

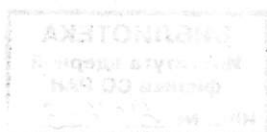
B381.1  
B.85

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ПРОБЛЕМАМ УСКОРЕНИЯ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

ТРУДЫ  
ВТОРОГО ВСЕСОЮЗНОГО  
СОВЕЩАНИЯ  
ПО УСКОРИТЕЛЯМ  
ЗАРЯЖЕННЫХ  
ЧАСТИЦ

*(Москва, 11—18 ноября 1970 г.)*

Том II



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
Москва 1972

чае, поскольку прохождение не является полным, эмиттанс, наверное, увеличивается. Но мы надеемся, что при дополнительных мерах, которые мы собираемся принять, при еще более тщательной коррекции резонансной полосы, можно, при достаточно быстром прохождении резонанса, почти полностью устранить возращение эмиттанса пучка.

К. Райх. Силы пространственного заряда смещают  $Q$  на диаграмме частот по прямой, угол наклона которой зависит от формы пучка. Планируете ли Вы корректировать запрещенную полосу на 19-й гармонике?

Э.А. Мяз. В начале доклада я говорил о том, что созданная система позволяет производить независимую регулировку ширины резонанса по  $z$  и по  $\tau$ . Я объяснил, почему оказалась нескорректированной резонансная ширина по  $\tau$ . Мы настраивали систему коррекции по максимуму интенсивности. Сдвиг частоты в  $z$ -направлении по нашим расчетам в два раза сильнее, чем в  $\tau$ -направлении, поэтому оказалась скомпенсированной полоса по  $z$ . Что касается коррекции и резонанса по  $\tau$ , то имеющиеся у нас более поздние данные позволяют надеяться, что мы сможем скорректировать и его тоже.

## 89. ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ЗАМКНУТОГО ПРОТОННОГО ПУЧКА В ИОНИЗИРОВАННОМ ОСТАТОЧНОМ ГАЗЕ

Г.И. Димов, В.Г. Шамо́вский, В.Е. Чуприянов

(Институт ядерной физики СО АН СССР)

Для нахождения условий компенсации пространственного заряда в ускорителях нами изучается влияние вторичных заряженных частиц на пучок циркулирующих протонов.

Эксперименты проводятся на кольцевой ведущей дорожке с постоянным магнитным полем. Средний радиус орбиты 100 см, рабочее сечение  $5 \times 3,5$  см<sup>2</sup>. Дорожка имеет 4 прямолинейных промежутка, длина которых в 2,5 раза больше радиуса кривизны в поворотных магнитах и составляет 100 см. Введение длинных промежутков позволило избежать в слабофокусирующем поле продольной неустойчивости типа "отрицательной массы" и облегчает размещение функциональных и контрольных устройств. С помощью корректирующих обмоток можно изменять в широких пределах частоты бетатронных колебаний. Нами выбрана рабочая точка с частотами  $\nu_x = 1,60$  и  $\nu_z = 0,88$ . При этом коэффициент уплотнения орбит  $\alpha$  составляет 0,5. Указанные величины были измерены непосредственно на циркулирующем пучке. Инжекция протонов на дорожку производится перезарядным методом [1]. Время инжекции до 1 мсек, ток инжекции до 1 ма. Энергия протонов 1 Мэв. Ионизационные потери циркулирующих протонов в перезарядной мишени и на остаточном газе могут компенсироваться вихревым электрическим полем, сосредоточенным в зазоре. Вихревое поле индуцируется железным сердечником, охватывающим один из прямолинейных промежутков. Максимальное изменение магнитного потока в индукционном сердечнике составляет 300 вольт за миллисекунду. Электропитание производится от лампового модулятора, что позволяет легко регулировать временной характер компенсирующего напряжения.

Накопительная дорожка оснащена системой вытягивающих электродов для удаления из протонного пучка вторичных частиц по всей длине орбиты. Предусмотрена возможность выключения вытягивающего напряжения за время  $\sim 1$  мксек одновременно на всех электродах. Геометрия системы вытягивающих электродов выбрана из условия минимального влияния вы-

тягивающего напряжения на движение протонного пучка. Так, сдвиг частот бетатронных колебаний при включении вытягивающего напряжения в 2кв не превышает 0,01. Измерение тока циркулирующих протонов производится поясом Роговского и электронным коллектором [2]. Наблюдение за когерентными колебаниями пучка производится с помощью системы индукционных электродов с полосой пропускания до 200 Мгц. Потенциал протонного пучка определяется по спектру вторичных ионов, выходящих из пучка поперек магнитного поля [3]. Положение, размеры и распределение потерь протонного пучка наблюдаются с помощью подвижных датчиков с замагничением вторичной электронной эмиссии. На рис. 1 представлена схема накопительной дорожки.

Исследование накопления протонов показало, что характер поведения протонного пучка на дорожке, устойчивость и предельный накопленный ток существенно зависят от давления остаточного газа в камере, а в некоторых случаях и от рода газа.

При среднем остаточном давлении в камере до  $4,6 \cdot 10^{-11}$  тор и удалении с орбиты всех вторичных частиц число протонов на дорожке ограничивается величиной  $\sim 1,7 \cdot 10^{11}$ , что по порядку величины соответствует сдвигу рабочей точки к резонансу  $\nu_x = 3/2$ . Потенциал пространственного заряда пучка, измеренный по спектру вторичных ионов, в этом случае имеет величину 300 в.

Быстрое выключение вытягивающего напряжения приводит к развитию интенсивных вертикальных колебаний, что резко увеличивает потери протонов по вертикали и снижает протонный ток на дорожке (рис. 2).

Спектр частот колебаний (рис. 3) зависит от полного тока на дорожке и при числе частиц  $\sim 1,5 \cdot 10^{11}$  лежит в диапазоне 30 - 50 Мгц (14 - 25 моды колебаний), а при числе  $\sim 1,7 \cdot 10^{11}$  - в полосе 10-30 Мгц (4 - 14 моды).

Порог развития этой неустойчивости зависит от энергетического разброса циркулирующего пучка и при разбросе  $5 \cdot 10^{-3}$  составляет  $0,9 \cdot 10^{10}$ .

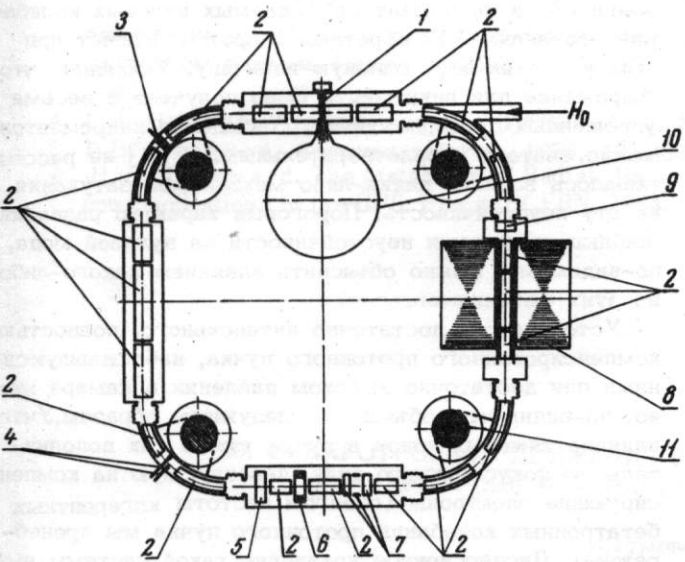


Рис. 1. Схема накопительной дорожки

1 - перезарядная мишень; 2 - вытягивающие электроды; 3 - пробник вертикального положения пучка; 4 - пробники радиального положения пучка; 5 - электронный коллектор; 6 - пояс Роговского; 7 - индукционные электроды; 8 - бетатронный сердечник; 9 - цилиндр Фарадея; 10 - буферный объем; 11 - поворотный магнит

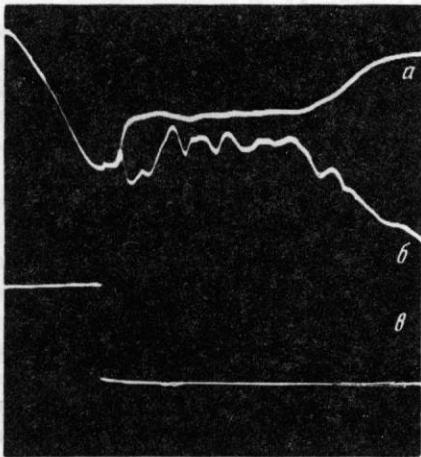


Рис. 2. Ток протонов на дорожке (а), детектированный сигнал с индукционных электродов вертикального положения пучка (б), напряжение на вытягивающих пластинах (в). По горизонтали 100 мксек/дел

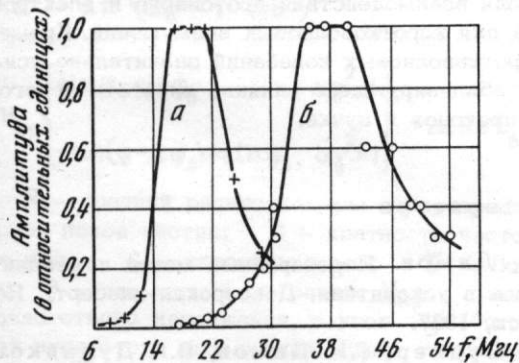


Рис. 3. Спектр сигнала с индукционных электродов вертикального положения пучка  
а -  $N = 1,7 \cdot 10^{10}$  частиц; б -  $N = 1,5 \cdot 10^{11}$  частиц

При давлении остаточного газа в камере, превышающем некоторое критическое, зависящее от рода газа, поведение и неустойчивость циркулирующего пучка качественно меняются. При включенном вытягивающем напряжении, по достижении на дорожке некоторой пороговой величины тока, развиваются интенсивные когерентные вертикальные колебания на нулевой моде (частота 1,42 МГц). Порог развития этой неустойчивости и ее инкремент зависят от остаточного давления в камере и рода газа (рис. 4). Инкремент с достаточно хорошей степенью точности пропорционален сечению ионизации остаточного газа протонами, плотности остаточного газа и монотонно возрастает с ростом его молекулярного веса.

После выключения вытягивающего напряжения когерентные колебания протонного пучка на нулевой моде затухают за время 5 мсек.

Дальнейшее поведение пучка снова зависит от плотности и рода газа в камере. Существует второе критическое давление остаточного газа, которое определяется некоторой критической скоростью образования вторичных ионов, не зависящей от рода газа. Критический ток рождающихся во всей камере ионов примерно равен орбитальному протонному току.

При скорости образования вторичных ионов меньшей критической колебания на нулевой моде переходят в описанные выше высокочастотные вертикальные коле-

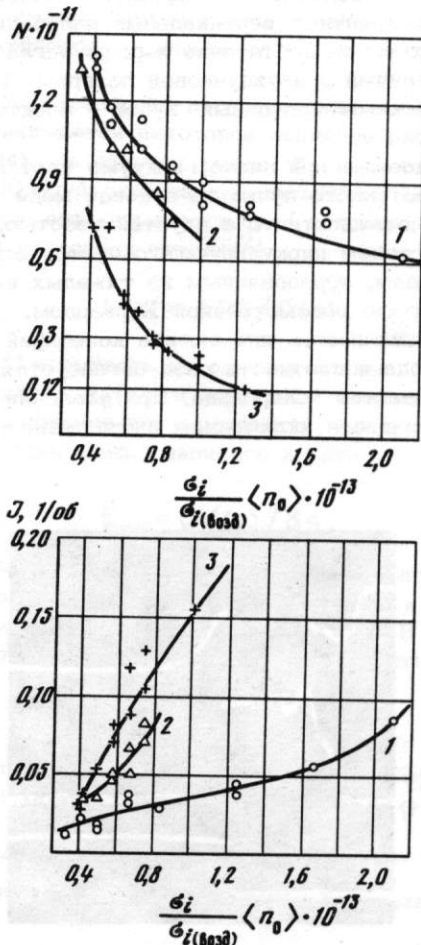


Рис. 4. Зависимость инкремента (J) и порога (N) развития неустойчивости от давления и рода остаточного газа

1 - водород; 2 - гелий; 3 - воздух

бания. Если же скорость образования вторичных ионов превосходит это критическое значение, что, в частности, для воздуха соответствует среднему давлению в камере  $3,2 \cdot 10^{-4}$  тор, то при выключении вытягивающего напряжения после достаточно быстрого затухания колебаний на нулевой моде циркулирующий протонный пучок оказывается полностью устойчивым. Это резко снижает потери частиц по вертикали и увеличивает коэффициент захвата до величины, близкой к единице (рис. 5). Время накопления протонов в этом случае определяется в основном временем жизни протона по многократному рассеянию.

Изменение потенциала пучка в этом случае показывает, что степень компенсации пространственного заряда протонного пучка вторичными электронами близка к 100% при его полной устойчивости и числе частиц на дорожке  $\sim 1,5 \cdot 10^{11}$ .

Следует особо подчеркнуть, что без операции удаления вторичных заряженных частиц на начальной стадии инжекции протонов на дорожке удается накопить не более чем  $1,5 \cdot 10^{10}$  протонов вследствие развития когерентной высокочастотной неустойчивости пучка, описанной выше.

Достижение устойчивой компенсации пространственного заряда протонного пучка при интенсивности порядка предельной по пространственному заряду позволяет надеяться преодолеть этот предел.

Как видно из предыдущего, взаимодействие пучка циркулирующих протонов со вторичными заряженными частицами приводит к ряду эффектов. Качественное поведение когерентных вертикальных колебаний протонов на высоких модах достаточно хорошо согласуется с представлениями о двухпучковой поперечной неустойчивости системы протонный пучок - электронный шнур [3 - 5].

Наблюдаемые при низком вакууме вертикальные колебания протонного пучка на нулевой моде можно, по-видимому, отождествить с неустойчивостью, вызванной взаимодействием циркулирующего протонного пучка со своим следом, образованным из тяжелых вторичных ионов, впервые рассмотренной Хервардом. Экспериментальная зависимость инкремента колебаний на нулевой моде от рода и плотности газа согласуется с поведением инкремента Херварда. При давлении воздуха  $2,3 \cdot 10^{-4}$  тор и при включенном вытягивающем напря-

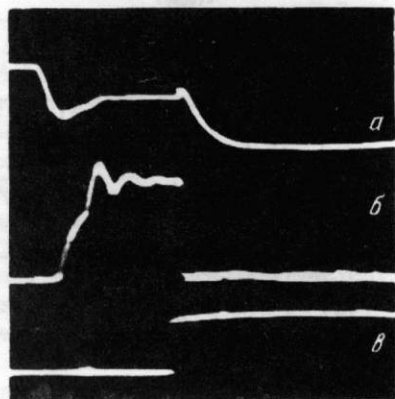


Рис. 5. Ток протонов на дорожке (а), протектированный сигнал с индукционных электродов вертикального положения пучка (б), напряжение на вытягивающих пластинах (в). По горизонтали 50 мксек/дел

жении 800 в инкремент наблюдаемых нулевых колебаний составлял 0,12 обратных оборотов. Расчет при этих условиях дает близкую величину. Учитывая, что выражение для инкремента было получено в весьма упрощенных предположениях, совпадение инкрементов можно считать удовлетворительным. В [6] не рассматривалось влияние каких-либо механизмов затухания на эту неустойчивость. Пороговый характер развития наблюдаемой нами неустойчивости на нулевой моде, по-видимому, можно объяснить влиянием какого-либо из этих механизмов.

Устойчивость достаточно интенсивного, полностью компенсированного протонного пучка, наблюдавшуюся нами при достаточно высоком давлении в камере можно, по-видимому, объяснить следующим образом. Учет влияния тяжелых ионов в пучке только как дополнительную фокусирующую силу, действующую на компенсирующие электроны (сдвигом частоты когерентных бетатронных колебаний протонного пучка мы пренебрежем). Дисперсионное уравнение такой системы имеет вид

$$F = \frac{\rho \frac{n_e}{n}}{(k-f)^2 - \nu^2} + \frac{\rho \frac{M}{m}}{f^2 - \rho \frac{M}{m} \frac{n_i}{n}} = 1,$$

где  $\rho = \frac{n}{n^*}$ ,  $n^* = \frac{M \omega_0^2}{2\pi c e^2}$ ;  $\omega_0$  - частота обращения протонов;  $n_e, n_i, n$  - плотность электронов, вторичных ионов и протонов соответственно;  $k$  - номер моды;  $M$  и  $m$  - массы протона и электрона. Из дисперсионного уравнения следует, что такая система устойчива на модах

$$k < \nu + \sqrt{\frac{M}{m} \frac{n_i}{n^*}}.$$

Как видно из этого выражения, устойчивость системы зависит от абсолютной плотности вторичных ионов. Это, в частности, объясняет положительный эффект очистки пучка от вторичных частиц начальной стадии накопления. При малой плотности протонов на орбите степень ионизации остаточного газа низка и не обеспечивает устойчивости. При среднем остаточном давлении в камере  $\sim 4 \cdot 10^{-5}$  тор (воздух) плотность ионов в пучке  $n_i \sim 2n^*$ , что соответствует устойчивости протонного пучка на модах до  $k \sim 60$ . Тот факт, что неустойчивость не развивается на очень высоких модах, можно, по-видимому, объяснить ослаблением эффективного поля взаимодействия протонного и электронного пучков для коротковолновых возмущений. Кроме того, для коротковолновых колебаний значительно усиливается стабилизирующее влияние энергетического разброса протонов в пучке.

