

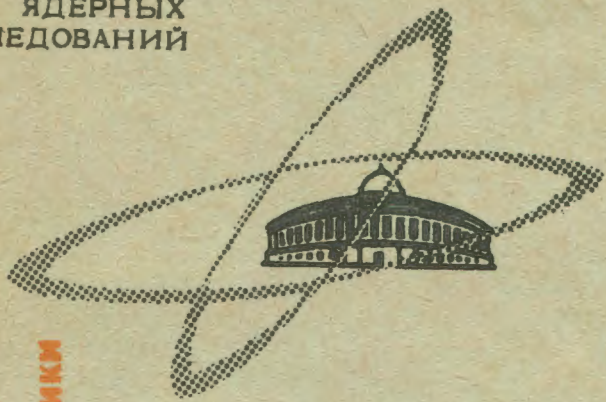
20/xii-68

A-61

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

10 - 4147



ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И АВТОМАТИЗАЦИИ

Н.С.Амаглобели, Ц.И.Иоселиани, Д.Ф. Кельбалиханов,
Л.Ш.Маркозашвили, О.С.Шудра, Г.А.Эристави

УСТРОЙСТВО ВВОДА ИНФОРМАЦИИ
С БУМАЖНОЙ ПЕРФОЛЕНТЫ В ЭВМ "РАЗДАН-2"

1968

P9 - 4171

76.42/2 чф.
А.Г.Бонч-Осмоловский, Г.В.Долбиллов, О.А.Колпаков,
А.Б.Кузнецов, В.Н.Мамонов, К.А.Решетникова,
Н.Б.Рубин, С.Б.Рубин, В.П.Саранцев

СИСТЕМА УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО КОЛЬЦА,
НАГРУЖЕННОГО ИОНАМИ

Объединенный институт
ядерных исследований
ИЯС ЖОТЕНА

С целью обработки экспериментальных данных, полученных с полуавтоматической установки для обмера снимков с пузырьковых камер^{1/} на ЭВМ "Раздан-2," возникла необходимость создания устройства, осуществляющего ввод этих данных в машину^{2/}.

Существующий универсальный ввод в машину "Раздан-2" осуществляется 7-дорожечной кинолентой шириной 35 мм с помощью фотосчитывающего устройства.

Информация, полученная с полуавтоматических установок, записывается на стандартной бумажной перфоленте шириной 17,5 мм. Каждая координата на бумажной перфоленте занимает один кадр. Полный кадр расположен на 12 строках (в строке 4 дорожки). В одном кадре на ленте может располагаться одно 36-разрядное число с дополнительными признаками (рис. 1). Для введения этой перфоленты в ЭВМ "Раздан-2" пришлось внести изменения в "магнитном регистре" полуавтоматической установки, с помощью которых получили дополнительную дорожку синхроимпульсов (рис. 2); причем для логики работы устройства синхроимпульсы пробивались в тех местах, где записаны исходные данные; свободные от синхроимпульсов строки предназначены для служебных признаков.

Для записи координат одной точки используется девять строк - четыре строки для записи значения "x"-координаты, четыре - для "y".

В первой строке 1 кадра на 2 дорожке пробит признак начала зоны, используемый для ввода информации по адресу; для разворота числовой информации на 9 строках каждого кадра в местах записи исходных данных пробиваются синхроимпульсы; в каждом кадре на 4 дорожке 12 строки пробивается маркерный признак, который используется для записи

числа с регистра машины (Рг-2) в ее ферритовую оперативную память.

Созданное местное устройство управления вводом информации в ЭВМ "Раздан-2" представляет собой унифицированную схему, которая может работать как с механическим считывающим устройством-трансмисмиттером, так и с фототрансмисмиттером.

Для работы устройства ввода с механическим трансмисмиттером разработан дополнительный блок формирования импульсов. Блок-схема устройства управления вводом информации в ЭВМ "Раздан-2" представлена на рис. 3. Основные узлы устройства управления:

- 1) механическое считывающее устройство,
- 2) блок формирования импульсов,
- 3) местное устройство управления вводом.

Механическим считывающим устройством является трансмисмиттер Т-50 МС, преобразующий информацию, нанесенную на бумажной перфоленте, в электрические импульсы. Считывание информации с бумажной перфоленты трансмисмиттером производится параллельно-последовательно.

Импульсы, получаемые с трансмисмиттера, представляют собой "грязные" импульсы с колебаниями на фронте и на срезе. Следовательно, для последующей передачи в устройство управления вводом необходимо сформировать эти импульсы.

Схема формирования импульсов дана на рис. 4. На входе ее расположены триггеры Шмитта, формирующие фронты импульсов.

Затем импульсы подаются на одновибраторы, вырабатывающие импульсы длительностью 60 мсек, перекрывающие дребезг контактов трансмисмиттера.

С одновибраторов импульсы подаются на запоминающее устройство (рис. 5), собранное на симметричных триггерах с усилителями. Необходимость запоминающего устройства обусловлена тем, что при считывании трансмисмиттером информации с перфоленты наблюдался временной разброс импульсов порядка 700-800 мсек, вызванный инерционностью механической части трансмисмиттера. Как видно из блок-схемы (рис. 5), на отдельные входы триггеров подаются импульсы от одновибраторов, соответствующих числовым каналам на перфоленте, а на объединенный вход подается "стоповый" импульс с трансмисмиттера, отстающий от импульса числовой серии на 130-140 мсек.

При помощи импульсов сброса происходит считывание записанной в память информации строго одновременно. С запоминающего устройства импульсы подаются на формирователи и затем на ячейки "УСП", дающие импульсы амплитудой 9,5 в, длительностью 600 мксек.

Временная диаграмма устройства формирования приведена на рис. 6.

Сформированные импульсы подаются на местное устройство управления вводом (рис. 7). Это устройство запускается от генератора одиночных импульсов (ГОИ) при нажатии кнопки "ввод" на пульте управления ЭВМ "Раздан-2".

Полученный в устройстве управления импульс 5-1 запускает через "триггер пуска" трансмиттер (терминология обозначения импульсов заимствована из технического описания ЭВМ "Раздан-2").

В местном устройстве управления вводом формируется импульс опроса, который стробируется потенциалами от УСП на клапанах выходных усилителей, откуда импульсы одновременно подаются на 1+4 разряды регистра Рг-2 ЭВМ "Раздан-2".

От дорожки синхронимпульсов вырабатываются импульсы 5-4, при посылке которых в машину "Раздан-2" она высылает 3 сдвинутых друг относительно друга (на 4 мксек) импульса серии 2В: 2в-2, 2в-4, 2в-6. В итоге получается импульс 5-6, производящий сдвиги в Рг-2 и разворот числа в 36 разрядов.

Устройство управления вырабатывает основные управляющие импульсы:

- 1) по служебному признаку - маркер, который пробит в каждом кадре, и импульс 5-3, производящий запись информации с Рг-2 в оперативную память машины;
- 2) по признаку начала зоны - импульс ввода информации по адресу 5-5, 5-5а;
- 3) по признаку конца массива - конец ввода 5-7, который выключает трансмиттер.

Управляющие импульсы имеют амплитуду 6+8 вольт, длительность - 0,8 + 2 мксек.

Временная диаграмма работы устройства управления дана на рис. 8.

Местное устройство управления собрано на стандартных ячейках ЭВМ "Раздан-2".

Описанное устройство в настоящее время проходит опытную эксплуатацию в научно-исследовательской лаборатории ядерной физики Тбилисского государственного университета.

Л и т е р а т у р а

1. В.Я.Алмазов, И.А.Голутвин, В.Д.Инкин, Ю.А.Каржавин, В.Д.Неустроев, В.Д.Степанов. Препринт ОИЯИ 1352, Дубна, 1963.
2. О.К.Нефедьев, Р.К.Сиколенко, В.В.Федорин. Препринт ОИЯИ 1871, Дубна, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел

11 ноября 1968 года.

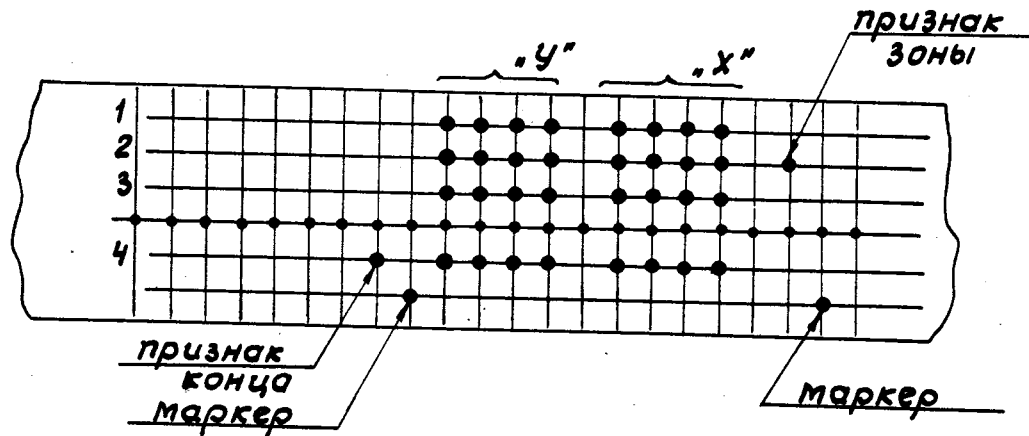


Рис. 1 Расположение одного числа на бумажной перфоленте.

