha) - \frac{2}{\pi} \sin \pi(1-\alpha) + \frac{1}{4\pi} \sin 2\pi(1-\alpha) \right] + 4\alpha}, \quad (3.11)$$

где $K = \frac{2}{\cos \pi\alpha + 1}$ - коэффициент, определяющий отношение максимального поля к полю на уровне плоской вершины.

Действующий ток реактора

$$I_{P2} = \sqrt{\frac{1}{T} \left[2 \int_0^{T/2(1-\alpha)} K^2 (I_n + I_{mp} \cos \omega_0 t)^2 dt + \int_{T/2(1-\alpha)}^{T/2(1+\alpha)} K^2 (I_n - I_p)^2 dt \right]}, \quad (3.12)$$

или

$$I_{P2} = \sqrt{\frac{K^2 I_n^2}{T} \left[2 \int_0^{T/2(1-\alpha)} (1 + \beta \cos \omega_0 t)^2 dt + \int_{T/2(1-\alpha)}^{T/2(1+\alpha)} (1 - \beta)^2 dt \right]}, \quad (3.13)$$

откуда

$$I_{P2} = K I_n \sqrt{\left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right)(1-\alpha) + \frac{2\beta}{\pi} \sin \pi(1-\alpha) + \frac{\beta^2}{4\pi} \sin 2\pi(1-\alpha) + \alpha(1-\beta)^2}, \quad (3.14)$$

Потери активной мощности, как и в предыдущем случае,

$$P_2 = P_{2M} + P_{2P} = I_{M2}^2 z_M + I_{P2}^2 z_P.$$

Подставим значения токов из (3.11) и (3.14):

$$P_2 = I_n^2 z_M \left\{ K^2 \left[\frac{3}{2}(1-\alpha) - \frac{2}{\pi} \sin \pi(1-\alpha) + \frac{1}{4\pi} \sin 2\pi(1-\alpha) \right] + 4\alpha \right\} + K^2 I_n^2 z_P \left[\left(1 + \frac{\beta^2}{2}\right)(1-\alpha) + \frac{2\beta}{\pi} \sin \pi(1-\alpha) + \frac{\beta^2}{4\pi} \sin 2\pi(1-\alpha) + \alpha(1-\beta)^2 \right], \quad (3.15)$$

откуда

$$P_2 = K^2 I_n^2 z_M \left\{ \left[\frac{1}{2}(1-\alpha)(3 + 2\gamma + \gamma\beta^2) + \frac{4\alpha}{K^2} + \gamma\alpha(1-\beta)^2 \right] - \frac{2}{\pi} \left[(1-\gamma\beta) \sin \pi(1-\alpha) - \frac{1}{8}(1+\gamma\beta^2) \sin 2\pi(1-\alpha) \right] \right\}. \quad (3.16)$$

Для Ереванского синхротрона при $\alpha=0,2$, $\beta=\frac{1}{3}$, $\gamma=1,6$ и $K=1,1$ по формулам (3.11), (3.14) и (3.16) получим:

$$I_{M2} = 1,3 I_n, \quad I_{P2} = 1,1 I_n; \quad P_2 = 3,7 I_n^2 z_M,$$

т.е. при формировании плоской вершины методом "срезания" вершины синусоиды действующее значение тока увеличивается по отношению к обычному режиму: в электромагните - на 11%, в реакторах - на 10%.

Увеличение потерь мощности составляет в этом случае 15%, а с учетом потерь в дополнительном оборудовании плоской вершины - 25%.

Результаты, полученные для Ереванского синхротрона, приводятся в табл.2, откуда следует, что в обоих вариантах формирования плоской вершины происходит увеличение потерь активной мощности: на 19% - при первом методе и на 25% - при втором. Относительно небольшая разница в потерях позволяет считать, что

таблица 1

Способ формиро- вания плоской вершины	Мощность потерь	Мощность в ре- жиме без плос- кой вершины		Средняя мощность $P_{ср. кВт}$ при дли- тельности плос- кой вершины $\tau [с]$			Экономия по средней мощ- ности (%) при II спосо- бе по отношению к I способу				Время ускорен- ия $t [с]$	Макс. значе- ние поля $H [кЭ]$	a_1 [a'_1]	a_2 [a'_2]
		Пиковая мощность $P_{пик. кВт}$	Средняя мощ- ность $P_{ср. кВт}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	При длительности пл. вершины $\tau [с]$							
							В режи- ме без плос. вершины	$4 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$				
I способ $F_1 = 62,5 Гц$	$P_{рез.}$	340	34,3	102	85	68,5	-	-	-	-	$8 \cdot 10^{-3}$	4,37	0,85	0,28
	$P_{пуз.}$	90	14	32	27,5	23								
$F_2 = 50 Гц$ 1-й режим	$P_{рез.}$	400	22,8	90,5	73,5	56,5	50,3	12,7	15,7	21	$8 \cdot 10^{-3}$	4,9	0,755	0,421
	$P_{пуз.}$	100	8,8	26,8	22,3	17,8	59	20	23,5	29				
II способ 2-ой режим	$P_{рез.}$	440	18	85,5	68,5	51,7	90,7	19	23,8	32	$7,1 \cdot 10^{-3}$	5,3	0,843	0,66
	$P_{пуз.}$	103	8,09	26,09	21,09	17,1	73,5	22,2	30	34,5				

по энергетическим соотношениям оба варианта приблизительно
равноценны.

Таблица 2

Режим работы	II метод формиро- вания плоской вершины	I метод формиро- вания плоской вершины
$\frac{I_{m1,2}}{I_m}$	1,4	1,3
$\frac{I_{p1,2}}{P}$	0,95	1,12
$\frac{P_{1,2}}{P}$	1,09	1,15
$P_{гон}$	0,1	0,1
$\frac{\sum P_{1,2}}{P}$	1,19	1,25

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Комар Е.Г. Ускорители заряженных частиц. М.:1964,Атомиздат.
2. Ускорители. Перевод с английского и немецкого.М.:Госиздат по атомной науке и технике ГКАЗ СССР, 1962.
3. Алиханян А.И. и др. Проектное задание на сооружение электронного кольцевого ускорителя ФИАН Арм ССР, Ереван,1959.
4. Hemmie Vorschlag einer Schaltung, die einen langen Teilchenpuls erzeugt (Flat top). Preprint DESY, Hamburg, den 1967

Рукопись поступила 6 марта 1984 г.

А.И.БАРЫШЕВ, Г.А.МАРТИРОСЯН, В.Ц.НИКОГОСЯН, К.А.САДЯН
ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО
СИНХРОТРОНА В РЕЖИМЕ С ПЛОСКОЙ ВЕРШИНОЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 29/УП-84г. ВФ-11861 Формат 60x84/16

Офсетная печать.Уч.изд.л. 1,5 Тираж 299 экз.Ц 22 к

Зак.тип. № 746

Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маргаряна 2