#### Литература

1. Г.И. Димов. Перезарядный метод инжекции протонов в ускорители. Докторская диссерт., Новосибирск, 1967.
2. Г.И. Будкер, Г.И. Димов, В.Г. Дудников. Атомная энергия, 1967, 22, 348.
3. Г.И. Димов, В.Г. Дудников, А.А. Соколов, В.Г. Шамовский. Экспериментальное исследование

накопления протонов на кольцевой дорожке в бетатронном режиме. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1969.

4. Г.И. Будкер. Атомная энергия, 1956, 1, № 5, 9.
5. Б.В. Чириков. Атомная энергия, 1956, 19, 239.
6. H. G. Hereward. The Instability of Radial Beta-tion Oscillations in the GPS. Preprint CERN, 1964.

А.А. Коломенский. Какова конечная цель Ваших исследований?

В.Г. Шамовский. Цель наших исследований - уменьшить ограничения по пространственному заряду в начальной части ускорителя и продвинуться в область меньших энергий.

## 90. СИНХРОТРОННОЕ ДВИЖЕНИЕ В ЖЕСТКОФОКУСИРУЮЩЕМ ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

И.Гумовски, К.Райх

(ЦЕРН)

### 1. Введение

Если синхротронное движение в случае пренебрежимо малых сил, связанных с пространственными зарядами, хорошо известно [1], то это не совсем так для пучков большой интенсивности, когда силы, связанные с пространственными зарядами, уже не малы по сравнению с внешней фокусирующей силой. Нами исследован статический случай (решение уравнения Пуассона с внесением релятивистской поправки) для четырех распределений частиц: 1) постоянная плотность в продольном фазовом пространстве [2-4], 2) распределение по параболическому закону в геометрическом пространстве [5, 6], 3) распределение по закону  $\cos^2$  в геометрическом пространстве [7] и 4) постоянная объемная плотность внутри эллипсоида в геометрическом пространстве. Результаты выражены через площади высокочастотных областей захвата (или "банчей"), коэффициенты группировки и синхротронные частоты как функции числа циркулирующих частиц.

В предположении синусоидальной формы высокочастотного напряжения и отсутствия в частоте ошибок ускоряющего поля синхротронное движение при наличии поля  $E_{s\gamma}$  продольного пространственного заряда можно выразить уравнением [1-6]<sup>1</sup>:

$$\frac{2\pi R^2 E_0}{hc^2} \frac{d}{dt} \left( \frac{\gamma^3}{\alpha\gamma^2 - 1} \frac{d\psi}{dt} \right) =$$

$$= eV_{RF} \left\{ \begin{array}{l} \sin\psi - \sin\psi_0, \quad \alpha\gamma^2 < 1 \\ -\sin(\psi - 2\psi_0) - \sin\psi_0, \quad \alpha\gamma^2 > 1 \end{array} \right\} + 2\pi R e E_{s\gamma} (\psi - \psi_0), \quad (1)$$

где  $R$  - средний радиус камеры синхротрона;  $E_0$  - энергия покоя частиц;  $h$  - кратность частоты ускоряющего поля;  $c$  - скорость света;  $\gamma$  - Лоренц-фактор;  $e$  - элементарный заряд;  $V_{RF}$  - амплитуда высокочастотного напряжения, а угол  $\psi$  отсчитывается от нуля этого напряжения. Выше точки перехода при-

нята удобная для расчета форма [9] уравнения (1): при этом значения  $\psi$  всегда лежат в интервале  $-\pi \leq \psi \leq \pi$  (для устойчивого движения), а величина  $\psi_0$  остается постоянной.

Для простоты принято, что: 1)  $E_{s\gamma}$  зависит только от продольной координаты  $s$ , 2) пучок и вакуумная камера имеют круговые поперечные сечения и 3) эта камера однородна, лишена потерь и коаксиальна с пучком.

Чтобы определить распределение поля, явно или неявно принимается некоторое линейное распределение заряда  $\lambda(s)$  на единицу длины  $s$  и рассчитывается соответствующий статический потенциал, используя формулу для емкости коаксиала (которая не учитывает эффекты на концах сгустка)<sup>2</sup>:

$$V(s) = \lambda(s) / C(s), \quad (2)$$

где  $C(s)$  - емкость на единицу длины  $s$  между пучком радиуса  $a_p(s)$  и вакуумной камерой радиуса  $a_v$ .

Тогда продольную компоненту электрического поля на оси пучка можно записать в виде

$$E_{s0} = dV(s) / ds. \quad (3)$$

Чтобы ввести в (3) релятивистскую поправку, заменяют все длины  $l$  измеренные вдоль оси  $s$  на  $\gamma l$ , а плотность заряда  $\lambda(s)$  на  $\gamma^{-1} \lambda(s)$ . В большинстве рассматриваемых случаев это эквивалентно замене

$$E_{s\gamma} = \gamma^{-2} E_{s0}.$$

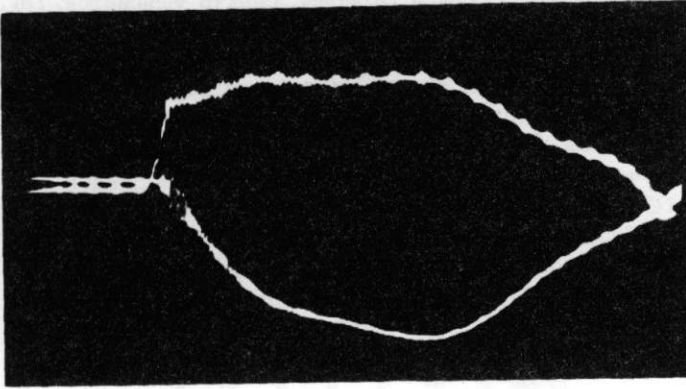
Если пренебречь изменением  $\gamma$  со временем, уравнение (1) можно проинтегрировать по  $\psi$ <sup>3</sup>

<sup>2</sup> Допустимость такого упрощения показана в Приложении.

<sup>3</sup> Во многих практических случаях нужно оценить влияние пространственного заряда после того, как имело место адиабатическое затухание какого-либо типа. Для этого необходимо решить уравнение (1), учитывая, что  $E_{s\gamma}(\psi - \psi_0)$  зависит от  $\gamma$ .

<sup>1</sup> Более подробные данные приведены во внутреннем отчете ЦЕРН [8].

дуляторам мощностью 30 квт. При напряженности поля в конце импульса  $0,4 \cdot 10^6$  в/м может быть



Нарастающий импульс ускоряющего напряжения и ток, протекающий через обмотку индуктора

получен прирост энергии 600 кэв, соответствующий характеру нарастания магнитного поля в синхротроне за 2 мксек.

#### Литература

1. M.H. Blewett et al. Rev. Sci. Instr. 24, No 9, 861, 1953.
2. D. Kenneth Wells et al. Rev. Sci. Instr. 31, No 9, 942, 1960.
3. F.E. Mills et al., Rev. Sci. Instr, 35, No 11, 1451, 1964.
4. Д.Г.Борисов и др.Сб. "Линейные ускорители", Материалы У1 итоговой конференции ХФТИ, 69/13, Харьков, 1969, стр.69.
5. А.И.Анацкий, П.В.Букаев, Е.П.Хальчицкий. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, М., ВИНТИ, 1970, стр.231.

### 106. О СУММЕ ДЕКРЕМЕНТОВ КОГЕРЕНТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЕ

Я.С.Дербенев, Н.С.Диканский, Д.В.Пестриков

(Институт ядерной физики СО АН СССР)

1. Как известно, коллективное взаимодействие пучка с внешней системой (в.с.) может приводить к развитию в пучке неустойчивостей, препятствуя тем самым накоплению больших токов. Известен ряд способов демпфирования коллективных колебаний. При этом демпфирующие устройства можно условно разделить на узкополосные (подавляются отдельные моды коллективного движения) и широкополосные (так называемые системы "без памяти"), с помощью которых можно одновременно демпфировать многие моды. Конкретные способы демпфирования коллективных колебаний бунчированных пучков широкополосными системами были предложены в работах [1-4].

В данном сообщении обсуждаются некоторые общие аспекты взаимодействия пучков с в.с. применительно к задачам демпфирования коллективных колебаний. Основным выводом является принципиальная возможность одновременного подавления колебаний по всем осцилляторным степеням свободы, основывающаяся на полученной в работе теореме о сумме декрементов <sup>1</sup> когерентного движения.

2. При исследовании устойчивости малых коллективных колебаний пучка, слабо взаимодействующего с в.с., удобно представить его функцию распределения  $f(v, p, t)$  в виде

$$f = f_0(J) + \tilde{f}(J, \Phi, t) = f_0(J) + \sum_{m=0}^{\infty} f_m(J, t) e^{im_i \Phi_i}, \quad (1)$$

<sup>1</sup> Под декрементом будем понимать величину  $\delta = -\mathcal{J}m\omega$ , когда временная зависимость возбуждения  $\exp(-i\omega t)$ .

где  $J$  и  $\Phi$  - переменные действие-фаза невозмущенного движения. По определению, в отсутствие коллективных колебаний  $f = f_0(J)$ , а описывает когерентные возбуждения произвольного вида.

Вдали от машинных резонансов нормальное колебание  $\tilde{f}$  имеет вид

$$\tilde{f} = \tilde{f}_m(J) e^{im_i \Phi_i - i\omega t}, \quad (2)$$

где  $m_i \Phi_i = \sum_{i=1}^3 m_i \Phi_i$ . Малость взаимодействия предполагает, что  $|\omega - m_i \omega_i| \ll |m_i \omega_i|$ , где  $\omega_i = Q_i \omega_0$  - частоты невозмущенных колебаний, а  $\omega_0$  - частота обращения. Применяя Фурье-анализ к системе уравнений Власова, в первом приближении метода усреднений можно получить уравнение для  $f_m(J) (\Gamma 2,5)$ :

$$(\omega - m_i \omega_i) f_m = e^2 m_i \frac{\partial f_0}{\partial J_i} \sum_{n,k} \frac{(\bar{v} \bar{A}_k)_{m,n}}{\omega_k^2 - (\omega + n\omega_0 + i\lambda_k)^2} \int d\Gamma (v A_k)^*_{m,n} \tilde{f}_m. \quad (3)$$

Здесь

$$(v A_k)_{m,n} = \frac{\omega_0}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_0} dt \int_0^{2\pi} \frac{d^3\Phi}{(2\pi)^3} v A_k e^{-in\omega_0 t - im_i \Phi_i},$$

$A_k(v)$  - собственные функции в.с., удовлетворяющие уравнению  $\Delta A_k + (\omega_k^2/c^2) A_k = 0$  и калибровочному условию  $\text{div} v A_k = 0$ . Поглощение энергии поля будем учитывать феноменологически введением собственно-

го трения колебаний поля  $\lambda_k$ . Такое упрощенное введение диссипации делается здесь исключительно для наглядности изложения (более подробно см. в [5]).

3. Система уравнений (3) определяет спектр нормальных колебаний системы пучок+поле. Нетрудно показать, что сумма декрементов полной системы равна сумме декрементов колебаний поля в отсутствие взаимодействия. Однако физический интерес представляет сумма декрементов не всех нормальных мод, а только тех, в которых содержится основная часть энергии коллективного движения частиц ( $\omega \approx m_i \omega_i$ ). Вдали от резонансов  $\omega_k - m_i \omega_i = n\omega_0$  (в том смысле, что парциальные сдвиги частот  $|\Omega_{m,n}|$  много меньше расстройки  $|\omega_k - m_i \omega_i - n\omega_0|$ ) суммы по  $n$  и  $k$  (3) слабо зависят от точного значения  $\omega$ . Поэтому в нерезонансном случае, в первом порядке по взаимодействию,  $\omega$  в правой части (3) можно заменить на  $m_i \omega_i$ . Тогда из (3), согласно известной теореме о сумме характеристических корней, получим сумму декрементов в виде

$$\Delta = \sum_{\alpha} \delta_{\alpha} = e^2 N \sum_m \left\{ \sum_{m,n} \sum_k \frac{\langle m_i \frac{\partial}{\partial J_i} |(v A_k)_{mn}|^2 \rangle}{\omega_k^2 - (m_i \omega_i + n\omega_0 + i\lambda_k)^2} \right\}, \quad (4)$$

где  $N$  — число частиц, скобки  $\langle \rangle$  означают усреднение по ансамблю. Если спектр колебаний поля непрерывен, то суммирование по  $k$  в (4) нужно заменить интегрированием, а  $\lambda_k$  на  $\delta \rightarrow +0$ .

Из (4) следует, что для высокочастотных систем ( $\lambda_k \ll \omega_k$ ,  $\lambda_k \ll \omega_0$ ) сумма декрементов  $\Delta$  может сильно зависеть от расстройки  $|\omega_k - m_i \omega_i - n\omega_0|$ , тогда, как при взаимодействии с низкочастотными в.с. ( $\lambda_k \gg \omega_0$ ) как сумма декрементов, так и парциальные декременты слабо зависят от частот.

Непосредственным вычислением можно убедиться в том, что сумма декрементов когерентных колебаний (4) совпадает с суммой декрементов отдельных частиц, взаимодействующих с в.с. независимо друг от друга. В этом, собственно, и состоит утверждение о сумме декрементов коллективных колебаний.

Применительно к задачам демпфирования широкополосными системами ( $\omega_k \sim m_i \omega_i + n\omega_0$ ) низкочастотных колебаний, не подавляющихся разбросом<sup>1)</sup>, можно сформулировать теорему в более узком и конкретном смысле, оставив в правой части (4) только те колебания, которые эффективно взаимодействуют с низкочастотными колебаниями пучка. Полезность сформулированного выше утверждения заключается в том, что, как и в случае некогерентного излучения,

для вычисления  $\Delta$  требуются только одночастичные характеристики.

Сумму декрементов (4) можно записать также в виде

$$\Delta = -N \left\langle \frac{\partial J_i}{\partial J_i} \right\rangle = -N \langle \text{div}_p F(r, p, t) \rangle, \quad (5)$$

где  $F$  — сила взаимодействия частиц с наведенным ею полем, черта означает усреднение по траектории.

4. Особо подчеркнем, что сумма декрементов, как и парциальные декременты, не пропорциональны полной мощности потерь, как это имеет место, например, для некогерентного синхротронного излучения  $F_c = -Pv/c^2$ . Более того, можно привести примеры, когда сумма декрементов обязана возбуждению в.с. только поперечными колебаниями пучка ([2, 3, 5]). Физически это связано с тем, что при коллективном взаимодействии наведенные поля определяются не только траекторией частицы, но и геометрическими свойствами в.с.

5. В этой связи кратко обсудим возможность эффективного демпфирования широкополосными в.с. синхротронных колебаний одновременно с бетатронными. Нетривиальность этого вопроса связана с тем, что мгновенная мощность когерентных потерь слабо зависит, или вовсе не зависит от энергии (при этом для низкочастотных систем сумма декрементов главным образом обязана поперечному движению). Подавление фазовых колебаний можно обеспечить с помощью радиально-продольной связи, используя систему, в которой потери энергии зависят от радиального положения частицы. При этом неизбежно уменьшение радиального декремента (аналогично случаю некогерентного излучения, сумма декрементов (4) для широкополосной системы, в линейном приближении, не зависит от радиально-продольной связи [5]). Это уменьшение можно компенсировать специальной широкополосной системой, не вносящей декремента в продольное движение. Конкретный пример такого способа демпфирования с помощью систем типа согласованных линий рассматривался в [3].

#### Литература

1. Н.С. Диканский и др., Атомная энергия, 1967, 22, 188.
2. Я.С. Дербенев, Н.С. Диканский. Препринт № 315, ИЯФ СО АН СССР.
3. Я.С. Дербенев, Н.С. Диканский. Препринт № 318, ИЯФ СО АН СССР, 1969.
4. Я.С. Дербенев, Н.С. Диканский. Препринт № 326, ИЯФ СО АН СССР, 1969.
5. Я.С. Дербенев, Н.С. Диканский, Д.В. Пестриков. Препринт 34-70, ИЯФ СО АН СССР, 1970.

<sup>1)</sup> В этой теореме влияние разброса не учитывается, так как при выводе теоремы фактически использовалось предположение о дискретности невозмущенного спектра колебаний пучка.