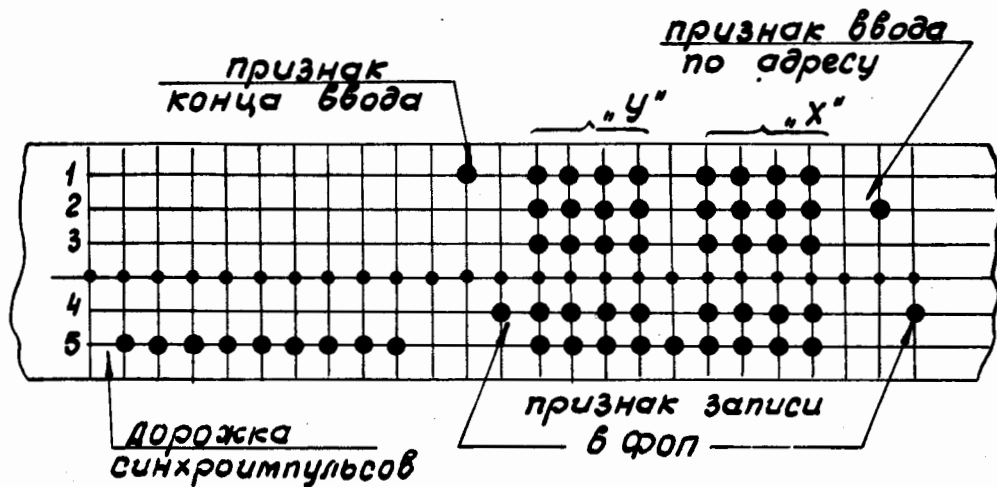


Рис. 2 Расположение одного числа на бумажной перфоленте для ввода в ЭВМ "Раздан - 2".

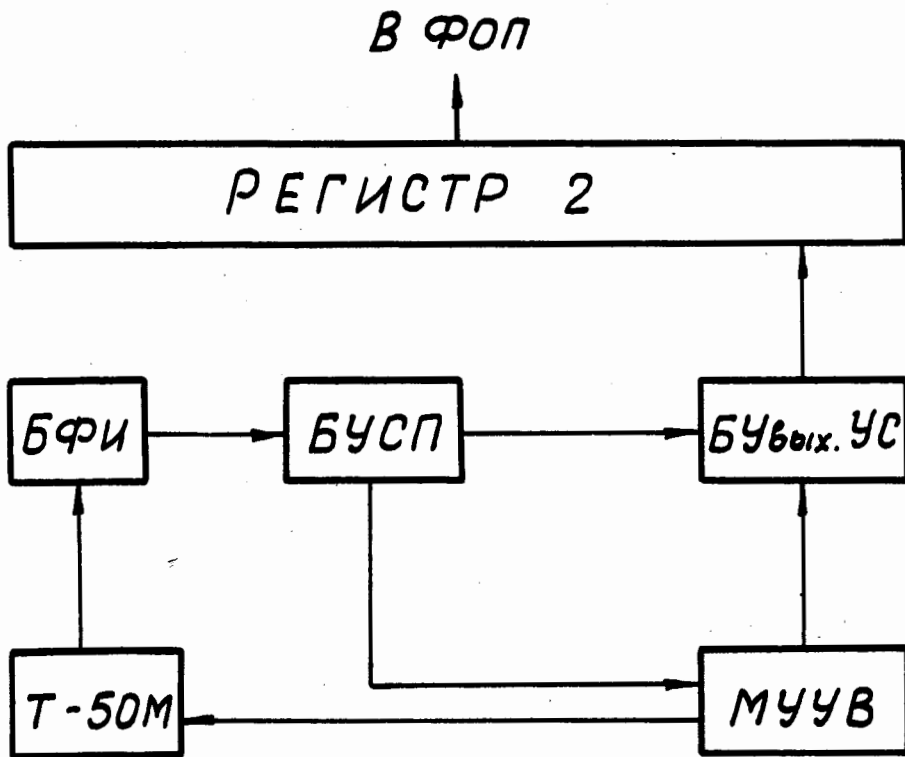


Рис. 3 Блок-схема устройства управления вводом информации.

К СХЕМЕ МУУВ

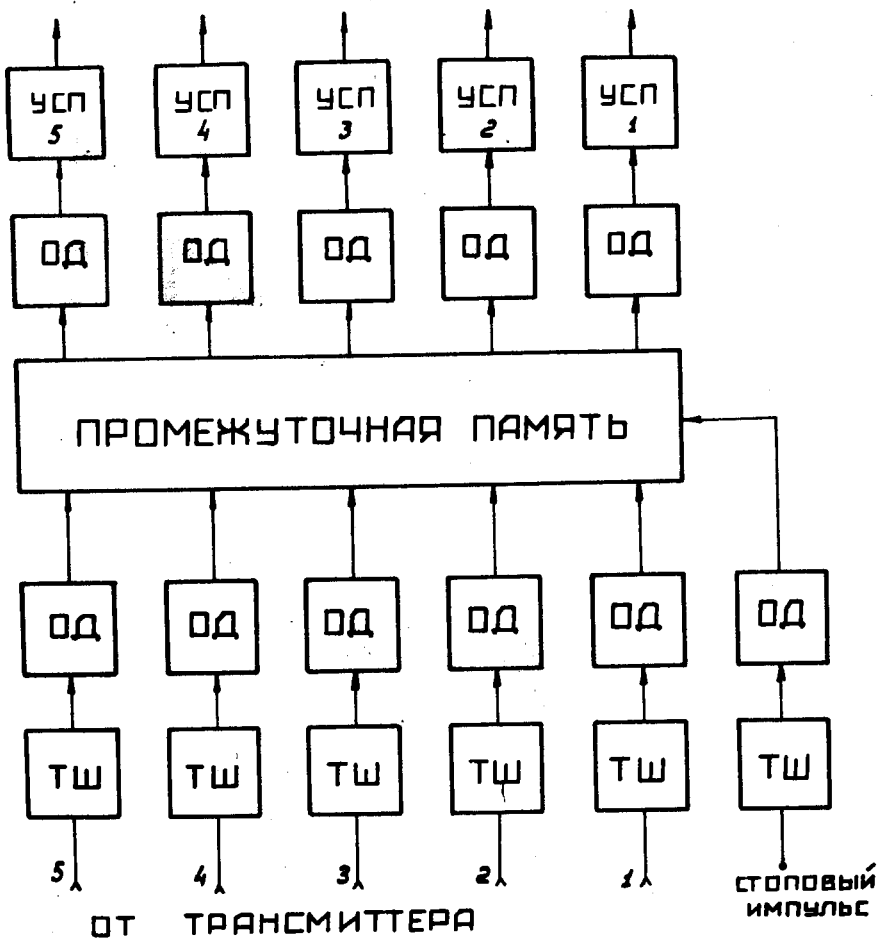


Рис.4 Блок-схема устройства формирования импульсов.

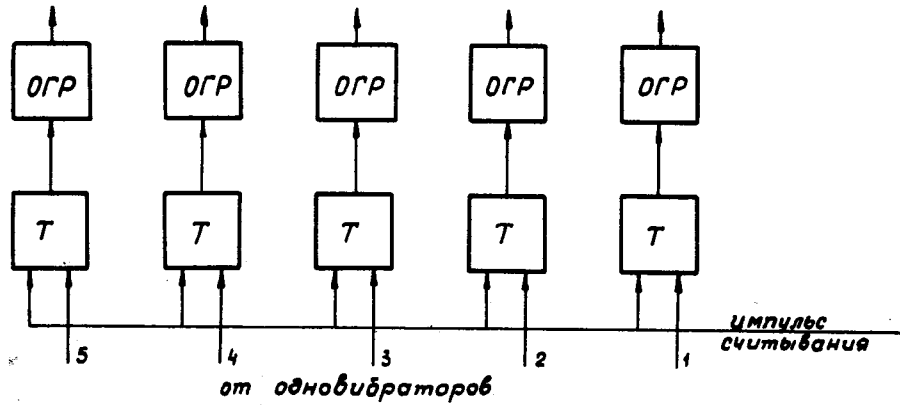


Рис. 5 Запоминающее устройство.