Разность между падением напряжения на эталонном сопротивлении (включенном в цепи стабилизируемого тока) и регулируемой частью опорного напряжения поступает на вход транзисторного модулятора

T1-T2, где преобразуется в переменное напряжение прямоугольной формы — сигнал ошибки. Модулятор выполнен на транзисторах Т30 по схеме параллельно-последовательного транзисторного ключа [6].

Усиление сигнала ошибки осуществляется транзисторным усилителем низкой частоты Т3-Т6. Затем напряжение сигнала ошибки выпрямляется фазочувствительным детектором (Т7-Т10) и поступает на вход УПТ (Т11). Выходное напряжение УПТ через согласующие каскады управляет транзисторным регулятором. Максимальное значение коэффициента передачи от входа модулятора до выхода фазового детектора равно  $\sim 1200$ . Транзистор УПТ Т11 (типа П26А или П21А) подбирается с малым значением тока  $I_{к0}$ . Температурная стабильность УПТ может быть повышена включением небольшого сопротивления (200 ом) в цепь эмиттера Т11.

Описанный стабилизированный источник тока питает обмотки электромагнита, применяемого для калибровки магнитометров. Диапазон регулирования тока 0,7-34 а.

На рис.5 представлена кривая дрейфа тока, записанная с помощью измерителя нестабильности типа В2-13. Стабилизатор включен за 40 минут до начала записи. Режим работы стабилизатора:  $I_H = 10$  а,  $U_H = 22$  в,  $U_{кЭ} = 10$  в. Максимальное отклонение тока в нагрузке от первоначально установленной величины не превышает  $8 \cdot 10^{-3}\%$ . На графике отмечены колебания температуры в помещении, где установлен стабилизированный источник и электромагнит.

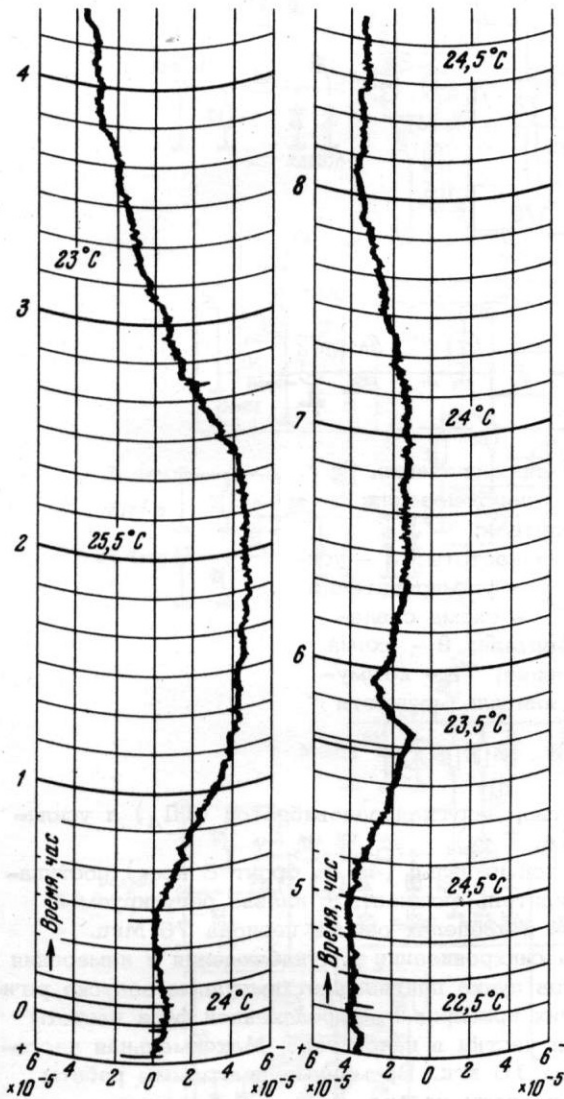


Рис. 5. Кривая дрейфа тока

#### Литература

1. R.L. Garvin. Rev. Scient. Instr., 1958, v. 29, p.223.
2. М.Н. N. Potok. Electr. Engng., 1959, v. 31, p. 745.
3. I. Lutz, Ch. Pike. Rev. Scient. Instr., 1959, v. 30, p. 841.
4. J.C.Richard. Electr. Engng, 1960, v. 32, p. 22.
5. Ю.Н.Денисов, В.В.Калиниченко, А.Г.Комиссаров, Ю.И. Сулов. Дубна, Препринт ОИЯИ, 13-5068. 1970.
6. И.И.Акулов, В.Я.Бархин, Р.А.Валитов и др. Теория и расчет основных радиотехнических схем на транзисторах. Изд-во "Связь", 1964.

### 127. УСТРОЙСТВО ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ ИНЖЕКЦИИ ЧАСТИЦ В НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-3

М.Н.Захваткин, Э.А.Купер, В.И.Нифонтов

(Институт ядерной физики СО АН СССР)

В работе описано устройство высокочастотной синхронизации для инжекции частиц в накопитель ВЭПП-3.

Резонатор накопителя работает на 19-й гармонике (76 Мгц) частоты обращения. Устройство преду-

сматривает программное управление инжекцией в различные сепаратрисы накопителя. Выходной импульс, определяющий момент инжекции, сфазирован с высокочастотным напряжением резонатора. Точность фиксации фазы  $10-15^\circ$  (0,3-0,5 нсек).



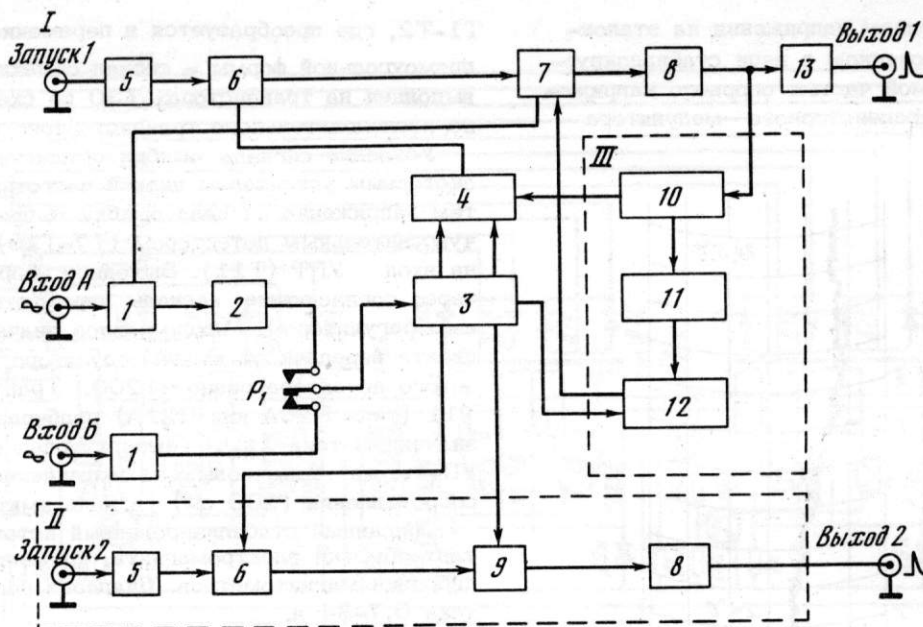


Рис. 1. Блок-схема устройства высокочастотной синхронизации.

1 - схема фиксации фазы 76 МГц; II - схема синхронизации; III - схема управления заполнением сепаратрис накопителя;

1 - усилитель-ограничитель; 2 - схема деления частоты; 3 - усилитель-формирователь; 4 - электронное реле; 5 - формирователь; 6 - схема предварительной привязки к 4 МГц; 7 - схема совпадений по каналу 76 МГц; 8 - выходной формирователь; 9 - схема совпадений по каналу 4 МГц; 10 - схема управления; 11 - коммутатор; 12 - блок переменной задержки; 13 - усилитель мощности с регулируемой задержкой

Устройство имеет два режима работы: 1) работа при наличии двух жестко сфазированных высокочастотных напряжений 76 и 4 МГц (частота обращения); 2) работа в режиме внутреннего выделения частоты обращения с помощью делителя на 19.

Блок-схема устройства (рис.1) функционально разделена на 3 узла - схема фиксации фазы 76 МГц (I), схема синхронизации для наблюдения и измерения параметров пучка (II), схема управления заполнением сепаратрис накопителя (III).

Схема фиксации фазы 76 МГц работает следующим образом (рис.2).

Поступающее на вход Б высокочастотное напряжение 4 МГц ограничивается, усиливается ( $T_{5,8}$ ) и подается на вход формирователя коротких импульсов ( $T_{9,10}$ ). Импульсы с первого плеча формирователя ( $T_{10}$ ) усиливаются ( $T_{15,16}$ ) и через блок переменной задержки поступают на схему совпадений, выполненную на диодах  $D_1, D_2$  и туннельном диоде  $TD_3$ . Одновременно на схему совпадений подаются импульсы, привязанные к фазе в.ч. напряжения 76 МГц усилителем-формирователем ( $T_{3,4}$ ).

Импульсы усилителя ( $T_9, T_{10}$ ) через переключатель ( $T_{17,18}$ ), управляющий работой схемы предварительной привязки ( $TD_2, T_{22}$ ), поддерживают  $TD_2$  на диффузионной ветви.

Импульс "запуск 1" переюрасывает триггер ( $TD_2$ ) на туннельную ветвь, и очередной импульс формирователя ( $T_{19}$ ) возвращает  $TD_2$  в исходное состояние. Положительный перепад после усиления ( $T_{22}$ ) поступает на триггер ( $TD_3$ ) и подготавливает его к работе.

Импульс совпадения возвращает  $TD_3$  на диффузи-

онную ветвь, запуская одновибратор ( $TD_4$ ) и усилитель ( $T_{23}, T_{24}$ ).

Выходной импульс (40 в, фронт 8 нсек) поступает на усилитель мощности с плавно регулируемой задержкой в пределах одного периода 76 МГц.

Схема синхронизации для наблюдения и измерения параметров пучка привязывает импульсы запуска регистрирующих приборов к определенной фазе частоты обращения частиц в накопителе. Максимальная частота запуска 10 кгц. Временные диаграммы работы схемы приведены на рис. 3.

#### Блок переменной задержки (рис.4)

Задержка осуществляется закорачиванием кабеля диодами ( $D_{311}$ ), управляемыми коммутатором. Входной импульс, отразившись от включенного в данный момент диода, появляется на входе линии через время, равное удвоенной электрической длине кабеля.

Емкость диодов в запертом состоянии менее 2 пф, динамическое сопротивление при токе 15 ма равно 4-5 ом, что обеспечивает при задержке импульсов на 250 нсек затухание не более 20%. Так как частицы инжектируются одновременно в 2 близлежащие сепаратрисы, общая задержка набрана из 9 отрезков кабеля с электрической длиной 13,05 нсек у каждого.

Рабочая расстройка частоты резонатора 76 МГц составляет  $\pm 0,3\%$  соответственно  $T = 13,052 \pm \pm 0,4$  нсек. Температурная нестабильность задержки в диапазоне температур от  $+20$  до  $+40^\circ\text{C}$  составляет  $1,2 \cdot 10^{-3}\%$  [1].

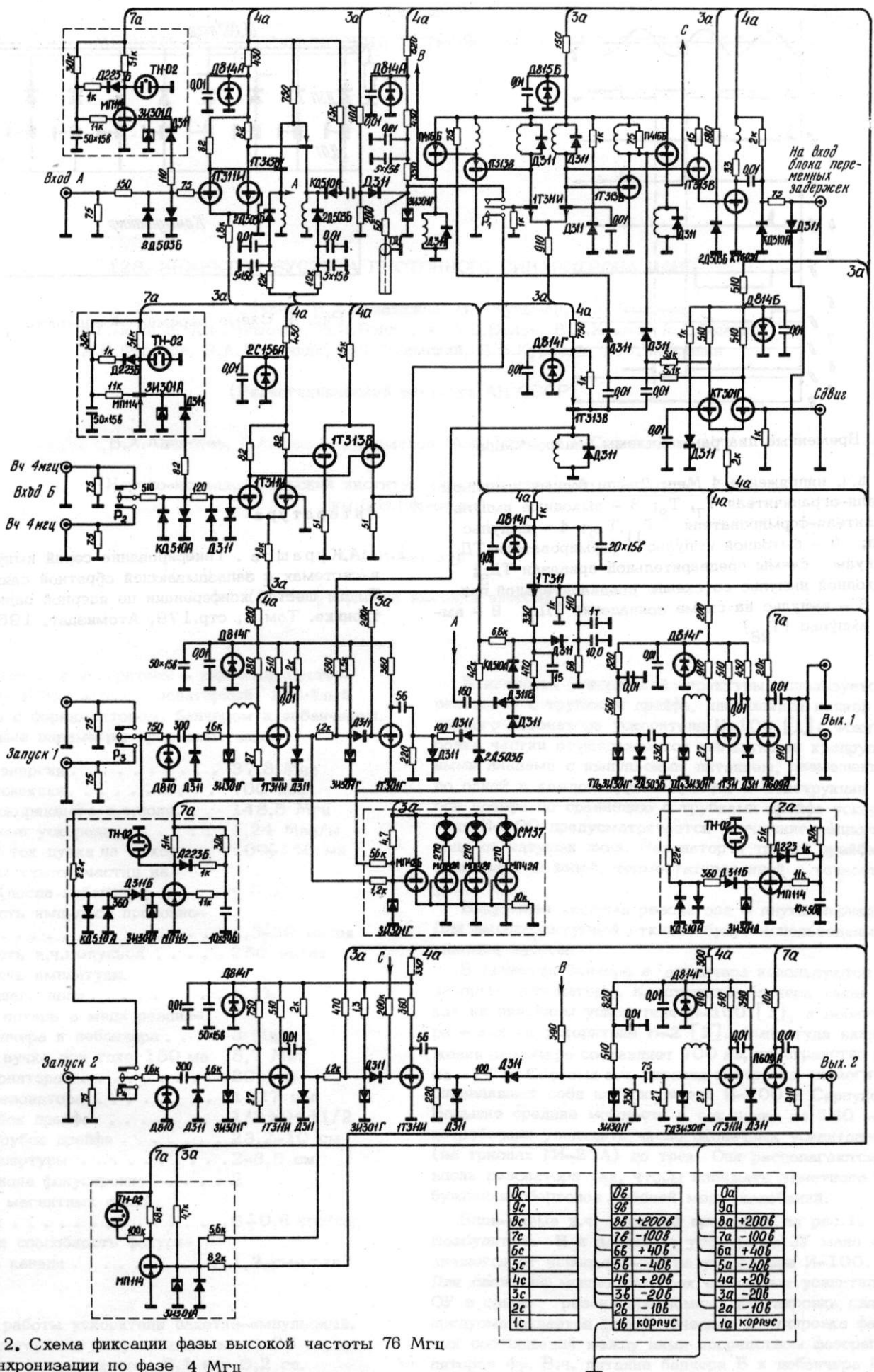


Рис. 2. Схема фиксации фазы высокой частоты 76 МГц и синхронизации по фазе 4 МГц

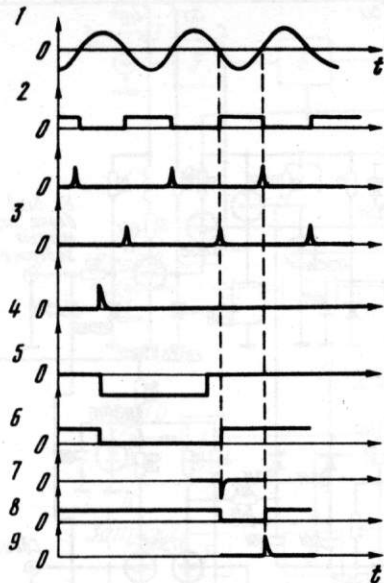


Рис. 3. Временные диаграммы схемы синхронизации 4 МГц

1 - в.ч. напряжение 4 МГц; 2 - выходные импульсы усилителя-ограничителя  $T_7, T_8$ ; 3 - выходные импульсы усилителя-формирователя  $T_{11}, T_{12}$ ; 4 - импульс запуска; 5 - выходной импульс с формирователя  $TД_6$ ; 6 - импульс схемы предварительной привязки  $TД_6$ ; 7 - выходной импульс со схемы предварительной привязки; 8 - импульс на схеме совпадений  $TД_7$ ; 9 - выходной импульс ( $T_{28}$ )

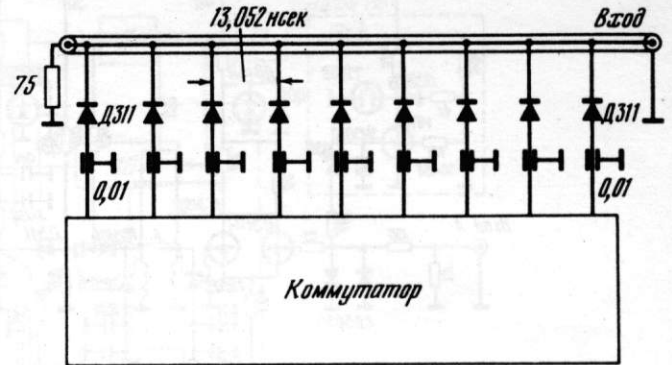


Рис. 4. Схема переменной задержки

#### Литература

1. А.А.Курашов. Генерирование серий импульсов в системах с запаздывающей обратной связью. Труды шестой конференции по ядерной радиоэлектронике. Том I, стр.179, Атомиздат, 1964.

найти зависимость  $\omega$  от  $\epsilon$ , т.е. в конечном итоге, зависимость  $k_3$  от  $\epsilon$ . Но согласно (13) и (14)  $k_3$  определяет  $E_x$  - составляющую поля. Иначе говоря, меняя  $\epsilon$  возмущающего тела, можно управлять структурой поля в резонаторе. В частности, при непрерывном (адиабатическом) изменении  $\epsilon$  возможна непрерывная трансформация, например моды  $E_{011}$  в моду  $E_{010}$ .

#### Литература

1. Н.А. Хижняк, ЖТФ, 1958, 28, № 7, стр. 1952.
2. Н.А. Хижняк. Сб. "Радиотехника", вып. 4, Изд. ХГУ, 1967, стр. 87.
3. L.C. Maier, I.C. Slater. J. Appl. Phys., 1952, 23, р. 68.
4. Л. Левин. Современная теория волноводов. М., ИЛ, 1954.

### 138. ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО НАКОПИТЕЛЬНОГО КОЛЬЦА ВЭПП-3

В.Г. Вещеревич, Э.И. Горникер, Н.Н. Иошенко, М.М. Карлинер, В.М. Петров, В.В. Петухов, И.К. Седяров, М.Н. Таршиш, И.А. Шехтман

(Институт ядерной физики СО АН СССР)

Высокочастотная система накопительного кольца ВЭПП-3 включает в себя два ускоряющих резонатора и генераторы высокой частоты для питания этих резонаторов. Один из резонаторов работает на частоте 4 МГц (1-я гармоника частоты обращения электронов и позитронов), другой - на частоте 76 МГц (19-я гармоника).

На ускоряющем зазоре резонатора на 4 МГц развивается напряжение с амплитудой до 10 кв, необходимое в режиме накопления позитронов для получения одного сгустка. После накопления частиц включается второй резонатор, на зазоре которого создается напряжение до 750 кв при потребляемой мощности около 100 квт. Такое напряжение позволяет достичь максимальной энергии частиц 2-2,5 Гэв, определяемой потерями на синхротронное излучение.

В дальнейшем предполагается дополнить систему двумя резонаторами и генераторами на частоте около 160 МГц, что позволит достичь расчетной максимальной энергии ВЭПП-3 - 3-3,5 Гэв при суммарном напряжении на зазорах до 3,8 Мв и мощности генератора до 1 Мвт.

Система состоит из ускоряющих резонаторов, усилителей мощности и блоков управления и контроля. Схематический чертеж резонатора на частоту 4 МГц (точнее 4,03 МГц) представлен на рис.1. Резонатор представляет собой короткозамкнутый отрезок коаксиальной линии, нагруженный на емкость величиной 6000 пф из 60 керамических конденсаторов K15Y1 100 пф, 130 кв. Резонатор составлен по осевой плоскости из двух частей, которые охватывают керамический изолятор, впаянный в вакуумную камеру накопителя. Изолятор отделяет камеру от заполненной воздухом внутренней полости резонатора и находится в ускоряющем зазоре. Настройка резонатора осуществляется вращающейся медной рамкой. Резонатор имеет следующие электрические параметры: добротность 2000, характеристическое сопротивление 5,7 ом, шунтовое сопротивление 11 ком, максимальная амплитуда напряжения на зазоре 10 кв. Охлаждение резонатора - принудительное, воздушное. Большая часть мощности (около 4 квт при максимальном напряжении)

рассеивается в конденсаторах, которые требуют интенсивного воздушного охлаждения.

Резонатор на частоту 76 МГц (76,6 МГц) по конструкции (см.рис. 2) аналогичен резонатору накопителя ВЭПП-2 [1], но имеет несколько большие размеры и в связи с этим примерно в 3 раза большее шунтовое сопротивление. Кроме того, два ускоряющих зазора увеличены с 3 до 8 см каждый, что позволяет полное напряжение на двух зазорах довести до 800-900 кв. Внутри вакуумного корпуса резонатора на штанге подвешена медная труба с диска-

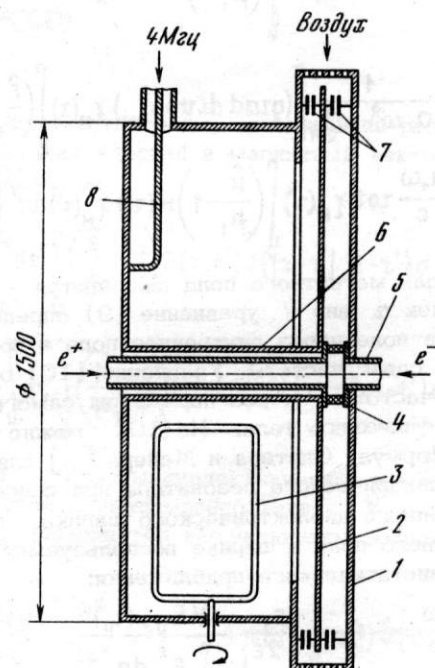


Рис. 1. Ускоряющий резонатор на частоту 4 МГц  
1 - корпус; 2 - диск; 3 - настраивающая рамка; 4 - керамический изолятор; 5 - вакуумная камера накопителя; 6 - внутренний проводник коаксиальной линии; 7 - керамические конденсаторы; 8 - петля ввода мощности

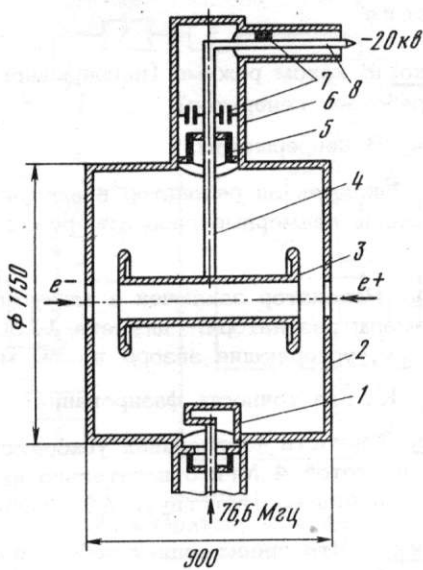


Рис. 2. Ускоряющий резонатор на частоту 76 МГц  
1 - петля ввода мощности; 2 - корпус; 3 - труба с дисками (катушка); 4 - штанга; 5 - керамический изолятор; 6 - корпус узла высоковольтного ввода; 7 - блокировочные конденсаторы; 8 - шина подачи напряжения смещения

ми ("катушка"). Штанга изолирована керамическим изолятором от корпуса; по ней на катушку подается напряжение - 20 кв для подавления резонансного электронного разряда. Блокировочные конденсаторы служат для замыкания в.ч. напряжения, которое появляется на штанге вследствие остаточной асимметрии катушки относительно корпуса. Электрические параметры имеют следующие значения: добротность 20000, характеристическое сопротивление 150 ом, шунтовое сопротивление 3 Мом, максимальная амплитуда ускоряющего напряжения 750 кв. Настройка резонатора осуществляется упругой деформацией торцевых стенок резонатора, помещенного в наружную вакуумную оболочку. Охлаждается резонатор дистиллированной водой, протекающей через штангу в полые стенки катушки, а также по трубкам, припаянным к корпусу резонатора.

В.ч. питание резонаторов осуществляется от двух усилителей мощности. Один из них на частоту 4,03 МГц предназначен для питания резонатора на эту частоту. Его выходной двухтактный каскад на двух лампах ГУ-22 развивает мощность до 50 квт. Усилитель мощности на частоте 76,6 МГц по конструкции аналогичен генератору накопителя ВЭПП-2 [2]. Его оконечный каскад - двухтактный на двух тетрадах ГУ-53А; выходная мощность - 150 квт.

Блок-схема высокочастотной системы приведена на рис.3. В.ч. система возбуждается задающим генератором на частоте 1,34 МГц. Возбудитель перестраивается в пределах  $\pm 0,34\%$  от средней частоты. Напряжение задающего генератора поступает на вход утроителя частоты; с его выхода напряжение частоты 4,03 МГц подается на вход каналов 4,03 и 76,6 МГц. На входе первого канала имеются электрически управляемый фазовращатель и усилитель с регулируемым коэффициентом усиления. Во втором канале последовательно включены электрически управляемый фазовращатель, умножитель частоты на 19,

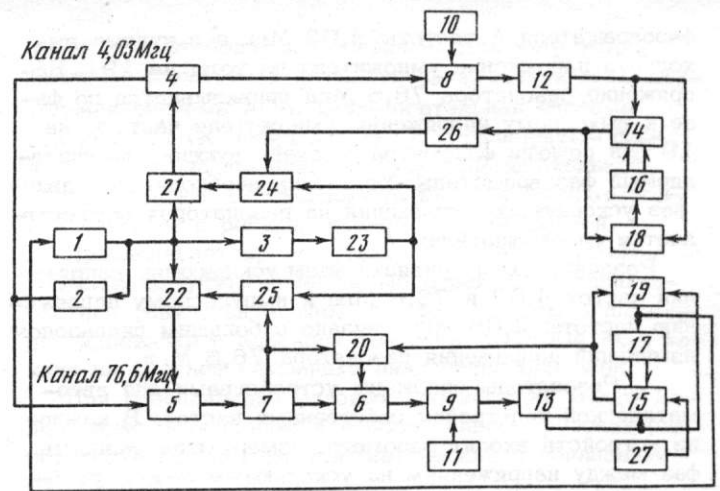


Рис. 3. Функциональная схема в.ч. питания накопителя ВЭПП-3

1 - задающий генератор 1,34 МГц; 2 - утроитель частоты; 3 - удвоитель частоты; 4,5 и 6 - управляемые фазовращатели; 7 - умножитель частоты на 19; 8 и 9 - модулируемые усилители; 10 и 11 - модуляторы; 12 и 13 - усилители мощности; 14 - резонатор 4,03 МГц; 15 - резонатор 76,6 МГц; 16 и 17 - сервоприводы резонаторов; 18, 19 и 20 - фазометры; 21 и 22 - синхронные детекторы 1,34 МГц; 23 - формирователь импульсов 2,68 МГц; 24 и 25 - смесители; 26 - фазовращатель А; 27 - выпрямитель смещения

электрически управляемый фазовращатель и регулируемый усилитель. Усилители управляются модуляторами, которые обеспечивают включение и выключение в.ч. мощности, авторегулирование усиления для стабилизации напряжения на резонаторах, а также выключение в.ч. мощности в аварийных режимах.

Управляемые фазовращатели включены в схему, обеспечивающую автоматическое согласование фаз в двух каналах. С помощью этой схемы напряжение на обоих резонаторах привязано по фазе к опорному напряжению. Последнее получается следующим образом. Напряжение частоты 3,68 МГц, снимаемое с выхода удвоителя частоты, поступает на формирователь, формирующий импульсы с частотой повторения 2,68 МГц, амплитудой 0,5 в и длительностью на полувысоте около 5 нсек. Эти импульсы подаются на смесители, на один из которых поступает также напряжение с резонатора 4 МГц через фазовращатель А, а на другой - напряжение частоты 76,6 МГц с выхода умножителя частоты на 19. Если центры тяжести импульсов совпадают с нулями высокочастотного напряжения, то на выходе смесителя амплитуда напряжения промежуточной частоты 1,34 МГц равна нулю.

Если же в.ч. напряжение смещается по фазе, то амплитуда напряжения промежуточной частоты на выходе смесителя пропорциональна величине фазового смещения, а фаза его изменяется на  $180^\circ$  при изменении знака фазового смещения. С выходов смесителей напряжения промежуточной частоты поступают на синхронные детекторы.

Опорные напряжения детекторов частотой 1,34 МГц снимаются с задающего генератора. Выходные напряжения синхронных детекторов управляют фазовращателями таким образом, что выходные импульсы формирователя совпадают с нулями выходного напряжения

фазовращателя А частоты 4,03 МГц и с нулями выходного напряжения умножителя частоты на 19. Напряжение резонатора 76,6 МГц привязывается по фазе к выходному напряжению умножителя частоты на 19 при помощи фазометра, воздействующего на управляемый фазовращатель. Установка необходимого сдвига фаз ускоряющих напряжений на резонаторах осуществляется фазовращателем А.

Различие схем привязки фазы ускоряющих напряжений частот 4,03 и 76,6 МГц к импульсному напряжению частоты 2,68 МГц связано с большим диапазоном изменений напряжения резонатора 76,6 МГц.

Резонаторы снабжены устройствами для автоматической подстройки собственных частот. В каждое из устройств входит фазометр, измеряющий разность фаз между напряжением на ускоряющем зазоре резонатора и током фидера резонатора. Сигналы с выходов фазометров подаются на сервоприводы, которые перестраивают собственные частоты резонаторов.

Резонаторы на 4,03 и 76,6 МГц и блоки системы управления изготовлены, испытаны и работают в накопителе ВЭПП-3.

#### Литература

1. В.Г.Вещерович, М.М.Карлинер, В.М.Петров, И.К.Седляров, И.А.Шехтман. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. (9-16 октября 1968.) М., ВИНТИ, 1970, т. II стр. 143.
2. Э.И.Горникер, М.М.Карлинер, В.М.Петров, В.В. Петухов, И.А.Шехтман. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М., (9-16 октября 1968.) М., ВИНТИ, т. II стр. 139.

#### Дискуссия

А.В.Мищенко. В каком режиме (непрерывном или импульсном) работает генератор?

В.М.Петров. В непрерывном.

А.Я.Беляк. Заключен ли резонатор в вакуумный контейнер? Каковы примерные габариты резонатора на 76 МГц?

В.М.Петров. Резонатор заключен в вакуумный контейнер. Размеры резонатора: диаметр 1150 мм, длина 900 мм, ускоряющие зазоры по 80 мм.

А.А.Глазов. Какова точность фазирования?

В.М.Петров. Точность фазирования ускоряющего напряжения с частотой 4 МГц относительно напряжения с частотой 76 МГц соответствует  $\Delta t = 0,5 \cdot 10^{-9}$  сек.

В.Я.Степанюк. Что представляет собой управляемый фазовращатель?

В.М.Петров. Управляемый фазовращатель состоит из ступенчатого фазовращателя, меняющего фазу скачками по  $45^\circ$ , плавного фазовращателя, представляющего собой резонансный однокаскадный усилитель, охваченный АРУ. В последнем фаза плавно изменяется на  $\pm 45^\circ$  за счет перестройки контура.

В.И.Бобылев. В каких пределах удается перестраивать частоту резонатора на 76 МГц за счет упругих деформаций стенок? Из какого материала изготовлен резонатор и какова толщина торцевых стенок?

В.М.Петров. Толщина стенок  $\sim 10$  мм, материал — медь. Перестройка составляет  $\pm 1\%$ .

### 139. ПРЕЦИЗИОННАЯ СИСТЕМА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПИТАНИЯ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО ЦИКЛОТРОНА

Г.А.Васильев

(Физический институт АН СССР)

М.С.Давыдов, И.И.Финкельштейн

(Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им.Д.В.Ефремова)

Ускоряющая система спектрометрического циклотрона состоит из двух основных резонаторов угловой протяженностью по  $45^\circ$ , возбуждаемых в диапазоне частот 10 – 15 МГц, и двух дополнительных резонаторов угловой протяженностью  $15^\circ$ , возбуждаемых на третьей гармонике частоты основных резонаторов. Амплитуда ускоряющего напряжения в основных резонаторах 125 кв, в дополнительных 15 кв [1]. Как оба основных, так и дополнительные резонаторы объединены попарно так, что каждая пара фактически является одним резонатором типа "восьмерки". Поэтому с радио-

технической точки зрения каждую пару можно рассматривать как один резонатор. Это позволяет для их возбуждения применить только два генератора — основной с мощностью порядка 200 квт и дополнительный (третьей гармоники) с выходной мощностью порядка 15 квт.

Основные трудности при разработке системы в.ч. питания связаны с необходимостью стабилизации амплитуды в основном резонаторе с точностью не хуже  $\pm 3 \cdot 10^{-5}$ , а также разности фаз между в.ч. напряжениями основной частоты и третьей гармоники с точностью  $\pm 0,03^\circ$ .