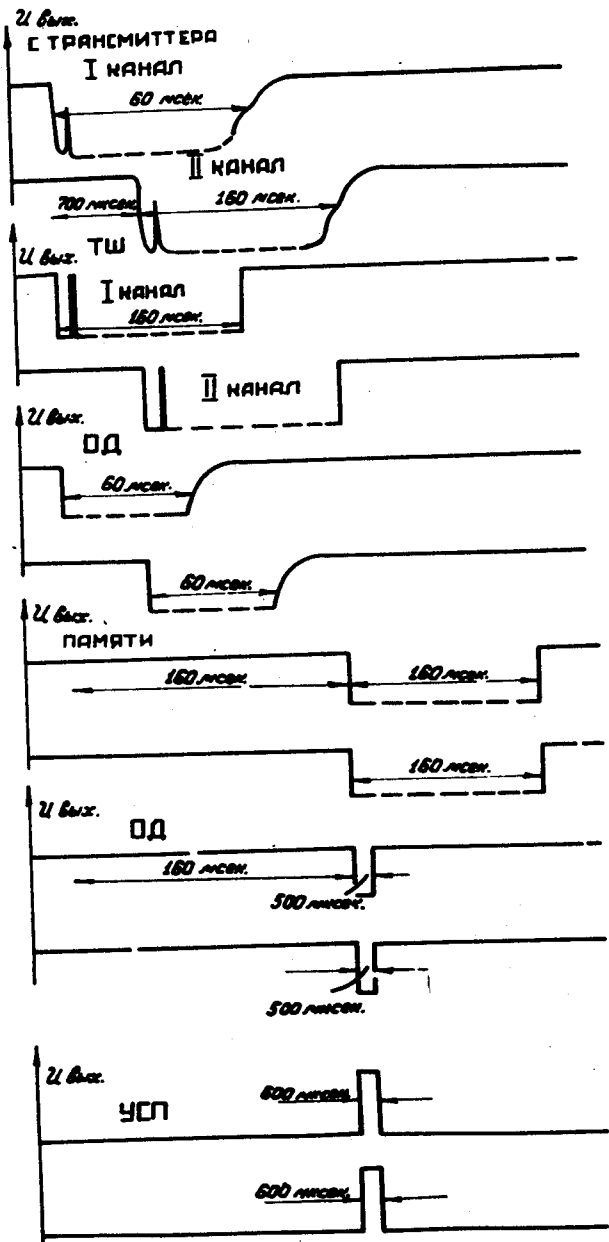


Рис. 6 Временная диаграмма работы блока формирования импульсов.

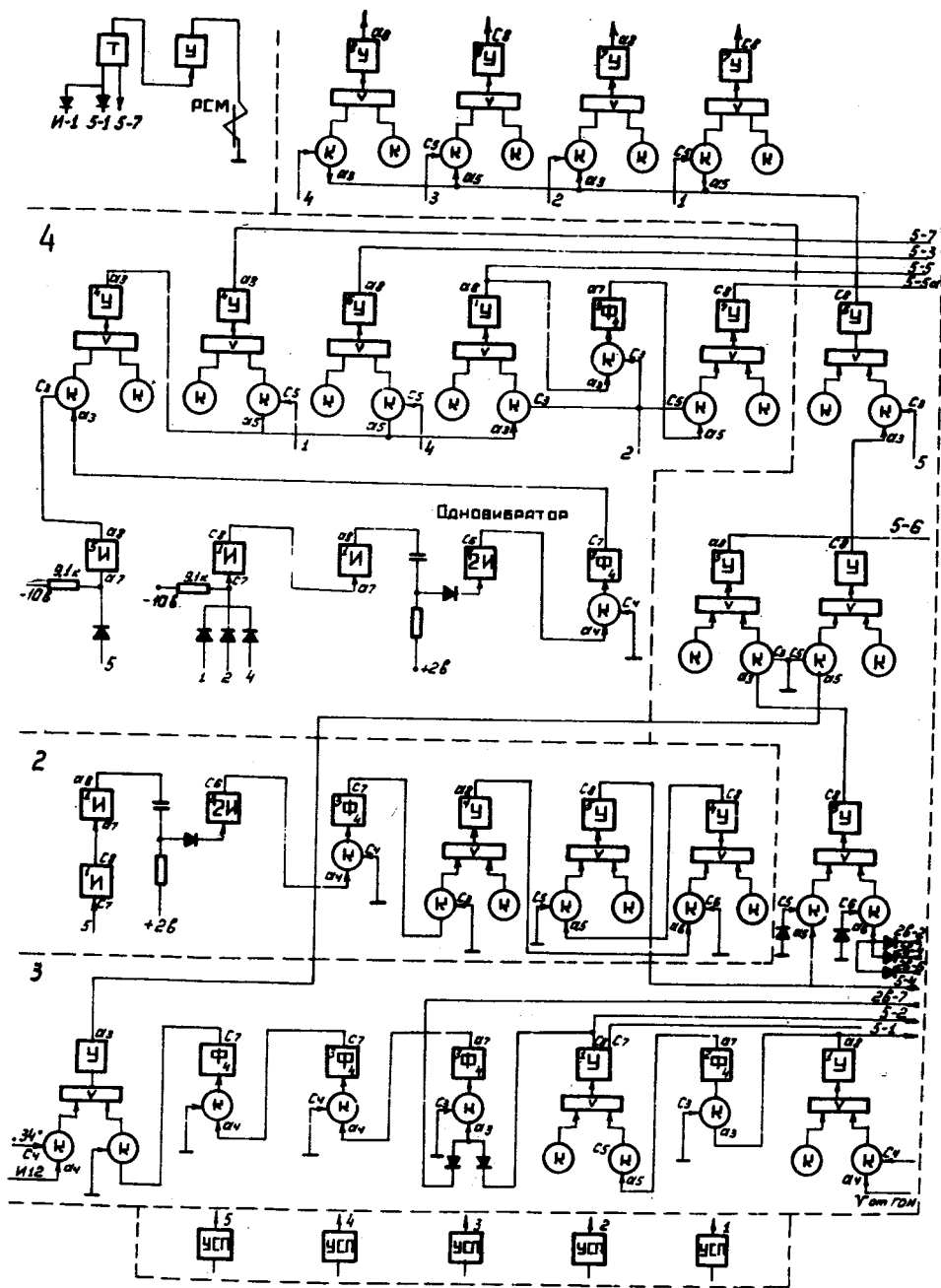


Рис. 7 Схема местного устройства управления вводом.

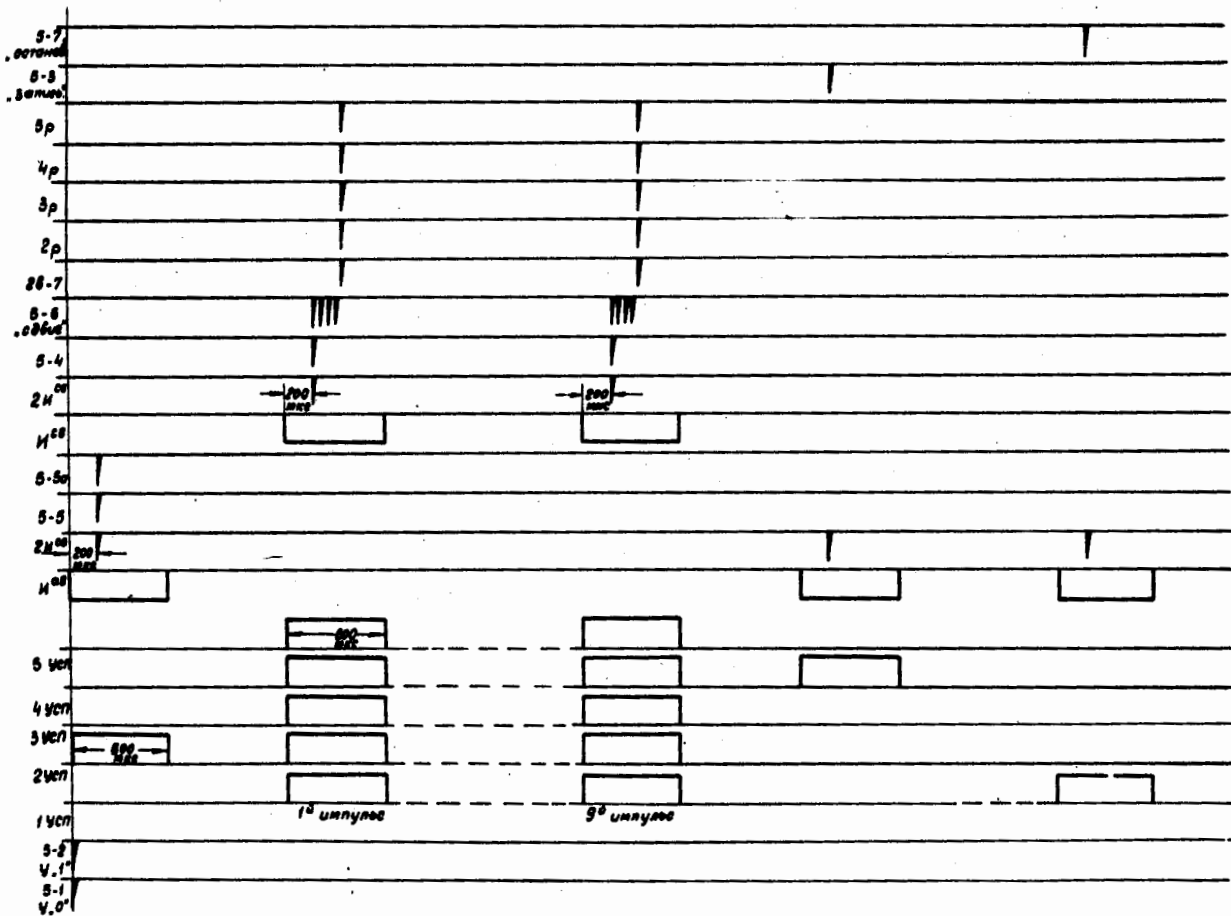


Рис. 8. Временная диаграмма работы устройства управления.

1. Задача ускорения электронного кольца, нагруженного ионами, имеет ряд особенностей/1/.

Кольцо является компактным образованием с большим зарядом, и собственный ток, создаваемый этим зарядом (порядка десятков ка), сильно нагружает ускоряющую систему. На языке электродинамики это значит, что энергия, которую необходимо сообщать кольцу на единице пути, составляет заметную долю энергии стороннего поля, запасенной в области, откуда она может быть получена кольцом. Кроме того, энергия, излучаемая кольцом при прохождении ускоряющей структуры, сравнима с энергией, приобретаемой кольцом.

Наличие вращательного движения электронов приводит к значительному эффективному "утяжелению" кольца. Поэтому его ускорение до релятивистских скоростей происходит значительно медленнее, чем ускорение простого сгустка электронов с таким же зарядом.

При ускорении кольцо поляризуется, и ионы ускоряются собственными кулоновскими силами. Эти силы определяются параметрами кольца и ограничены; следовательно, должны быть ограничены и силы, ускоряющие кольцо.

Исходя из этих соображений, а также соображений технических возможностей и экономичности выбиралась структура ускоряющей системы.

2. Если продольные размеры электронно-ионного кольца под действием каких-то внешних сил сохраняются постоянными в сопутствующей системе координат, то при ускорении кольца в постоянном продольном

электрическом поле \mathcal{E} возможно устойчивое ускорение ионов постоянной силой $1/\lambda$. При этом законы продольного движения "центрального" электрона и "центрального" иона имеют вид:

$$m_{\perp} \gamma_{\parallel}^3 \ddot{z} = e \left(\mathcal{E} - \frac{N_1}{N_0} \mathcal{E}_k \right) \quad (1)$$

$$M \gamma_{\parallel}^3 \ddot{z} = e \left(\mathcal{E}_k - \mathcal{E} \right), \quad (2)$$

где

$$\mathcal{E}_k = \frac{2 e N_0}{\pi r_0 (b_0 + g_0)} \Delta, \quad (3)$$

$m_{\perp} = m \gamma_{\perp}$ - "утяжеленная" масса электрона; M - масса иона,
 $\gamma_{\parallel} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_z^2}}$, $\gamma_{\perp} = \frac{1}{\sqrt{1 - \gamma_{\parallel}^2 \beta_{\theta}^2}}$; N_0 - число электронов в кольце; N_1 - число ионов в кольце; r_0 - радиус кольца; b_0 - продольный полуразмер сечения кольца в сопутствующей системе; g_0 - поперечный полуразмер сечения кольца; Δ - расстояние между "центральными" частицами, отнесенное к b_0 ($\Delta \ll 1$).

Из уравнений (1) и (2) видно, что в этом случае ускорение кольца в сопутствующей системе постоянно. Из этих уравнений определяется допустимое ускоряющее электрическое поле

$$\mathcal{E}_D = \mathcal{E}_k \frac{m_{\perp}}{M} \cdot \frac{1 + \frac{M}{m_{\perp}} \frac{N_1}{N_0}}{1 + \frac{m_{\perp}}{M}}. \quad (4)$$

При этом сила, ускоряющая "центральный" электрон, равна

$$e \mathcal{E}_k \frac{m_{\perp}}{M} \frac{1 - \frac{N_1}{N_0}}{1 + \frac{m_{\perp}}{M}},$$

а сила, ускоряющая "центральный" ион, в $\frac{M}{m_{\perp}}$ раз больше. Отсюда видно, что заметная нагрузка электронного кольца ионами (но все же

при $\frac{N_1}{N_0} \ll 1$) не существенно влияет на эффективность такого метода ускорения.

Как уже отмечалось^{/2/}, для наших параметров ξ_D варьируется в пределах от $5 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$ ($N_0 = 10^{13}$) до $70 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$ ($N_0 = 10^{14}$).

3. Сделаем несколько замечаний об общем вопросе набора энергии релятивистским сгустком с большим зарядом. Будем учитывать при этом, что релятивистский характер движения требует электродинамического подхода к расчёту. Приведем сначала оценку мощности потерь J за счёт собственного излучения электронного сгустка при ускорении по отношению к приобретенной в единицу времени энергии $\frac{dE}{dt}$

$$\frac{J}{\frac{dE}{dt}} = \frac{2}{3} \left(\frac{e}{m \gamma_{\perp}} \right)^2 \frac{e N_0 \xi_D}{c^4} \quad (5)$$

(см. например,^{/3/}). Это отношение даже при $N_0 = 10^{14}$, $\xi_D = 100 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$ и $\gamma_{\perp} = 50$ порядка 10^{-3} .

Таким образом, как видно из расчётов и литературных данных, основная часть энергетических потерь определяется излучением сторонних зарядов, возбуждаемых электрическим полем движущегося сгустка, т.е. излучением типа переходного на неоднородностях в ускорительном тракте или типа черенковского при движении в периодических структурах. Можно высказать предположение, что величина этого излучения составляет значительную часть нагрузки ускоряющей системы и определяет возможность отбора энергии ускоряемым сгустком из внешнего ускоряющего поля. Так, например, в случае ускорения в периодической структуре существенное взаимодействие с ускоряющей волной возможно только, если фазовая скорость волны совпадает со скоростью сгустка. Но это означает, что одновременно выполнено условие для возникновения черенковского излучения на этой частоте, возбуждаемого зарядом движущегося сгустка.

Можно показать^{4/}, что при влете сгустка в цилиндрический резонатор, в котором возбуждено стороннее (ускоряющее) поле, "область распространения" полей, возбужденных сгустком к моменту вылета его из резонатора, определяется неравенствами^{х/}

$$0 \leq r \leq r_0 + \frac{h}{\beta_z}, \quad 0 \leq z \leq h, \quad (6)$$

где h - продольный размер резонатора; r_0 - радиус сгустка, в остальной части объема остается не возмущенное стороннее поле. Таким образом, в процессе ускорения существенное значение имеет лишь запас энергии стороннего поля, имеющийся в этой "области взаимодействия", а не общий запас в полном объеме резонатора.

4. Дальнейшее рассмотрение конкретных вопросов удобно вести в двух планах: применительно к модели установки (т.е. ускорение до небольших γ_{\parallel}) и имея в виду проектирование установки для ускорения протонов до $\gamma_{\parallel} \geq 100$. При этом вопросы, связанные с созданием модели, мы будем рассматривать с точки зрения создания большой установки.

Способы создания систем, обеспечивающих ускоряющие поля нужных величин, хорошо известны из практики использования обычных линейных ускорителей. Специфика нашей задачи, а именно, ускорение кольца электронов, вращающихся с релятивистской скоростью, представляет возможность других решений, которые, оказывается, обладают преимуществами, особенно при большой длине ускорителя.