# 144. МНОГОКАНАЛЬНАЯ СИСТЕМА ЗАРЯДКИ И СТАБИЛИЗАЦИИ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

А.Ф.Байдак, И.Е.Жуль, А.П.Панов, Г.И.Сильвестров

(Институт ядерной физики СО АН СССР)

Задача зарядки накопительной емкости  $C_N$  и стабилизации напряжений на ней не нова и успешно решена рядом автором [1], но для случая питания от индивидуального однофазного двухполупериодного выпрямителя и при максимальной частоте повторения циклов "заряд-разряд" единицы герц.

При разработке системы питания элементов электронно-оптического канала на комплексе ВЭПП-3 было решено питать все импульсные генераторы от одного общего мощного источника питания. Для этой цели была разработана многоканальная система зарядки и стабилизации напряжений на накопительных емкостях всех импульсных генераторов. При этом существенное внимание было уделено возможности работы системы от источника постоянного высокого напряжения с любой степенью пульсаций.

### Технические данные системы

1. Число питаемых генераторов (каналов)  $n = 16$ .
2. Величина напряжения на накопительных емкостях (независимо для каждой емкости) любая в интервале  $U_{C_N} = (0,5 \div 10)$  кв.
3. Максимальная частота повторения циклов заряд-разряд  $C_N$   $F_{ц} = 10$  гц.
4. Величины накопительных емкостей в генераторах  $C_N = (2 \div 1000)$  мкф.
5. Максимальная энергоемкость каждого генератора  $W_{max} = 30$  кдж при общей энергоемкости всех генераторов  $W_{\Sigma} = 100$  кдж.

6. Стабильность поддержания напряжения  $\Delta U_{C_N} = 5 \cdot 10^{-4} U_{C_N}$ .

7. Источник питания - выпрямитель на трансформаторе  $P = 400$  ква  $E_U = 10$  кв по схеме Ларионова на диодах ВКДЛ-150 - 9 кл.

### Блок-схема канала

Принцип работы можно рассмотреть на блок-схеме рис. 1. От общего источника  $B$  выпрямленное напряжение через зарядное сопротивление и высоковольтную часть схемы  $C, C_m$  заряжает накопительную емкость  $C_N$ .

Напряжение  $U_{вх}$ , пропорциональное  $U_{C_N}$ , снимаемое с нижней части делителя УД, поступает на сравнивающее устройство - компаратор 2 в электронном блоке управления ЭБ, где сравнивается с опорным напряжением  $U_{оп}$  от специального источника.

Импульсом от внешнего синхронизирующего устройства, поступающим на триггер через формирователь и тиристорный усилитель открывается проходное устройство, через которое происходит быстрая зарядка  $C_N$ . В момент сравнения напряжения делителя с опорным компаратор выдает серию импульсов на усилитель 3 (см.рис.1). Первым импульсом опрокидывается триггер и импульс через тиристорный усилитель запускает схему гашения проходного устройства. Схема гашения мгновенно прекращает быструю зарядку  $C_N$ . Серия импульсов от компаратора поступает через усилитель на запуск устройства сброса, которое осуществляет стабилизацию

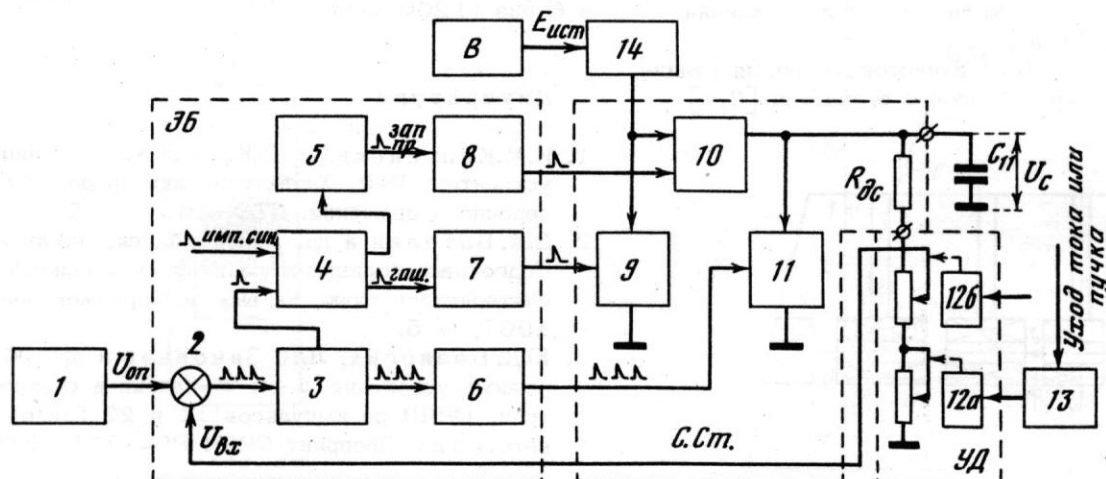


Рис. 1. Блок-схема канала

1 - источник опорного напряжения; ЭБ - электронный блок; 2 - компаратор; 3 - усилитель; 4 - триггер; 5 - формирователь; 6-8 - тиристорные выходные усилители; С-С<sub>т</sub> - высоковольтная стойка стабилизации; 9 - схема гашения; 10 - проходное устройство; 11 - контур сброса; УД - управляемый делитель; 12а, 12б - электромеханические устройства вращения потенциометра и переключателя; 13 - устройство параметрической стабилизации; 14 - зарядное водяное сопротивление; В - выпрямитель

цию напряжения  $U_{cH}$  путем порционного сброса излишнего заряда [1].

### Высоковольтная часть системы

Принципиальная схема высоковольтной части канала стабилизации показана на рис.2. Быстрая зарядка емкости ведется через проходное устройство - тиратрон типа ТР1-6/15 ( $L_1$ ), который запускается импульсом, поступающим с тиристорного усилителя ЭБ через разъем P2.

Принцип гашения отличается простотой и надежностью в работе; он позволяет осуществлять гашение  $L_1$  при любой величине  $\Delta U_A = E_u - U_{cH}$  на аноде проходного тиратрона.

В момент времени  $t_1$  (см.рис.3) через разъем P1 поступает импульс запуска схемы гашения, поджигающий в момент  $t_2$  лампу  $L_2$ . Поскольку напряжение на емкости  $C_1$  равно нулю, точка А (анод  $L_1$ ) оказывается под потенциалом, падающим на промежутке анод-катод  $L_2$ , который для случая тиратрона ТР1-6/15 составляет  $\sim 30$  в. Таким образом, в момент времени  $t_2$  точка В (катод  $L_1$ ) оказывается фактически под напряжением  $U_{cH}$ , приложенным в обратном направлении. Естественно, ток через  $L_1$  прекращается (момент  $t_2$ , рис.4). Время гашения  $t_{2aH} = t_2 - t_1 \approx 200$  нсек и определяется в основном временем поджига  $L_2$ .

В момент  $t_3$  анод  $L_1$  оказывается под потенциалом катода. Далее потенциал анода  $L_1$  стано-

вится больше потенциала катода и условие гашения перестает выполняться. Следовательно, для надежного гашения проходного тиратрона необходимо, чтобы время  $\Delta t = t_3 - t_2$  было больше времени деионизации  $t_{геион}$ , которое для ТР1-6/15 в зависимости от протекающего через него в момент гашения тока составляет  $500 \div 100$  мсек.

Таким образом, время  $t$ , определяемое из условия

$$U_{c1} = E_u [1 - e^{-t/\tau_1}] = U_{cH}, \quad (1)$$

должно быть больше  $t_{геион}$ :

$$\frac{t}{\tau_1} = \ln \frac{U_{cH}}{E_u}, \quad (2)$$

$$t = \tau_1 \ln \frac{U_{cH}}{E_u} > t_{геион}, \quad (3)$$

где  $\tau_1 = 3R_3C_1$ .

Из (3) видно, что величина  $t$  прямо связана с величиной  $C_1$ . Для надежности берем  $t = 2t_{геион}$ ; тогда

$$3R_3C_1 \ln \frac{U_{cH}}{E_u} = 2t_{геион} \quad (4)$$

или

$$C_1 = \frac{2t_{геион}}{3R_3 \ln \frac{U_{cH}}{E_u}} \quad (5)$$

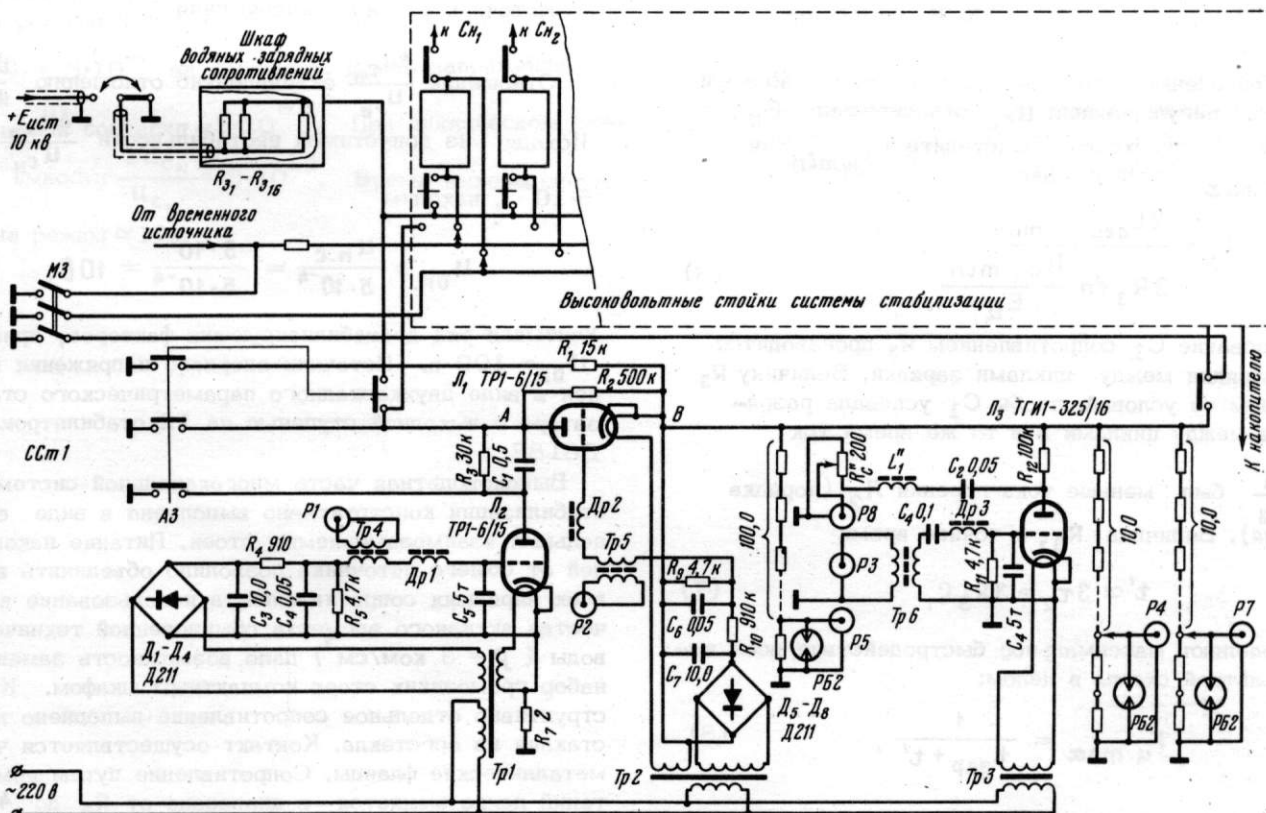


Рис. 2. Принципиальная схема многоканальной системы зарядки и стабилизации мощных импульсных генераторов

P1 - вход "запуск схемы гашения"; P2 - вход "запуск" проходной; P8 - вход "сброс"



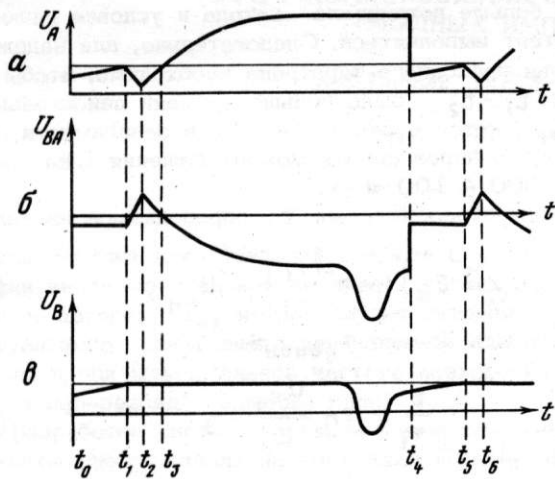


Рис. 3. Временные диаграммы напряжений на электродах проходного тиристора Л<sub>1</sub>:  
а - напряжение анода; б - напряжение катод-анод;  
в - напряжение катода

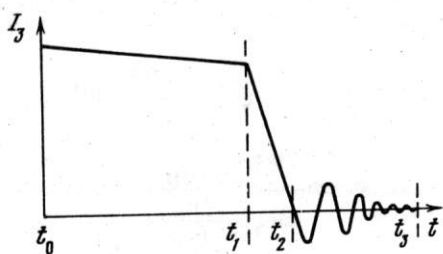


Рис. 4. Временная диаграмма зарядного тока

Чтобы обеспечить работоспособность схемы во всем диапазоне регулирования  $U_{сн}$  относительно  $E_u$ , в условие (5) необходимо подставить  $U_{сн \min}$  и  $t_{геон \max}$ . Окончательно

$$C_1 = \frac{2t_{геон \max}}{3R_3 \ln \frac{U_{сн \min}}{E_u}} \quad (6)$$

Шунтирование  $C_1$  сопротивлением  $R_3$  производится для разрядки между циклами зарядки. Величину  $R_3$  выбираем из условий, чтобы  $C_1$  успевала разряжаться между циклами и в то же время ток

$J = \frac{E_u}{R_3}$  был меньше тока горения Л<sub>2</sub> (порядка 50 ма). Величина  $R_3$ , а точнее время

$$t' \approx 3\tau_2 = 3R_3 C_1 \quad (7)$$

и определяют максимальное быстродействие всей высоковольтной схемы в целом:

$$F_{u \max} = \frac{1}{t_{зар} + t'} \quad (8)$$

При наличии рекуперации схема работает с  $F_u = 25$  гц на накопитель  $C_H = 150$  мкф. Но при достаточно больших емкостях  $C_H$  и уровнях  $U_{сн}$ , значительно меньших  $E_u$ , для заданной частоты  $F_u$

может перестать выполняться условие (8). Тогда необходимо заменить  $R_3$  цепочкой из нужного сопротивления и ключа (тиратрона). Тиратрон Л<sub>2</sub> гаснет при  $U_{с1} \approx E_u$ . После этого можно открывать ключ. Теперь величина  $R_3$  будет ограничиваться только допустимым током через ключ.

#### Принципиальная схема электронного блока

Полная принципиальная схема электронного блока приведена на рис.5. Кроме основных узлов, выделенных на блок-схеме, она содержит ряд вспомогательных цепей (схема защиты Т<sub>4</sub>, Т<sub>5</sub>, контроля и т.д.). Следует несколько остановиться на схеме сравнения и ее функциях. В качестве элемента сравнения применен диодно-регенеративный компаратор на Т<sub>1</sub> [2] с порогом срабатывания  $U_{п.с} = 5 \cdot 10^{-3}$  в.  $U_{п.с}$  изменяется на  $2 \cdot 10^{-3}$  в в интервале температур  $10 \div 60^\circ\text{C}$ . Как известно, работа Д-Р компаратора основана на блокинг-процессе при наличии  $\Delta U_{вх} = U_{вх} - U_{оп} \geq U_{п.с}$ . После сравнения компаратор выдает последовательность импульсов как функцию от величины  $\Delta U_{вх}$  в диапазоне частот от единицы герц до некоторой  $F_{u \max}$  при определенном  $\Delta U_{вх} \gg U_{п.с}$ . Последнее свойство и позволило использовать компаратор в качестве задающего генератора импульсов для запуска ключа (Л<sub>3</sub>) контура сброса.

Зависимость  $F_k = f(\Delta U_{вх})$  и широкий диапазон частот  $F_k = (1 \div 1000)$  гц позволили просто осуществить стабилизацию  $U_{сн}$  во всем диапазоне  $E_u$ .

#### Источник опорного напряжения

Отношение  $\frac{\Delta U_{сн}}{U_{сн}}$  эквивалентно отношению  $\frac{U_{п.с}}{U_{оп}}$ .

Исходя из допустимой нестабильности  $\frac{\Delta U_{сн}}{U_{сн}} = 5 \cdot 10^{-4}$ , находим

$$U_{оп} \geq \frac{U_{п.с}}{5 \cdot 10^{-4}} = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^{-4}} = 10 \text{ в.}$$

Учитывая ряд дестабилизирующих факторов, приняли  $U_{оп} = 100$  в. Источник опорного напряжения выполнен в виде двухкаскадного параметрического стабилизатора с выходной ступенью на 12 стабилитронах Д818Е.