Рассмотрим кратко возможности обычных систем. Как показывают оценки, использование диафрагмированного волновода на начальном этапе ускорения затруднительно даже для модели ($N_e = 10^{13}$). Приходится использовать волновод со значительным замедлением, что при радиусе отверстий порядка радиуса кольца (5-6 см) приводит к необходимости увеличивать радиус волновода и рабочую длину волны соответственно до 20 и 50 см^{5/}. При этом для выполнения естественного требования, чтобы запас энергии на единицу длины превосходил энергию, получаемую сгуст-

^{х/} Предполагается, что β_z мало меняется за время пролета зазора резонатора. Это условие естественно выполняется, если $\beta_z \approx 1$.

ком на единице пути, нужно создавать значительные потоки мощности. Главный же недостаток волновода заключается в том, что в нем не представляется возможным поддерживать продольный размер кольца постоянным в собственной системе.

Из-за небольших возможностей для повышения среднего ускоряющего поля и увеличения размеров в модели не были использованы резонаторы с трубками дрейфа.

Лучшие возможности представляет система сфазируемых резонаторов с независимым возбуждением. В промежутках между резонаторами возможно создавать фокусировку, обеспечивающую постоянство продольного размера кольца в собственной системе^{/6/}. Кроме того наличие промежутков дает еще ряд преимуществ, на которых мы остановимся ниже. Рассмотрим эту систему подробнее. Энергетические возможности резонатора в некотором отношении можно проиллюстрировать таблицей 1, где представлены значения коэффициента ξ , показывающего отношение энергии, запасенной в "области взаимодействия" цилиндрического резонатора (определяемой согласно (6)) при данной амплитуде \mathcal{E}_A , к той энергии, которую набрал бы сгусток заряда $e N_0$ в идеальном случае на длине h в поле \mathcal{E}_A (длина волны $\lambda \gg h$) ($\mathcal{E}_A = 100 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$, $N_0 = 10^{13}$).

Таблица 1

h (см)	ξ
2,5	0,9
5,0	2,0
7,5	3,5

Коэффициент ξ обратно пропорционален N_0 и пропорционален \mathcal{E}_A . Так как ясно, что из "области взаимодействия" энергия стороннего поля отбирается целиком, то в^{/4/} было рассмотрено движение сгустка в случае, когда в правую часть уравнений движения, кроме силы действия ускоряющего поля, входит "сила самодействия" со стороны возбуждаемого сгустком поля^{x/}, т.е. вопрос "подсадки" ускоряющего поля. Этот вопрос рассматривался также в^{/8/}.

^{x/} Методика нахождения потерь энергии и поля, возбуждаемого релятивистским сгустком электронов в замкнутой цилиндрической области, изложена в^{/7/}.

Рассмотрим замкнутую физическую систему, состоящую из поперечного электромагнитного поля, возбужденного в объеме резонатора (т.е. свободных колебаний в резонаторе) и пролетающего через объем сгустка электронов, а также поля, возбужденного этим сгустком как за счёт ускорения, так и вследствие пространственной неоднородности системы. Для описания поведения этой системы используется гамильтоновский метод и учитываются начальные условия для осцилляторов полей и движения сгустка. Тогда из условия сохранения полного гамильтониана \mathcal{H} системы видно, каким образом происходит отбор энергии из первоначально возбужденного внешними источниками резонатора: по мере движения сгустка происходит перераспределение энергии между всеми частями \mathcal{H} . При этом уменьшается "амплитуда колебаний", а вместе с тем и энергия осциллятора, который был возбужден сторонними источниками, и возбуждаются остальные осцилляторы. Можно еще отметить, что статическое поле зарядов, возникающих на внутренних стенках полости, создает дополнительную неравномерность движения сгустка. "Силы самодействия" вызывают, однако, определенные трудности, связанные с перенормировками.

Были проведены расчёты набора энергии в приближении заданного движения заряда для определения возбуждаемых полей. При этом учитывалось, что для малых начальных $\gamma_{||}$ ($\gamma_{||} \approx 1$) существенный вклад в силу торможения вносят возбуждаемые поля, имеющие сравнительно невысокие частоты; дополнительным аргументом к этому утверждению является феноменологический учёт влияния входного и выходного отверстий в резонаторе, который приводит к обрезанию высокочастотной части спектра возбужденного поля.

В этих приближениях тормозящее поле, создаваемое наведенными токами, в месте расположения пролетающего заряда (заряженный сгусток рассматривается в виде тонкого кольца радиуса r_0) приближенно может быть представлено в виде

$$\mathcal{E}_z = - \frac{2\pi e N_0 \beta_n}{ah} \sum_{\ell=1}^{\ell_m} J_0^2 \left(\frac{\nu \ell r_0}{a} \right) \sin \left(\frac{\nu \ell r_0}{a} \cdot \frac{z}{r_0 \beta_n} \right), \quad (7)$$

где a - радиус цилиндрического резонатора, h - его длина, ν_l - корни $J_0(\xi) = 0$. Здесь пренебрегается продольными высшими гармониками, а $l_m \cong 20$. Подставляя (7) в уравнение, описывающее изменение энергии, нетрудно получить закон изменения $\gamma_{||}$ при пролете через цилиндрический резонатор:

$$\Delta \gamma_{||} = \frac{e \mathcal{E}_A h}{m_{\perp} c^2} J_0 \left(\frac{\nu_1 r_0}{a} \right) \frac{\sin \frac{\nu_1 h}{2a\beta_z}}{\frac{\nu_1 h}{2a\beta_z}} \cos \phi \left\{ 1 - \frac{e N_0}{\mathcal{E}_A r_0^2} \frac{1}{J_0 \left(\frac{\nu_1 r_0}{a} \right) \cos \phi} \frac{\nu_1 h}{2a\beta_z} \int_{x_m}^{x_m} J_0^2(x) \frac{\sin^2 \alpha x}{(\alpha x)^2} dx \right\}, \quad (8)$$

где ϕ - фаза стороннего поля в момент пролета сгустком центра зазора резонатора $x_m \cong 5,5$, $\alpha = \frac{h}{2r_0\beta_z}$. В (8) сумма заменена интегралом.

В таблице 2 и 3 приведены результаты расчётов по этой формуле применительно к начальному этапу ускорения $\beta_z = 0,5$ ($a = 75$ см, $r_0 = 5$ см, $h = 5$ см, $\lambda = 200$ см) соответственно для $N_0 = 10^{13}$, $\gamma_{\perp} = 30$ и $N_0 = 10^{14}$, $\gamma_{\perp} = 50$. В таблице 4 дан результат расчёта набора энергии в модели установки из 4-х резонаторов, $\mathcal{E}_A = 150$ кв/см. В этих таблицах γ_H соответствует моменту влета заряда в резонатор, γ_K - моменту вылета. Величина $\Delta \gamma_{|| \text{ ид.}}$ рассчитывалась по формуле $\Delta \gamma_{|| \text{ ид.}} = \frac{e \mathcal{E}_A h}{m_{\perp} c^2}$ (т.е. полагалось

$$J_0 \left(\frac{\nu_1 r_0}{a} \right) \frac{\sin \frac{\nu_1 h}{2a\beta_z}}{\frac{\nu_1 h}{2a\beta_z}} \cos \phi = 1),$$

а величина η - по формуле

$$\eta = \frac{\Delta \gamma_{||}}{\Delta \gamma_{|| \text{ ид.}}} = 1 - \frac{e N_0}{\mathcal{E}_A r_0^2} \int_{x_m}^{5,5} J_0^2(x) \frac{\sin^2 \alpha x}{(\alpha x)^2} dx.$$

Таблица 2

ξ_A $\frac{\text{кВ}}{\text{см}}$	100	150
$\Delta y_{ }$	0,022	0,039
$\Delta y_{ \text{ид.}}$	0,033	0,050
$\eta \%$	68%	79%
ξ	2,0	3,0

Таблица 3

ξ_A $\frac{\text{кВ}}{\text{см}}$	450	600
$\Delta y_{ }$	0,028	0,058
$\Delta y_{ \text{ид.}}$	0,089	0,119
$\eta \%$	29%	47%
ξ	0,9	1,2

Таблица 4

№ резон.	y_H	y_k	$\eta \%$
1	1,154	1,193	79%
2	1,193	1,232	78%
3	1,232	1,271	77%
4	1,271	1,310	77%

Как видно из таблицы 4, в рассмотренном случае η практически постоянна. На графике (рис. 1) показана ξ_z - компонента поля, возбужденная кольцевым сгустком в точках его нахождения ($N_0 = 10^{13}$, $r_0 = 5$ см). Поле в максимуме достигает 50 кВ/см. Проводилась также оценка второго приближения (с учётом уже неравномерности движения сгустка), которая не дала существенной поправки.

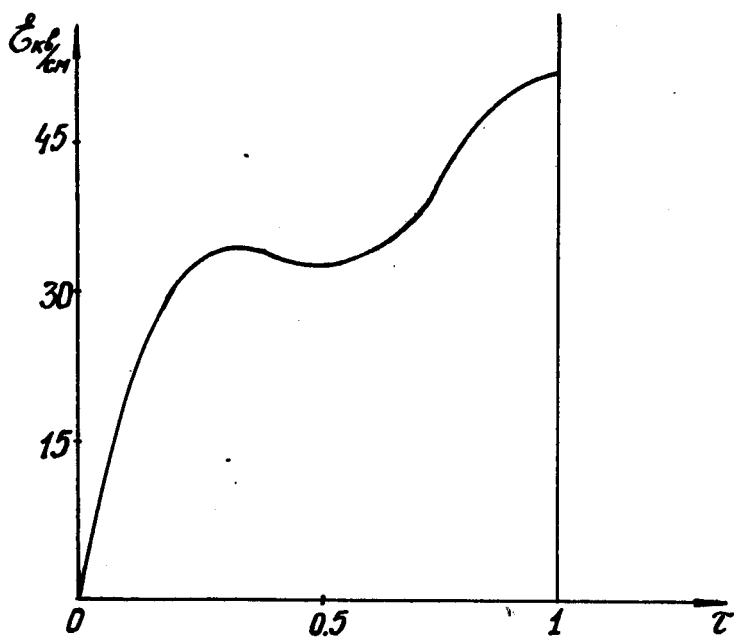


Рис. 1

Как следует из приведенных расчётов, при умеренных γ_{\parallel} резонаторы являются пригодной системой для ускорения сгустков с числом $N_e = 10^{14}$.

5. Главной особенностью расчётных формул для рассмотренных случаев является то, что основной вклад в "силу" торможения вносят возбуждаемые поля, имеющие сравнительно невысокие частоты. Например, уже наличие входного и выходного отверстий в резонаторе радиуса r приводит к тому, что величина возбужденных сгустком частотных компонент полей уменьшается с увеличением частоты пропорционально

$$\exp \left[- \frac{\omega}{c\beta_z \gamma_{\parallel}} (r - r_0) \right]. \quad (9)$$

При переходе к следующему этапу - большим γ_{\parallel} повышается вклад более высоких частот. Это хорошо видно и из (9). Поэтому наибольший интерес для рассматриваемого круга вопросов представляет зависимость полного поля возбуждения от величины γ_{\parallel} . В литературе имеется много данных об излучении заряженных частиц и сгустков при движении их по заданному закону около пространственных неоднородностей (см. /9,10,11/). Однако решенные задачи показывают, что не существует вполне определенной зависимости от γ_{\parallel} , действительной для большинства случаев. Во многих случаях получаются лишь асимптотические оценки, показывающие, что на определенного рода неоднородностях излучение растёт, например, не быстрее линейной функции $\gamma_{\parallel}^{1/8}$ или не быстрее $\ln \gamma_{\parallel}^{1/4}$ (асимптотика для замкнутого резонатора).

В работе /12/ найдено точное решение задачи об излучении заряженной нити, движущейся вдоль системы полуплоскостей, и показано, что в этом случае излучение на единицу структуры обратно пропорционально γ_{\parallel} . В работе /13/ сделана попытка схематически получить асимптотическую оценку для излучения при пролете заряда через резонатор с входом и выходом и получен результат, пропорциональный $\sqrt{\gamma_{\parallel}}$. Однако следует отметить, что числовые оценки по предельно допустимым значениям γ_{\parallel} в /13/ довольно сильно занижены из-за того, что неправильно выбран частотный интервал, в пределах которого справедливы сделанные приближения, а именно: в рассматриваемой области должно быть $\frac{\lambda}{2\pi} < \frac{r}{\gamma_{\parallel}}$,

где λ — длина волны излучения, а r — радиус входной трубы. Кроме того, в методе приближенного расчёта в том виде, в каком он использован в/13/, не различимы две постановки задачи: пролет сгустка до и после резонатора в трубе или через систему плоскостей с отверстиями. А так как в/13/ к цилиндрически симметричной задаче приходят от плоской, то полученный там результат находится в противоречии с точным результатом, найденным в/12/.

Многие результаты представляют решения лишь в определенных частотных областях, тогда как для определения потерь необходимо знать интегральный спектр. В известных нам решениях, как правило, рассматривается приближение равномерного движения источника (обратное действие излучения на источник не учитывается) и время движения считается бесконечным. Все эти вопросы требуют еще рассмотрения. Более подробно был рассмотрен вопрос об излучении в резонаторе при больших $\gamma_{||}$. На этом примере явно видна недостаточность некоторых максимальных оценок/7/.

Формула для полных потерь имеет вид (сгусток в виде диска радиуса r_0)

$$W = \frac{64}{\pi^4} \frac{(eN_e)^2 \beta_z^2 h^3}{a^2 r_0^2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\epsilon_m J_1^2(\nu_l \frac{r_0}{a})}{J_1^2(\nu_l) \left[\left(\frac{\nu_l h}{\pi a} \right)^2 + \left(\frac{m}{\gamma_{||}} \right)^2 \right]} \sin^2 \left[\frac{\pi}{2\beta_z} \left(\sqrt{\left(\frac{\nu_l h}{\pi a} \right)^2 + m^2} - \beta_z m \right) \right], \quad (10)$$

где $\epsilon_0 = 1$, $\epsilon_m = 2$ при $m \neq 0$, ν_l — корни $J_0(\xi) = 0$. Естественная оценка для (10): замена $\sin^2 \left[\frac{\pi}{2\beta_z} \left(\sqrt{\left(\frac{\nu_l h}{\pi a} \right)^2 + m^2} - \beta_z m \right) \right]$ средним значением. Тогда единственным зависящим от m множителем в членах суммы является величина $\left[\left(\frac{\nu_l h}{\pi a} \right)^2 + \left(\frac{m}{\gamma_{||}} \right)^2 \right]^{-2}$. При большом $\gamma_{||}$ для значений

$m = 1, 2, \dots, m_0$, где $m_0 \cong \gamma_{||}$, этот множитель практически не зависит от m , а далее быстро уменьшается как $\left(\frac{m_0}{m} \right)^4$. Таким образом, в сумме (10) первые m_0 членов оказываются примерно одинаковыми. Отсюда следует оценка: полные потери сгустка при пролете через резонатор растут пропорционально $\gamma_{||}$.

Однако более точная оценка выражения (10)^{x/}, учитывающая, что в значительной области значений l и m , расширяющейся вместе с увеличением $\gamma_{||}$, аргумент синуса

$$\frac{\pi}{2\beta_z} \left(\sqrt{\left(\frac{\nu l h}{\pi a} \right)^2 + m^2} - \beta_z m \right) \ll 1$$

показывает, что W в релятивистской области практически не зависит от $\gamma_{||}$.

Таким образом, использование резонатора в качестве основы структуры ускоряющей системы с точки зрения энергетических возможностей оказывается приемлемым. Можно еще отметить, что для установки большого размера ускоряющая система практически представляет собой периодическую структуру (резонаторы - волноводные переходы между ними). Потери энергии сгустком в периодической структуре должны носить резонансный характер/15/. В работе/16/ проводилась оценка потерь на излучение в такой системе, правда, не для полной области частот. По сравнению с потерями в одном резонаторе резонансные потери в структуре оказываются в $\frac{D}{d}$ раз меньшими ($\frac{D}{d} > 1$ - скважность). Существенно, что эти потери также практически не зависят от $\gamma_{||}$. Этот результат в какой-то мере можно сравнить с потерями энергии сгустком, пролетающим по каналу в диэлектрике внутри металлического волновода/17/. Оценка показывает, что и в этом случае нет сильной зависимости потерь от величины $\gamma_{||}$ при больших $\gamma_{||}$.

Возвращаясь к данным таблиц 2+4, можно заметить, что с точки зрения лучшего энергообеспечения (большие ξ) необходимо брать возможно большие b_A , но тогда $b_A - b_T \gg b_D$, где b_T - возбуждаемое тормозящее поле, т.е. ускорение существенно превосходит допустимое. Обеспечение соответствия ускоряющего поля допустимому за счёт выбора соответствующей фазы поля в момент пролета сгустка, очевидно, противоречит условиям энергообеспечения, так как в этом

^{x/} Аналогичное исследование несколько другим способом выполнено в работе/14/.

случае в момент пролета энергия в резонаторе в основном сосредоточена в магнитном поле, т.е. вне области, где пролетает сгусток. Чтобы избежать этого противоречия можно, используя свойства ускоряемого сгустка, построить комбинированную ускоряющую систему. О ней будет сказано ниже.