Высоковольтная часть многоканальной системы стабилизации конструктивно выполнена в виде отдельных взаимозаменяемых стоек. Питание накопителей от общего источника позволило объединить входы всех зарядных сопротивлений, а использование в качестве активного элемента обыкновенной технической воды ( $\rho = 3$  ком/см<sup>3</sup>) дало возможность заменить набор громоздких стоек компактным шкафом. Конструктивно отдельное сопротивление выполнено в виде стакана из оргстекла. Контакт осуществляется через металлические фланцы. Сопротивление путем коммутаций легко меняется в диапазоне от  $R_0$  до  $4R_0$  через единицу, а путем введения вкладышей в стакан - в десятки раз. Непрерывный ток воды позволяет рассеивать порядка 50 квт активной мощности на отдельном сопротивлении.

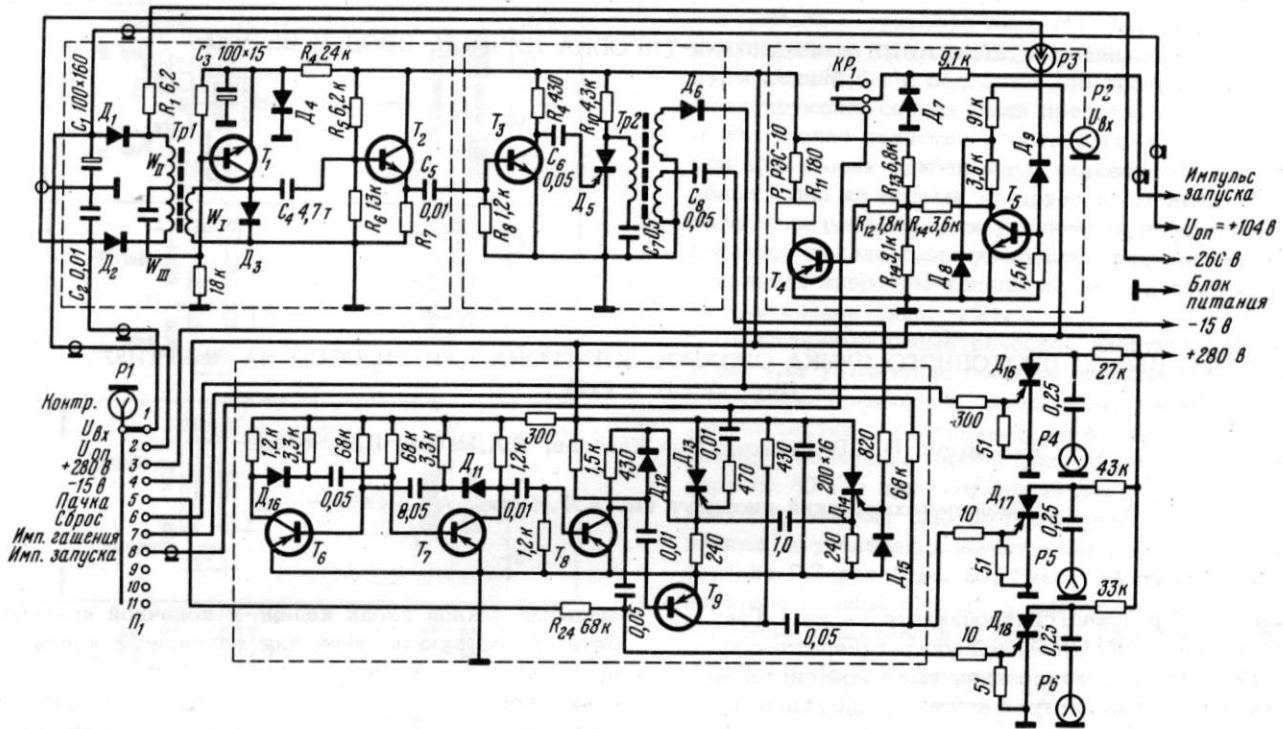


Рис 5. Принципиальная схема электронного блока управления  
 P4 - выход "сброс"; P5 - выход "гашение"; P6 - выход "запуск" проходной

Хотя при работе все звенья системы связаны во-едино, функции их четко разграничены, что особенно важно при большой многоканальности.

Испытания стабилизатора показали, что в статическом режиме нестабильность напряжения на емкости  $\frac{\Delta U_{сн}}{U_{сн}} = 5 \cdot 10^{-5}$  за 12 часов. Дрейф напряжения за это время составил  $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ . При циклическом разряде емкости  $\frac{\Delta U_{сн}}{U_{сн}} = 5 \cdot 10^{-4}$ . Время выхода системы на режим  $\approx 1$  час.

#### Литература

1. В.Ф.Романовский и др. Зарядное устройство. Авторск.свид. № 251078. Бюлл. изобрет. и тов. знаков, 1969, № 27.
2. А.П.Стахов. Исследование балансного диодно-регенеративного компаратора напряжений с трансформаторной обратной связью. Вопросы радио электроники, 1965, вып.6, серия УП, стр.82.

1. L. Eyges. Phys. Rev., 1948, **74**, 10, 1534.
2. R.M. Sternheimer. Phys. Rev., 1960, **117**, 485; 1959, **115**, 137.  
J.A. Geibel, J. Ranft. Nucl. Instr. and Methods, 1965, **32**, 65; J. Ranft, CERN, 1964, 64-47.
3. И.А. Александров, М.И. Грачев, К.И. Губриенко и др. Препринт ИФВЭ, ОП 69-36, 1969.

Л.Л. Гольдин. Какой величины токи необходимо пропускать через ваши линзы?

И.А. Александров. Если ограничиться полями 12-13 кгс на краю, то токи порядка 1 ка. При дальнейшем повышении поля требуемые токи резко возрастают. Так, если поле на краю 15-16 кгс, то токи уже порядка 3 ка.

150. СХЕМА ПОЛУЧЕНИЯ АНТИПРОТОНОВ НА УСТАНОВКЕ СО ВСТРЕЧНЫМИ ПРОТОН-АНТИПРОТОННЫМИ ПУЧКАМИ

Г.И.Будкер, Т.А.Всеволожская, Г.И.Сильвестров, А.Н.Скринский

(Институт ядерной физики Сибирского отделения АН СССР)

Проект получения интенсивного пучка антипротонов для экспериментов на встречных протон-антипротонных пучках при энергии 2 x 25 Гэв в установке ВАПП-НАП предполагает накопление антипротонов методом электронного охлаждения [1] при энергии 1,8 Гэв в промежуточном накопителе НАП.

Осуществление проекта требует разработки ряда сложных импульсных магнито-оптических устройств, что является частью развивающейся в Новосибирском институте ядерной физики программы по использованию сильных и сверхсильных (мегагауссовых) импульсных магнитных полей в ускорительной технике.

В настоящей работе рассматриваются вопросы формирования и ввода в накопитель пучка антипротонов с энергией 1,8 Гэв и фокусировки на мишень первичных протонов.

Антипротоны получают во внешней мишени с помощью протонного пучка, ускоренного до 25 Гэв в основном накопительном кольце ВАПП и затем выпущенного и сфокусированного на мишень. При этом выбранное соотношение энергий антипротонов и первичных протонов близко к значению, соответствующему максимуму рождения антипротонов в случае мишени из тяжелого вещества, как можно заключить из экспериментальных данных для Pb, приведенных в работе [2].

Угловое распределение антипротонов при энергии 1,8 Гэв по данным этой работы, экстраполированным в область малых энергий вторичных частиц, можно ожидать близким к гауссовскому со среднеквадратичным углом  $\sqrt{\theta^2} = 0,15$  рад.

Полное число антипротонов на выходе мишени в предположении, что весь путь до конца ее они проходят в веществе мишени, зависит от длины мишени, как  $F(\ell) \sim \ell e^{-\frac{\ell}{\lambda}}$  и достигает максимума  $F_m = \frac{1}{e} \frac{d\sigma}{dp} \frac{\Delta p}{\sigma_A}$  ( $\sigma_A$  - сечение неупругого взаимодействия протонов и антипротонов с ядрами мишени,

$\frac{d\sigma}{dp} \Delta p$  - сечение рождения антипротона с импульсом в заданном интервале  $(p, p + \Delta p)$   $n$  - число ядер в 1 см<sup>3</sup>) при  $\ell = \frac{1}{\sigma_A n}$ , т.е. длине неупругого ядерного взаимодействия.

Среднеквадратичный эмиттанс антипротонов  $\bar{\Phi}$  в предположении бесконечно тонкого протонного пучка, увеличивается с длиной мишени пропорционально единице ( $\bar{\Phi} = \bar{\theta}^2 \ell$ ) и при длине  $\ell = 10$  см, которая примерно равна длине неупругого ядерного взаимодействия в вольфраме, составляет 225 мрад.см и имеет форму, показанную на рис. 1. Очевидно, что при таком эмиттансе антипротонный пучок не может быть эффективно захвачен в накопителе.

Для повышения эффективности захвата в ИЯФ СО АН СССР разрабатывается способ формирования пучка вторичных частиц непосредственно на мишени путем пропускания по ней большого ( $\sim 10^6$  а) тока. Возникающее магнитное поле не позволяет частицам удаляться от оси системы, заставляя их колебаться внутри размера  $r_{max} = \theta_{max} \sqrt{\frac{pc_0}{eH_0}}$ , где

$r_0$  - радиус мишени,  $H_0$  - поле на ее поверхности, в качестве  $\theta_{max}$  можно взять среднеквадратичное значение угла рождения антипротонов.

Эмиттанс пучка при этом не зависит от длины мишени и определяется только градиентом магнитного поля и шириной углового распределения антипротонов. По сравнению с мишенью без поля происходит уменьшение эмиттанса пучка, что не противоречит теореме Лиувилля, поскольку вторичные частицы рождаются непосредственно в магнит-

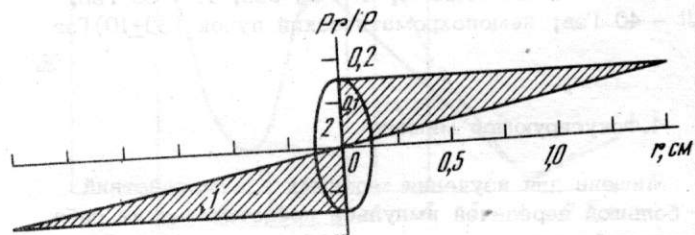


Рис. 1. Эмиттанс пучка антипротонов на выходе мишени длиной 10 см

1 - без поля в мишени; 2 - при поле в мишени с градиентом  $\nabla H = 1,3 \cdot 10 \frac{\text{эрсТ}}{\text{ом}}$

ном поле, влиянием которого на первичные протоны можно пренебречь (в первом приближении) ввиду большой разницы в энергиях и малости фазового объема протонного пучка, позволяющей сфокусировать его в малый размер на всей длине мишени.

В рассматриваемом случае среднеквадратичный эмиттанс антипротонного пучка уменьшается до  $\sim 50$  смрад при создании в мишени магнитного поля с градиентом  $\nabla H = 1,3 \cdot 10^4$  эрст/см. Это требует плотности тока в мишени в  $220 \text{ ка/мм}^2$ , при которой многократное использование мишени невозможно.

Поэтому предполагается использовать мишень однократно с автоматической заменой ее новой за время между циклами, которое определяется скоростью "электронного охлаждения" и составляет  $\sim 100$  сек. Существенно лишь, чтобы разрушение мишени происходило после первого максимума тока, что может быть достигнуто при достаточно малой длительности полупериода тока, поскольку развитие деформаций в мишени является процессом итерационным.

Из результатов, достигнутых нами к настоящему времени, следует отметить получение поля в  $1,3$  мгэрст на поверхности стержня из вольфрама диаметром  $2 \text{ мм}$  при длительности полупериода тока в  $1,35$  мксек. При этом имело место полное испарение мишени, наступавшее, однако, после максимума тока, как можно заключить из вида осциллограммы. При поле в  $1$  мгэрст наблюдалось лишь частичное разрушение мишени в месте закрепления.

Малая длительность полупериода тока неизбежно выдвигает вопрос о неоднородности распределения тока по сечению мишени. Действительно, при длительности  $\sim 1$  мксек толщина скин-слоя в вольфраме составляет  $\sim 0,2 \text{ мм}$ . Однако нагревание мишени до температуры, близкой к температуре плавления, приводит к увеличению удельного сопротивления материала мишени, так что скин-слой становится сравнимым с ее радиусом.

Задача фокусировки протонов на мишень в малый размер на всей длине ее в случае мишени с током усложняется расфокусировкой протонного пучка в мишени и требует для своего выполнения достаточно сильную линзу. В нашем случае протонный пучок с эмиттансом  $\phi = 5310^4$  рад.см может быть сфокусирован в среднеквадратичный (по длине мишени) размер  $\pm 0,35 \text{ мм}$  линзой с фокусным расстоянием приблизительно  $25 \text{ см}$ .

При энергии протонов  $25 \text{ Гэв}$  такая линза может быть основана только на аксиально-симметричной фокусировке полем прямого тока, обладающим максимальной фокусирующей силой. Разрабатываемая нами линза представляет собой стержень с током из бериллия или титана диаметром  $1 \text{ см}$  и длиной  $6-8 \text{ см}$ , с полем на поверхности до  $300 \text{ кэрст}$ .

Для собирания с мишени пучка антипротонов с угловой расходимостью  $\pm 0,15$  рад и разбросом по импульсам в несколько процентов требуется линза не только светосильная, но и достаточно короткофокусная, чтобы угловой разброс на выходе ее, обусловленный хроматической aberrацией, не превышал фазовых углов в пучке. Для этой цели разрабатывается взрывная параболическая линза с фокусным расстоянием  $\sim 20 \text{ см}$ , с током  $\sim 1,5 \cdot 10^6$  а и полем до  $600 \text{ кэрст}$ . Токовые поверхности линзы служат одновременно электродами разрядника, причем взрывается лишь выходная поверхность линзы, имеющая форму плоскости и потому легко заменяемая [3].

Накопитель антипротонов представляет собой рейстрек с четырьмя длинными прямолинейными промежутками (длиной  $7 \text{ м}$  при радиусе квадрантов  $R = 3 \text{ м}$ ), один из которых отводится для инжекции и вывода антипротонов, а остальные для электронного охлаждения и резонатора. Магниты квадрантов имеют нулевой градиент и краевую фокусировку, симметричную относительно центров квадрантов, что обеспечивает постоянство  $\psi$ -функции в линейных промежутках, необходимое для успешного "охлаждения" антипротонов.

Апертура накопителя  $A_z \times A_p = 8 \times 32 \text{ см}^2$  позволяет захватывать пучок частиц с эмиттансом до  $70^2$  мрад.см и разбросом по импульсам  $\Delta p/p = \pm 2,5 \cdot 10^{-2}$ .

Условия "электронного затухания" требуют минимального энергетического разброса частиц в каждой точке, поэтому выпускаемый пучок подвергается хроматической дисперсии в соответствии со значениями  $\psi$ -функции в линейном промежутке накопителя. В результате разброс по импульсам в каждой точке не превышает  $\Delta p/p = \pm 0,6\%$ .

Хроматическая дисперсия выпускаемого пучка осуществляется поворотным магнитом  $M_1$  (см. рис. 2) и следующей за ним линзой  $L_1$ , фокусное расстояние которой связано с углом поворота  $\psi$  и показателем спада поля  $n$  магнита и  $\psi$ -функцией накопителя соотношением  $F = \psi \frac{\sqrt{1-n}}{\sin \psi \sqrt{1-n}}$ .

Ввод частиц в накопитель производится в начале впускного промежутка по вертикали снизу магнитами  $M_2$  и  $M_3$  (рис. 2), причем верхний играет роль септум-магнита с толщиной стенки менее  $1 \text{ см}$ . Впуск на входе в квадрант, оптимальный по напряжению на инфлекторе, потребовал бы удвоения вертикальной апертуры накопителя, поскольку эмиттанс выпускаемого пучка практически равен адмиттансу накопителя  $I$ .

Наличие длинного промежутка позволяет впустить пучок под небольшим углом к медианной плоскости непосредственно в инфлектор, расположенный в том же промежутке. При этом удар инфлектора должен быть увеличен приблизительно в  $1,7$  раза по сравнению с оптимальной схемой инжекции [4]. Кроме того, расстояние между пластинами инфлектора должно равняться удвоенной апертуре дорожки, что еще более увеличивает напряжение на пластинах, а именно до приблизительно  $\pm 500 \text{ кв}$  во встречной бегущей волне.