✓ 6. Рассмотрим теперь ускорение кольца в спадающем продольном аксиально-симметричном поле/1/. В этом случае энергия, накопленная во вращательном движении кольца, переходит в поступательное движение.

Уравнения движения электрона в таком поле имеют вид

$$\ddot{r} = r\dot{\theta} \left(\dot{\theta} + \frac{e B_z}{m \gamma c} \right), \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt} \left(m \gamma r^2 \dot{\theta} + \frac{e}{c} \int_0^r B_z \xi d\xi \right) = 0, \quad (12)$$

$$\ddot{z} = - \frac{e B_z}{m \gamma c} r \dot{\theta} \frac{B_r}{B_z}. \quad (13)$$

При выполнении условий

$$\left| \gamma \frac{r}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \right| = \epsilon \ll 1, \quad \left| \gamma^2 \frac{r^2}{B_z} \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} \right| \leq \epsilon^2, \quad (14)$$

что соответствует дрейфовому приближению, уравнения движения допускают в линейном приближении по ϵ решение вида:

$$\dot{\theta} = - \frac{e B_z}{m \gamma c}, \quad (15)$$

$$r = r_0 \sqrt{\frac{B_{z0} - \frac{\bar{B}_z}{2}}{B_z - \frac{\bar{B}_z}{2}}}, \quad \bar{B}_z = \frac{2\pi}{\pi r_0^2} \int_0^r B_z \xi d\xi, \quad (16)$$

$$\ddot{z} = r^2 \dot{\theta}^2 \frac{1}{2B_z} \frac{\partial \bar{B}_z}{\partial z}. \quad (17)$$

В случае поля, близкого к однородному,

$$r = r_0 \sqrt{\frac{B}{B_{z_0}}}, \quad p_\theta = p_{\theta_0} \sqrt{\frac{B_z}{B_{z_0}}} \quad (p_\theta = m\gamma r \dot{\theta}). \quad (18)$$

При выполнении бетатронного условия

$$B_z = \frac{\bar{B}}{2} z + \text{const} \quad (19)$$

$$r = r_0, \quad p_\theta = p_{\theta_0} \frac{B_z}{B_{z_0}}. \quad (20)$$

Если теперь учесть, что продольное движение кольца должно удовлетворять условию постоянства ускорения в сопутствующей системе координат, то нетрудно получить следующие выражения для закона изменения продольного магнитного поля, справедливые при $\frac{N_1}{N_0} \ll 1$ и $\frac{N_1 \beta_{\theta 1}}{N_0 \beta_{\theta 0}} \ll 1$.

В случае почти однородного поля

$$\frac{B_z}{B_{z_0}} = \frac{1}{\gamma_0^2 \beta_{\theta 0}^2} \left\{ \frac{\chi_{\perp 0}^2 \left[1 + \frac{N_1 M}{N_0 m_{\perp 0}} \left(1 - \frac{e \mathcal{E}_0 (z-z_0)}{m c^2 \gamma_0} \right) \right]^2}{\left[1 + \frac{N_1 M}{N_0 m_{\perp 0}} + \frac{e \mathcal{E}_0 (z-z_0)}{m c^2 \gamma_0} \right]^2} - 1 \right\} = \left[1 - 2 \frac{\mathcal{E}_0 (z-z_0)}{m c^2 \gamma_0} \cdot \frac{1}{\gamma_{\parallel 0}^2 \beta_{\theta 0}^2} \right], \quad (21)$$

что справедливо при

$$\frac{e \mathcal{E}_0 (z-z_0)}{m c^2 \gamma_0} \ll 1.$$

При условии 2:1 (бетатронное условие)

$$\frac{B_z}{B_{z_0}} = \sqrt{\frac{1}{\gamma_0^2 \beta_{\theta 0}^2} \left\{ \frac{\chi_{\perp 0}^2 \left[1 + \frac{N_1 M}{N_0 m_{\perp 0}} \left(1 - \frac{e \mathcal{E}_0 (z-z_0)}{m c^2 \gamma_0} \right) \right]^2}{\left[1 + \frac{N_1 M}{N_0 m_{\perp 0}} + \frac{e \mathcal{E}_0 (z-z_0)}{m c^2 \gamma_0} \right]^2} - 1 \right\}} = \left[1 - \frac{e \mathcal{E}_0 (z-z_0)}{m c^2 \gamma_0} \cdot \frac{1}{\gamma_{\parallel 0}^2 \beta_{\theta 0}^2} \right]. \quad (22)$$

Здесь параметр ϵ_0 выбирается из условия удержания ионов и равен $\epsilon_D (1 + \frac{m_i}{M})$, где ϵ_D определяется из (4) при $\gamma_{\perp} = \gamma_{\perp 0}$. Формулы (21) и (22) применимы лишь в области, где поле меняется не очень сильно (не более чем в 2-3 раза). Движение равновесных частиц в таких полях идет по спирали. Угол спирали

$$\alpha = \arctg \frac{\beta \rho}{\beta_{\perp}^2} = \frac{1}{\gamma_{\parallel}} \quad (\text{при } 1 \ll \gamma_{\parallel} \ll \gamma). \quad (23)$$

То, что при достаточно больших γ_{\parallel} угол спирали мал, по-видимому, можно использовать для крепления центрального соленоида, обеспечивающего условие 2:1.

Движение отклоненных частиц относительно равновесной орбиты описывается обычным уравнением

$$\ddot{\rho} + \dot{\theta}^2 \rho = 0. \quad (24)$$

Откуда видно, что амплитуда свободных радиальных колебаний изменяется по закону

$$a_{\rho} = a_{\rho_0} \sqrt{\frac{B_{z_0}}{B_z}}. \quad (25)$$

Очевидно, что если предварительно ускоренное кольцо попадает в нарастающее магнитное поле, то оно начнет тормозиться, при этом энергия поступательного движения переходит в энергию вращательного.

● 7. Рассмотрим теперь систему, использующую описанные выше свойства спадающего и нарастающего продольного магнитного поля, в сочетании с системой ускоряющих соответствующим образом сфазированных резонаторов^{1/}. Эта система имеет следующую структуру. В области между резонаторами продольное поле спадает по линейному закону и кольцо в нем ускоряется за счёт энергии вращательного движения. Внутри резонатора создается нарастающее продольное магнитное поле такой конфигурации, что энергия, сообщаемая кольцу в резонаторе, в основном переводится

во вращательное движение и только часть ее, соответствующая допустимому ускорению, идет в поступательное движение. При этом продольное магнитное поле на выходе резонаторов одинаково и, следовательно, одинаков азимутальный импульс.

В резонаторах параметр адиабатичности

$$\epsilon_p = \left| \gamma_{||} \frac{r}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \right| = \left| \frac{\xi_A}{B_z} \right| \ll 1, \quad (26)$$

где ξ_A - амплитуда поля в резонаторе.

В этой системе продольное магнитное поле должно удовлетворять условию

$$\xi_0 = -\frac{1}{2} r_0 \beta_{\theta_0} \gamma_{||0} \gamma_{||} \frac{\partial B_z}{\partial z} + \xi_A f \cos \Omega t, \quad (27)$$

где f - функция, отображающая конфигурацию z компоненты электрического поля в резонаторе, Ω - частота в резонаторе. Отсюда следует

$$r_0 [B_z(z) - B_z(z_0)] = \frac{2}{\gamma_{||}} [-\xi_0 z - \xi_A \int_{z_0}^z f \cos \Omega t d\xi] \quad (28)$$

при

$$B_z(z_2) = B_z(z_0), \quad (29)$$

z_0 - соответствует началу промежутка, а z_2 - началу следующего промежутка, т.е. выходу из резонатора.

8. В линейном приближении продольное движение в такой системе будет описываться уравнением (1) с $\xi = \xi_0$, определяемым из (27), а радиальное движение - уравнением

$$\rho'' + \frac{1}{\gamma_{||}^2 \beta_z^2} \rho = \frac{1}{\gamma_{||}^2 \beta_z^2} \left[\frac{1}{\gamma_{||}} (\epsilon_0 z - \epsilon_p \int_{z_0}^z f \cos \Omega t d\xi) + \frac{\gamma_{||} r_0}{2} \epsilon_p (\beta_z \kappa f \sin \Omega t - r_0 \frac{\partial f}{\partial z} \cos \Omega t) \right], \quad (30)$$

где $\kappa = \frac{2\pi r_0}{\lambda}$, λ - длина волны ускоряющего поля, $f = \frac{2}{r_0^2} \int_0^{r_0} f r dr$, $\epsilon_0 = \frac{\epsilon_0}{B}$, $\epsilon_p = \frac{\epsilon_p}{B}$. Решение этого уравнения можно представить в виде суммы частного решения уравнения с правой частью, удовлетворяющего условиям

$$\rho(z_0) = \rho(z_2) \text{ и } \rho'(z_0) = \rho'(z_2), \quad (31)$$

которое описывает орбиту, и общего решения однородного уравнения, описывающего свободные колебания около этой орбиты.