Для уменьшения этой величины предполагается осуществить инжекцию через пластину инфлектора следующим образом: пространство между пластинами может быть разделено на две области - область апертуры накопителя, где живет захваченный пучок и поле инфлектора должно создаваться в виде импульса с длительностью, меньшей периода обращения, и крутыми фронтами, что и представляет основную трудность, и область, находящуюся ниже апертуры, где можно создать квазипостоянное магнитное поле в  $\sim 300 \text{ э}$ , обеспечивающее доворот нижней части пучка. Эти области разделяются токовой перегородкой толщиной в несколько десятых миллиметра, через

<sup>1</sup> Захват пучка с таким эмиттансом возможен при синхронизации импульса инфлектора с моментом прохождения его ранее накопленным пучком, так чтобы последний не попадал в поле инфлектора.

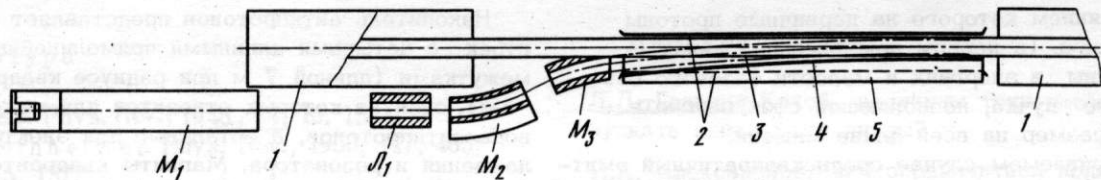


Рис. 2. Схема инъекции антипротонов в накопитель

$M_1$  - поворотный магнит;  $L_1$  - линза;  $M_2$  и  $M_3$  - впускных магниты  
 1 - магнитный накопитель; 2 - верхняя пластина инфлектора и положение нижней (пунктирная линия) при впуске с удвоенным расстоянием между пластинами; 3 - разделительная токовая фольга; 4 - токовая шина септум-магнита; 5 - объемная нижняя пластина в случае впуска через фольгу

которую пучок проходит практически без потерь. Эта перегородка является верхней частью объемной пластины инфлектора и "ножом" своеобразного септум-магнита, находящегося внутри пластины. Такой способ инъекции существенно уменьшает трудности создания высоковольтного генератора для инфлектора.

Описанная схема получения и инъекции антипротонов позволит собрать все частицы в среднеквадратичном угле рождения в заданном интервале импульсов и довести коэффициент захвата в накопитель до  $\sim 10^{-5}$ .

#### Литература

1. Г.И. Будкер. АЭ, 1967, 22, № 5.
2. D. Dekkers et al. Phys. Rev., Ser. 2, 1965, 137, N 413, p. 962.
3. Т.А. Всеволожская, Л.Л. Данилов, В.Н. Карасюк, Г.И. Сильвестров. Параболические линзы для фокусировки вторичных частиц с энергией в несколько Гэв. См. наст. сб., т. II.
4. Т.А. Всеволожская, Г.И. Сильвестров, А.Н. Скринский. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М., 1968, стр. 495.

#### 151. АБЕРРАЦИИ И ДОПУСКИ В СИСТЕМЕ МОНОХРОМАТИЗАЦИИ ВНЕШНЕГО ПУЧКА ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА

Ю.Г. Басаргин, В.И. Богданова, О.А. Миняев, Ю.П. Севергин

(Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры имени Д.В. Ефремова)

Н.И. Веников, Н.Н. Посельский, Е.М. Ходаков

(Институт атомной энергии имени И.В. Курчатова)

Описание системы ранее было дано в работе [1], где также содержатся результаты ионно-оптических расчетов, выполненных в линейном приближении, откуда следует возможность десятикратного уменьшения энергетического разброса, если фазовая ширина моноэнергетических ионных сгустков не превышает  $6^\circ$  у входа в дебанчер. Настоящее сообщение дополняет работу [1] результатами расчетов продольных и поперечных aberrаций второго порядка, возникающих при проводке пучка через продольный сепаратор-ахроматичную поворотную систему (см. рисунок). Кроме того, оценены допуски.

#### 1. Метод расчета

Интегрировалась система из трех уравнений, описывающая с точностью до членов второго порядка малости движение частиц в криволинейной системе координат [2]

$$\begin{aligned} x'' + (1-n)h^2x &= h\delta + (2n-1-\beta)h^3x^2 + h'xx' + \\ &+ \frac{1}{2}hx'^2 + (2-n)h^2x\delta + \frac{1}{2}(h''-nh^3+2\beta h^3)x^2 + \\ &+ h'xz' - \frac{1}{2}hxz'^2 - h\delta^2 + f_x^* ; \\ z'' + nh^2z &= 2(\beta-n)h^3xz + h'xz' - h'x'z + hx'z' + \\ &+ nh^2z\delta + f_z^* ; \\ \sigma + \frac{1}{f\Omega}\delta &= -hx - \frac{1}{2}(x'^2 + z'^2). \end{aligned}$$

Здесь  $x$  и  $z$  - горизонтальное и вертикальное отклонения от основной орбиты;  $\sigma$  - продольное отклонение частиц от центра тяжести сгустка;

$h$  - кривизна основной орбиты;  $\delta$  - относительная неоднородность импульсов;  $\beta$  и  $\beta$  - соответ-

160. ПАРАБОЛИЧЕСКИЕ ЛИНЗЫ ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ В НЕСКОЛЬКО ГЭВ

Т.А.Всеволожская Л.Л.Данилов, В.Н.Карасюк, Г.И.Сильвестров

(Институт ядерной физики Сибирского отделения АН СССР)

Для получения интенсивных пучков вторичных частиц высоких энергий, рождающихся, как правило, в большом телесном угле, требуются электронно-оптические системы с большой светосилой и достаточно малым фокусным расстоянием. Относительно малое рассеяние частиц высоких энергий при прохождении вещества позволяет использовать для их фокусировки магнитное поле прямого тока, обладающее аксиальной симметрией и максимальной фокусирующей силой. Примером таких оптических систем являются параболические линзы с магнитным полем до 120 кэ, разработанные в ИЯФ СО АН в 1963 г. [1] и применяемые для собирания позитронов с энергией 125 Мэв в телесном угле  $\sim 0,04$  стерад (линейный угол  $\theta \approx 0,1$  рад). Идея параболической линзы состоит в том, что для достижения линейной фокусировки в поле вида  $H = \frac{H_0 R_0}{r}$  частица должна проходить вдоль оси тока путь, пропорциональный  $r^2$ , т.е. область поля должна быть ограничена параболами вращения с образующими  $z = a r^2$ . Фокусное расстояние линзы есть  $F = \delta / 2a$ , где  $\delta = \frac{pc}{e H_0 R_0}$ ,  $H_0$  - поле на расстоянии  $R_0$ .

Поскольку поле линзы не может практически превышать величины 200-250 кэ, для частиц с энергией в несколько Гэв необходимое фокусное расстояние получается за счет увеличения константы параболы "а", что для углов собирания  $\theta \sim 0,1 + 0,2$  рад означает большую длину траектории в поле, сравнимую с фокусным расстоянием. Это требует внимательного рассмотрения оптических свойств линзы и построения ее поверхностей в соответствии с точным решением уравнений движения частиц в поле  $H \sim 1/r$ . При этом линза с параболическими поверхностями обнаруживает значительную сферическую aberrацию при углах, не отвечающих условию тонкой линзы  $\frac{\delta \alpha^2}{2} \ll 1$  (рис. 1,а).

В случае точечного источника сферические aberrации устраняются полностью, если образующие поверхностей линзы связаны соотношениями

$$r_2(\alpha_0) = r_1(\alpha_0) e^{\delta(1 - \cos \alpha_0)} ;$$

$$z_2(\alpha_0) = z_1(\alpha_0) + \delta r_1(\alpha_0) \int_0^{\alpha_0} \cos \alpha e^{\delta(\cos \alpha - \cos \alpha_0)} d\alpha,$$

где  $(r_1(\alpha_0))$  и  $(r_2(\alpha_0))$  - параметрические уравнения образующих поверхностей, входной (1) и выходной (2);

$\alpha_0$  - угол наклона траектории частицы к оси  $z$  на входе в линзу.

Форма входной поверхности может быть задана произвольно. Однако при этом входная координата частицы в общем случае нелинейно зависит от угла  $\alpha_0$ , что означает зависимость фокусного расстояния линзы  $F$  от  $\alpha_0$ , хотя положение главного фокуса и задано независимо от  $\alpha_0$ .

При фокусировке пучка с отличным от нуля поперечным фазовым объемом (от неточечного источника) эта нелинейность приводит к искажениям эмиттанта пучка, неустранимым с помощью последующей линейной фокусировки, как, например, в случае линзы с параболической входной поверхностью (рис. 2,а).

Линза получается линейной, если входная поверхность ее задается уравнениями

$$r_1(\alpha_0) = F \sin \alpha_0 e^{-\delta(1 - \cos \alpha_0)} ;$$

$$z_1 = F \left( \cos \alpha_0 e^{-\delta(1 - \cos \alpha_0)} - 1 \right),$$

так что выходная координата зависит от  $\alpha_0$  как  $r_2(\alpha_0) = F \sin \alpha_0$ . В этом случае имеется большая область углов и координат, в которой эмиттанс пучка передается практически без искажений (рис. 2,б).

Интересным примером рассматриваемой линзы является линза с плоской выходной поверхностью,  $z_2(\alpha_0) \equiv 0$ . Координаты входной поверхности связаны в ней соотношением

$$z_1(\alpha_0) + \delta r_1(\alpha_0) \int_0^{\alpha_0} e^{\delta(\cos \alpha - \cos \alpha_0)} \cos \alpha d\alpha = 0,$$

помимо очевидного из геометрических соображений соотношения  $(F + z_1) \tan \alpha_0 = r_1$ . Система из двух

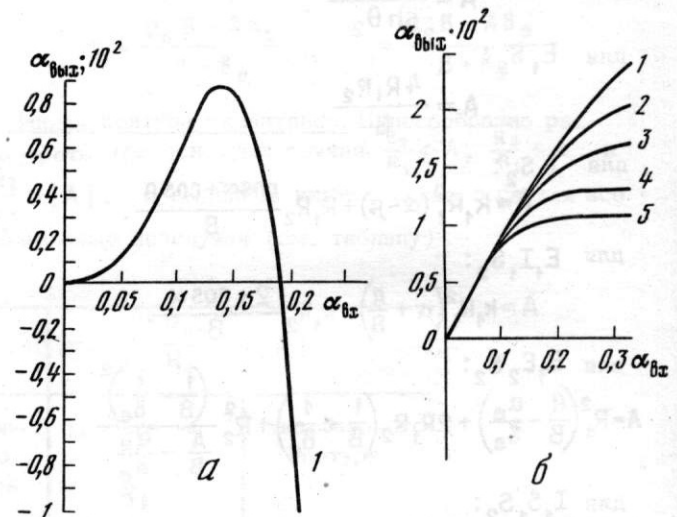


Рис. 1. Сферическая aberrация параболической линзы с неисправленным профилем при  $\delta = 30$ ,  $F = 60$  см,  $a = 0,25$  (а) и хроматическая aberrация линз с разными профилями (б):

1 - полулинза;  $\delta = 12$ ,  $F = 60$ ,  $a = 0,1$ ; 2 - линейная линза  $\delta = 12$ ; 3 - параболическая линза (с исправленным профилем)  $\delta = 12$ ; 4 - линейная линза  $\delta = 30$ ,  $F = 60$ ,  $a = 0,25$ ; 5 - параболическая линза  $\delta = 30$

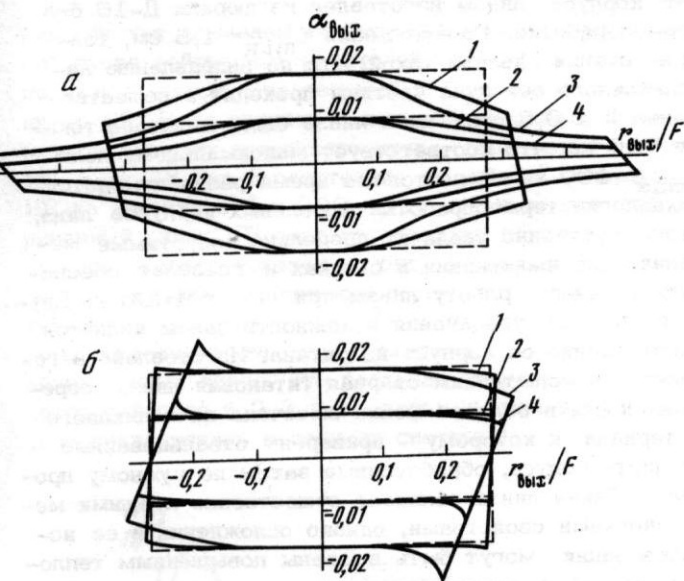


Рис. 2. Геометрическая абберация линз с разными профилями; в первой фокальной плоскости источник имеет прямоугольный эмиттанс с размерами 1,3 - ±1 см, 2,4 - ±0,5 см; и максимальными углами входа  $\alpha_{0max} = 0,27$  рад во всех случаях:

а - параболическая линза (1,2 -  $\beta = 12$ ; 3,4 -  $\beta = 30$ ); б - линейная линза 1,2 -  $\beta = 12$ ; 3,4 -  $\beta = 30$ )

таких линз, соединенных плоскостями, служит для фокусировки пучка из точки в точку. Поверхности каждой "полулинзы" строятся в соответствии с их фокусными расстояниями  $f_1$  и  $f_2$  и полями  $H_1$  и  $H_2$ .

При равенстве полей в каждой половине их можно объединить, убрав разделяющую поверхность  $z=0$ .

При фокусировке частиц от неточечного источника в общем случае нужно учитывать  $\psi$  - скорость частицы в отличие от точечного источника, где движение происходит в плоскости  $(z, r)$ . Однако практический интерес представляет источник в виде тонкого цилиндра, ось которого совпадает с осью  $z$  - такой случай может иметь место при фокусировке вторичных частиц, если первичный пучок, обладающий, как правило, малым фазовым объемом, сфокусирован оптимально. В этом случае  $\psi$  - скорость можно считать равной 0 для всех частиц.

Фигуры рис. 2 относятся как раз к такому источнику и показывают преобразование эмиттанса пучка, имеющего прямоугольный исходный (в первой фокальной плоскости) эмиттанс, по прохождении линзы (во второй фокальной плоскости). По оси абсцисс отложена координата частицы, отнесенная к фокусному расстоянию, по оси ординат - поперечный импульс, отнесенный к полному импульсу частиц. В таком виде приведенные результаты справедливы для любых значений фокусного расстояния при одном и том же значении  $\beta$ . Вычисления траекторий проводились на ЭВМ с точностью  $\sim 10^6$ .

Хроматическую абберацию линзы, т.е. угловой разброс на выходе ее в зависимости от разброса импульсов, можно выразить соотношением  $\Delta\alpha = \alpha_0 \epsilon(\alpha_0) \frac{\Delta p}{p}$ , где  $\epsilon = 1$  при углах, отвечающих приближению тонкой линзы, а затем уменьшается с ростом  $\alpha_0$ . Зависимость  $\epsilon(\alpha_0)$  несколько отличается

для различных типов линз и различных значений  $\beta$  (рис. 1, б).

В настоящее время в ИЯФ ведется разработка двух типов параболических линз. Первая линза будет применяться в блоке мишени протон-антипротонного накопителя ВАПП-4 для собирания с мишени антипротонов с импульсом 1,8 Гэв и углами рождения  $\pm 0,15$  рад [2]. Она представляет собой линейную линзу с фокусным расстоянием менее 20 см и максимальным полем на шейке (месте соединения токовых оболочек)  $H_{max} = 200 + 250$  кэ. На рис. 3 приведено сечение линзы с ошиновкой. Корпус линзы выполнен из целикового титана; толщина стенки на входной поверхности, которую частицы проходят под минимальным углом, достигает на наружном радиусе 0,5 мм и увеличивается к шейке так, что при поле на внутреннем радиусе  $H_{max} = 200$  кэ максимальные механические напряжения в каждом сечении составляют  $\sigma \approx 3500$  кг/см<sup>2</sup>. Путь частицы в стенках линзы составляет 6-8 мм. Конструкция ошиновки сделана такой, что при закреплении обеих контактных поверхностей линзы не возникает никаких осевых нагрузок на ее корпус, Коаксиальная ошиновка линзы посередине переходит в две широкие плоские шины для подвода тока. Две половины ошиновки, находящиеся под разными потенциалами, изолированы стеклотканью, пропитанной эпоксидной смолой под давлением 30 атм, на напряжение до 15 кв. Линза имеет индуктивность 30 см и будет питаться синусоидальным импульсом тока с длительностью по основанию 3-5 мксек и амплитудой 500-700 ка. Линза запитывается током от генератора, представляющего собой высоковольтную накопительную емкость и систему вакуумных разрядников, через согласующий токовый трансформатор с коэффициентом трансформации 4 и малым рассеянием (приведенная к нагрузке  $L_p \approx 2$  см), рассчитанный на напряжение в первичной цепи до  $\pm 50$  кв.