Условия адиабатичности движения не выполняются только в области входа и выхода резонатора.

Представим f в виде $f = \sigma(z - z_1) + \sigma(z_2 - z) - 1$ и, следовательно, $\frac{\partial f}{\partial z} = \delta(z - z_1) - \delta(z - z_2)$, где z_1 - соответствует входу в резонатор. Тогда нетрудно получить решение, описывающее орбиту. Оно имеет довольно громоздкий вид, но основные его зависимости можно записать в виде:

$$\rho_1 = \frac{r_0}{\gamma_{||}} \epsilon_0 \frac{\frac{z_n}{2r_0 \gamma_{||} \beta_n}}{\sin \frac{z_n}{2r_0 \gamma_{||} \beta_n}} F, \quad (32)$$

где $F = 1$ - функция, зависящая от z и параметров ускоряющей системы, $z_n = z_2 - z_0$ - величина периода системы. Из этого решения видно, что ускоряющая структура должна удовлетворять требованию, чтобы на ее периоде укладывалось не целое число свободных колебаний

$$\left(\sin \frac{z_n}{2r_0 \gamma_{||} \beta_n} \neq 0 \right).$$

При

$$\frac{z_n}{2r_0 \gamma_{||} \beta_n} \ll 1, \quad \kappa \text{ tg } \phi \frac{z_n}{z_p} \ll 1, \quad \kappa^2 \frac{z_n}{z_p} \ll 1, \quad (33)$$

где $z_p = z_2 - z_1$ - величина зазора в резонаторе, орбиту можно представить в виде, показанном на рис. 2. Амплитуда колебаний орбиты, как видно, затухает как $\frac{1}{\gamma_{||}}$, а амплитуда свободных колебаний около этой орбиты будет расти как $\sqrt{\gamma_{||}}$.

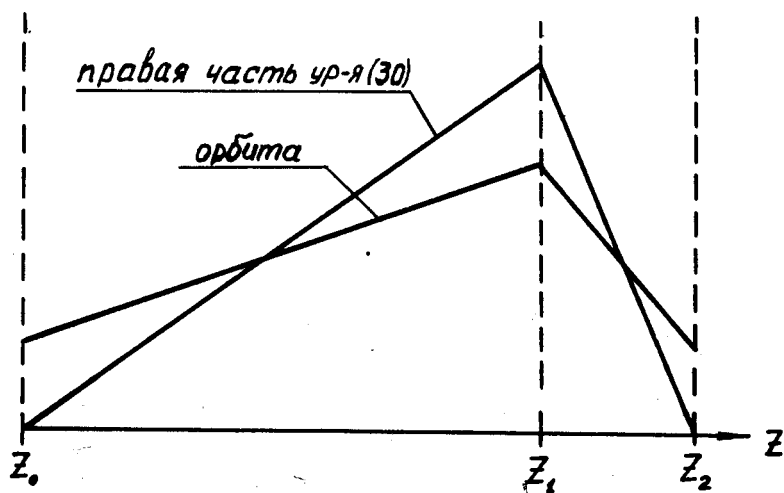


Рис. 2

9. Период колебаний ионов в собственной системе, определяемый параметрами кольца, $T_0 = 6 \cdot 10^{-10}$ сек при $N_0 = 10^{14}$. В лабораторной системе $T = T_0 \gamma_{||}$. В начальной части ускоряющей системы T имеет тот же порядок, что и время пролета кольцом резонатора, и, следовательно, здесь условие (27) нужно выдерживать с хорошей точностью. При $\gamma_{||} \approx 5-10$ T - порядка времени пролета периода системы и здесь требования уже предъявляются только к интегральному условию (28) + (29). При $\gamma_{||} \approx 50-100$ T много больше времени пролета периода системы. В этом случае, очевидно, не требуется модуляция ведущего поля, а дискретное ускорение эквивалентно непрерывному ускорению. Шумовая раскачка колебаний за счёт дискретности, по-видимому, будет мала.

10. На конечном этапе ускорителя можно использовать ускорение в спадающем магнитном поле, возможно, и с постоянным r (условие $2 + 1$ и центральный сердечник).

В заключение можно сказать, что система с модулированным полем позволяет существенно уменьшить длину начальной части ускорителя (при $\gamma_{||} \leq 100$), причем возможность в этом случае создавать в резонаторах большее поле облегчает настройку, так как относительная подсадка поля в резонаторах будет меньше.

Л и т е р а т у р а

1. а) V.I.Veksler, V.P.Sarantsev, A.G.Bonch-Osmolovsky, G.V.Dolbilov, G.A.Ivanov, J.N.Ivanov, M.L.Iovnovich, J.V.Kozhukhov, A.B.Kusnetsov, V.G.Makhankov, E.A.Perel'stein, V.P.Rashevsky, K.A.Reshetnikova, N.B.Rubin, S.B.Rubin, P.I.Ryl'tsev, O.I.Yarkovoi, Collective linear Acceleration of Ions, 6-th International Conference on high Energy Accelerators, p.289 (1967).

- 6) В.И.Векслер, В.П.Саранцев, А.Г.Бонч-Осмоловский, Г.В.Долбилов, Г.А.Иванов, И.Н.Иванов, М.Л.Иовнович, И.В.Кожухов, А.Б.Кузнецов, В.Г.Маханьков, Э.А.Перельштейн, В.П.Рашевский, К.А.Решетникова, Н.Б.Рубин, С.Б.Рубин, П.И.Рыльцев, О.И.Ярковой. "Коллективное линейное ускорение ионов". Препринт ОИЯИ Р-3440-2, Дубна 1987; Атомная энергия 24, 317 (1968).
2. И.Н.Иванов, М.Л.Иовнович, А.Б.Кузнецов, Ю.Л.Обухов, К.А.Решетникова, Н.Б.Рубин, В.П.Саранцев, О.И.Ярковой. "Вопросы движения частиц в адгезаторе". Препринт ОИЯИ Р9-4132, Дубна, 1968.
3. Дж. Джексон. Классическая электродинамика, Москва, 1965 г. стр. 516.
4. С.Б.Рубин, В.Н.Мамонов. Об ускорении релятивистского сгустка с большим зарядом в резонаторе. Препринт ОИЯИ 9-3346-2, Дубна, 1967.
5. Н.П.Селиванов, Я.Б.Файнберг. О возможности применения линейного ускорителя с бегущей волной для ускорения тяжелых частиц. Теория и расчёт линейных ускорителей. Москва, 1962 г.
6. А.Г.Бонч-Осмоловский, Г.В.Долбилов, И.Н.Иванов, Э.А.Перельштейн, В.П. Саранцев, О.И.Ярковой. Фокусировка заряженного электронного кольца в линейном коллективном ускорителе ионов. Препринт ОИЯИ Р9-4135, Дубна 1968.
7. О.А.Колпаков, В.И.Котов. Излучение заряда, пролетающего через цилиндрический резонатор. ЖТФ 34, 1387 (1964 г.).
8. Symposium on Electron Ring Accelerators, USA, Berkeley, p.p. 24; 34; 363; 365 (1968).
9. Б.М.Болотовский, Г.В.Воскресенский. Дифракционное излучение УФН, 88 209 (1966).
10. Ю.Н. Днестровский, Д.П.Костомаров. Излучение ультрарелятивистских зарядов при пролете через круглое отверстие в экране. ДАН СССР, 124, 1028 (1959).
11. И.А.Гиблинский. Излучение частицы, пролетающей мимо клиновидного металлического экрана, ДАН СССР, 150, 767 (1963).
12. Б.М.Болотовский, Г.В.Воскресенский. Излучение заряженных частиц в периодических структурах. УФН, 94, 377 (1968).
13. J.C.Lawson, Radiation from a ring charge passing through a resonator. RHEL/M144 April 1968.

14. Л.К.Орлов, А.В.Рябцов, Сборник "Электрофизическая аппаратура", вып. 6, 1967 г.
15. А.И.Ахиезер, Г.Я.Любарский, Я.Б.Файнберг. Об излучении заряженной частицы, движущейся через связанные резонаторы. ЖТФ XXV, 2526 (1955).
16. О.А.Колпаков, В.И.Котов, Ом Сан Ха. Распространение медленных электромагнитных волн в структурном волноводе и излучение заряда, пролетающего по его оси. ЖТФ XXXV, 26, 1965 г.
17. Б.М.Болотовский. Теория эффекта Вавилова-Черенкова (III). УФН, LXXV, 295 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 ноября 1968 года.