Второй тип линзы разрабатывается для применения в фокусирующей системе нейтринного тракта ИФВЭ [3]. Из шести таких линз предполагается собрать объектив, который должен осуществлять ахроматическую фокусировку мезонов в большом интервале импульсов. Поскольку в такой системе линзы не имеют определенного фокусного расстояния, все они имеют параболические поверхности. На рис. 4 приведен разрез макета одной из линз с ошиновкой.

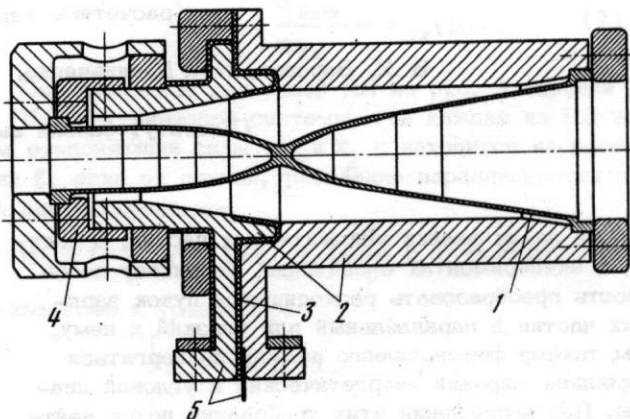


Рис. 3. Линейная линза для собирания антипротонов  
1 - корпус линзы, 2 - ошиновка; 3 - изоляция; 4 - цапговый контакт; 5 - плоский токоподвод

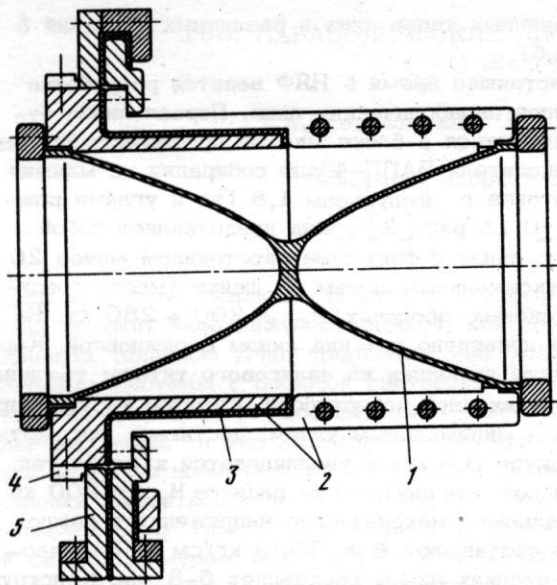


Рис. 4. Параболическая линза нейтринного тракта  
1 - корпус линзы; 2 - ошинковка; 3 - изоляция;  
4 - цапговый контакт; 5 - плоский токоподвод

Линза имеет максимальный радиус  $R_{max} = 16$  см и длину  $2z = 32$  см. Ошинковка также выполнена в виде коаксиала, переходящего в две плоские токоподводящие шины. Одна сторона корпуса линзы жестко притягивается к ошинковке прижимным кольцом, вторая сторона имеет цапговое крепление для устранения осевых нагрузок при закреплении. Индуктивность системы  $L_H \approx 40$  см. Линза питается от малоиндуктивного токового трансформатора полусинусоидальным импульсом тока длительностью по основанию 100 мксек и амплитудой до 1000 ка [4]. Линза будет питаться сдвоенными импульсами тока произвольной полярности, разделенными интервалом 0,25 сек с частотой посылок 1 раз в секунду. Первый ма-

кет корпуса линзы изготовлен из дюрала Д-16 без термообработки. Радиус шейки  $r_{min} = 1,5$  см, толщина стенки сделана такой, что по направлению параллельного оси луча частицы проходят в веществе менее  $2 \times 0,5$  см. Такая линза была испытана токами 750 ка, что соответствует максимальному полю  $H_{max} = 100$  кэ. В настоящее время разрабатывается технология термообработки дюралевых корпусов линз, что существенно увеличит предельно допустимые механические напряжения в стенках и позволит обеспечить надежную работу линзы при токах 1000 ка. Другим способом увеличения надежности линзы является изготовление ее корпуса из титана. Изготовлена и готовится к испытаниям сварная титановая линза: середина линзы в области шейки выточена из целикового материала, к которому приварены отвальцованные из листа конуса, обработанные затем по нужному профилю. Такая линза обладает существенно лучшими механическими свойствами, однако осложнения в ее использовании могут быть вызваны повышенным тепловым режимом, связанным с высоким удельным сопротивлением титана.

#### Литература

1. Л.Л. Данилов и др. ЖЭТФ, 1967, т. 37, стр. 914.
2. Г.И. Будкер и др. Схема получения антипротонов на установке со встречными протон-антипротонными пучками ИЯФ АН СССР. См. наст. сборник, т. II.
3. А.В. Самойлов и др. Фокусирующее устройство для нейтринных экспериментов. См. наст. сборник, т. II.
4. Л.Л. Данилов и др. Импульсный генератор с реактивной мощностью 1,5-2 гигаватта на магнитоуправляемых вентилях. См. наст. сборник, т. II.

### 161. ФОКУСИРУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

(расчетные характеристики)

В.И. Воронов, И.А. Данильченко, Р.А. Рзаев, А.В. Самойлов

(Институт физики высоких энергий)

В ряде задач физики элементарных частиц, в частности, в экспериментах с нейтрино, возникает необходимость преобразовать расходящийся пучок заряженных частиц в параллельный или близкий к нему, причем такому формированию должен подвергаться максимально широкий энергетический и угловой диапазоны. При выполнении этих требований поток нейтрино, рожденных при распадах  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, будет максимальным. Дополнительным важным требованием является необходимость провести формирование

пучка частиц на возможно более короткой базе с тем, чтобы на долю сформированного пучка осталась значительная часть пролетной базы.

К настоящему времени для выполнения этой задачи применялись или рассматривались "магнитный горн" [1], "магнитные пальцы" [2], плазменная линза [3] и "горн" с одним-двумя дополнительными рефлекторами [4].

Фокусирующие свойства таких систем и поток нейтрино от них принято сравнивать со спектром нейт-



В.И.Нифонтов, Б.М.Песляк

(Институт ядерной физики СО АН СССР)

В ускорительном комплексе ЭЛИТ-3, Б-4, ВЭПП-3, где большинство элементов работают в импульсном режиме, существенное значение имеет синхронизация моментов запуска рабочих узлов комплекса. Основная задача решающего устройства блока предварительной синхронизации состоит в том, чтобы произвести своевременное включение выпускных магнитов синхротрона Б-4, поворотных магнитов и линз канала Б-4 - ВЭПП-3 и осуществить управление выпуском из синхротрона Б-4 в тот момент, когда энергия ускоренных частиц достигнет установленного значения. В устройстве предусмотрена автоматическая подстройка временной задержки для регулировки точного совпадения момента инжекции с установлением максимальных значений импульсных магнитных полей в элементах канала. Стабильность уровня энергии частиц в момент инжекции контролируется с помощью блока контроля с цифровой индикацией. Блок-схема устройства и поясняющие временные диаграммы приведены на рисунке.

Блок решения

В качестве сигнала, характеризующего энергию частиц в Б-4, выбрана величина ускоряющего магнитного поля в синхротроне. Датчик магнитного поля - индуктивная петля, охватывающая один из квадрантов ускорителя. Напряжение с датчика, пропорциональное  $dH/dt$ , поступает на точный интегратор 1 (рис. 1). Выходной сигнал с интегратора через масштабные сопротивления идет на вход амплитудного компаратора. опорное напряжение,  $U_{оп}$  (рис. 1,8) пропорциональное энергии выпускаемых частиц, задается потенциометром и через операционный усилитель также поступает на рабочий вход компаратора. Форма импульсного поля в синхротроне Б-4 имеет вид полусинусоиды  $H(t) = H_m \sin \omega t$ . По условиям работы ускорительного комплекса выпуск частиц происходит на заднем склоне импульсного поля.

При совпадении уровня напряжения на интеграторе с уровнем опорного напряжения формируется выходной сигнал, который выключает высокочастотное ускоряющее напряжение на резонаторе синхротрона. С этого момента энергия ускоренных частиц, без учета потерь на синхротронное излучение, остается постоянной и при дальнейшем спаде поля сгусток ускоренных частиц сдвигается к внешней стенке ускоряющей камеры, где расположен дефлектор. Сигнал на включение дефлектора формируется в тот момент, когда выполняется условие

$$\frac{\Delta H}{H} = \frac{\Delta R}{R}$$

где  $\Delta H$  - изменение поля от момента выключения в.ч. до момента выпуска;  $H$  - значение поля в момент выключения в.ч.;  $R$  - рабочий радиус равновесной орбиты синхротрона Б-4;  $\Delta R$  - расстояние по камере от равновесной орбиты до центра дефлектора.

Сигнал на включение дефлектора формируется вторым компаратором 5 (рис.1), где изменение масштабов суммирования входных сигналов, задающих нужный радиус выпуска, осуществляется ступенчатым переключением дополнительного сопротивления.

За определенное время перед импульсом выпуска должны быть получены дополнительные управляющие сигналы для подготовки выпускных магнитов и импульсных элементов канала к работе. Временной интервал между импульсом выпуска и дополнительными управляющими импульсами должен с определенной точностью оставаться неизменным при уходе амплитуды ускоряющего поля синхротрона в пределах (2-3)%. Такие управляющие сигналы получаются при подаче на рабочие выходы компараторов 6,7 (рис. 1) сигнала вида

$$U'(t) = U_m \sin [\omega(t + \Delta t)],$$

т.е. напряжения, опережающего напряжение, про-

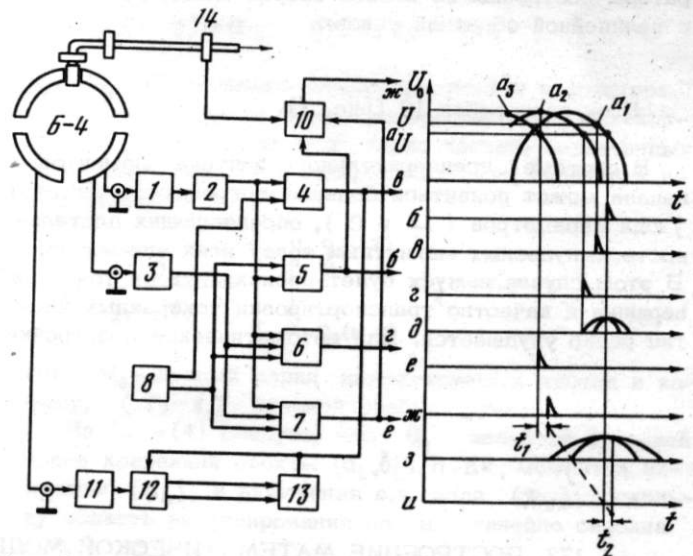


Рис. 1. Блок-схема и временные диаграммы системы управления инжекцией в ВЭПП-3

1, 11 - интеграторы; 2, 3 - масштабные блоки; 4 - компаратор выключения высокомагнитного генератора; 5 - компаратор выпуска частиц из Б-4; 6 - компаратор включения выпускных элементов Б-4; 7 - компаратор включения выпускных элементов канала; 8 - усилитель опорного напряжения; 10 - блок подстройки; 12 - блок контроля; 13 - пересчетное устройство; 14 - элемент канала;  $U_H$  - напряжение, пропорциональное полю Б-4;  $U_{оп}$ ,  $U'_{оп}$  - опорное напряжение;  $a_1$  - напряжение, пропорциональное полю Б-4;  $a_2, a_3$  - напряжение для опережающего решения; б - импульс выпуска частиц из Б-4; в - импульс выключения в.ч. генератора; г - импульс включения выпускных элементов Б-4; д - поле выпускных элементов Б-4; е - опорный импульс включения элементов канала; ж - рабочий импульс включения элементов канала; з - поле выпускных элементов канала;  $\Delta t_1$  - регулируемый временной интервал между опорным и рабочим импульсами;  $\Delta t_2$  - временной интервал между моментом выпуска и максимумом поля элементов канала

порциональное ускоряющему полю синхротрона на заданный временной интервал. При синусоидальной форме поля  $U(t) = U_m \sin \omega t$  такое напряжение может быть получено суммированием самой функции и первой производной данной функции в определенном масштабном соотношении. Действительно, в разложении данной функции по Тейлору присутствуют только члены, содержащие  $\sin \omega t$  и  $\cos \omega t$ ; поэтому в сигнале  $U'(t) = -U_m m_1 \sin \omega t + U_m m_2 \cos \omega t$  достаточно выбрать коэффициенты  $m_1$  и  $m_2$  для получения заданного значения  $\Delta t$ , причем первое слагаемое в этом выражении получается с интегратора, а второе — непосредственно с индуктивного датчика поля. Масштабные коэффициенты задаются суммирующими сопротивлениями в компараторах. Опорное напряжение соответствует напряжению на компараторе выпуска  $U'_{оп}$  (рис. 1).

Компаратор 6 (рис. 1) используется для управления выпускными элементами Б-4. Компаратор 7 (рис. 1), с большим значением  $\Delta t$  управляет "длинными" магнитными элементами канала.

Решающий блок обеспечивает точность привязки к уровню энергии порядка  $5 \cdot 10^{-4}$ . Временной интервал между выпуском и включением выпускных элементов Б-4 стабилен с точностью  $\pm 10^{-6}$  сек; между выпуском и включением элементов канала —  $\pm 5 \cdot 10^{-6}$  сек. Компараторы построены на основе операционных усилителей с нелинейной обратной связью.

#### Блок подстройки 10 (рис. 1)

В системе предварительного запуска элементов канала может появиться большая погрешность за счет ухода параметров ( $L$  и  $C$ ), определяющих длительность импульсных магнитных полей этих элементов. В этом случае выпуск будет происходить не точно на вершине и качество транспортировки ускоренных частиц резко ухудшается. Для автоматической подстройки

системы по этому признаку в блоке подстройки выделяется импульс, совпадающий с моментом максимального значения поля в элементе канала 14 (рис. 1) и при его уходе в ту или иную сторону относительно импульса выпуска  $t_1$  (рис. 1) выделяется соответствующий сигнал на реверсивный счетчик. Состояние счетчика преобразуется в аналоговый сигнал, корректирующий время запуска данного элемента канала  $t_2$  (рис. 1). В устройстве применена разрешающая схема на диодах, реверсивный счетчик совмещен с регистром преобразователя кода аналог, а в качестве время-задающих элементов применены диодно-регенеративные компараторы. Дискретный шаг подстройки —  $2 \cdot 10^{-6}$  сек. Диапазон подстройки —  $\pm 30 \cdot 10^{-6}$  сек.

#### Блок контроля

Для оперативного контроля за уровнем энергии выпуска разработан блок контроля 12 (рис. 1). Он состоит из точного интегратора, двух ключей и компаратора с формирователями. В момент выключения в.ч. на интеграторе запоминается аналоговый сигнал, пропорциональный энергии ускоренных частиц и затем преобразуется во временный интервал. Цифровое значение временного интервала, полученное на декадном счетчике 13 (рис. 1) индуцирует в масштабе уровень и стабильность энергии выпускаемых частиц. Погрешность блока контроля не более  $10^{-4}$ .

#### Дискуссия

И.П. Карабеков. Какова точность поддержания взаимного расположения импульсов синхронизации?  
В.И. Нифонтов. Точность подстройки по времени составляет: для длинного элемента — 5 мксек, для короткого элемента — 2 мксек.

### 173. ПОСТРОЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СИНХРОТРОНА НА 1,5 ГЭВ И ИССЛЕДОВАНИЕ НА МОДЕЛИ НЕКОТОРЫХ АЛГОРИТМОВ УПРАВЛЕНИЯ

Э.Г.Воронин, В.В.Захаров, В.А.Кочегуров, В.И.Наплеков, Н.М.Филипенко, В.В.Цыганков

(Научно-исследовательский институт ядерной физики, электроники и автоматики при Томском политехническом институте)

В настоящее время определялась следующая схема проведения эксперимента с использованием ускорителей (рис. 1). Как видно из рисунка, в схеме имеется две автономные системы управления. Вопросы управления физическим экспериментом, обработка поступающей физической информации на ЭВМ широко решаются во всех физических лабораториях. Однако важную роль в проведении эксперимента на ускорителях является обеспечение эффективного управления в процессе эксперимента самим ускорителем. Управление ускорителем представляет очень сложную задачу. В общем случае ускоритель можно рассмат-

ривать как некоторую многопараметрическую динамическую систему, находящуюся под воздействием внутренних и внешних возмущающих сил со случайным изменением во времени

$$y = y(x, x_0(t), z(t)), \quad (1)$$

где  $y$  — векторная величина, характеризующая параметры ускоренного пучка (интенсивность, энергия, длительность);  $x$  — управляющие параметры;  $x_0(t), z(t)$  — случайные неконтролируемые помехи, аддитивные с  $x$  и  $y$ .