

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



Д-405

12/2-74

P9 - 7833

1797/2-74

В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ  
ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ-ФАБРИК МЕЗОНОВ

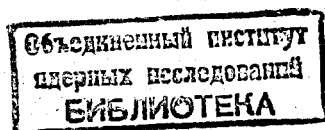
**1974**

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P9 - 7833

В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ  
ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ-ФАБРИК МЕЗОНОВ



Направлено на IX Международную конференцию  
по ускорителям высоких энергий,  
Стэнфорд, США, 1974.

## *Введение*

Накопленные экспериментальные данные и требования современной теории различных ядерных процессов в до-миллиардной области энергии убедительно свидетельствуют о необходимости дальнейшего увеличения интенсивностей как первичных пучков протонов, так и пучков вторичных частиц - нейтронов,  $\pi$  - и  $\mu$  - мезонов, получаемых на ускорителях.<sup>/1/</sup>

Лаборатория ядерных проблем ОИЯИ в течение последнего десятилетия ведет научно-исследовательскую работу по высокопоточным протонным циклическим ускорителям на энергию 700-900 МэВ. В работе приводятся основные теоретические и экспериментальные данные и выводы из этих исследований. Рассмотрены перспективы дальнейшего развития этого направления ускорительной техники на уровне современного состояния проблемы. Даны некоторые сравнения с результатами ряда работ в области линейных ускорителей.

### *1. Высокопоточные фазотроны*

Интенсивность пучков всех действующих фазотронов на энергию 500-1000 МэВ лежит в пределах  $1 \div 3$  мкА.

Ограничение по току при этом уровне интенсивности возникает в центральной области ускорителя, где аксиальная жесткость ( $Q_z$ ), которая определяется магнитной системой, - минимальна, а плотность частиц пучка ( $\kappa$ ) - максимальна.

Для того, чтобы рассмотреть теоретически возможные пути увеличения интенсивности в фазотронах, проанализируем выражение, определяющее ток пучка в фазотроне:

$$I = \epsilon \kappa R \dot{R} \alpha z \frac{\Delta t}{T} \quad /1/$$

В нерелятивистском приближении предельные плотности частиц, определяемые магнитной системой ускорителя,

$$\kappa = \frac{\epsilon_0}{m_0} Q_z^2 B^2, \quad /2^*/$$

не зависят от режима ускорения. Здесь  $m_0$  - масса покоя данной частицы;  $\epsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума;  $\alpha$  - угловая протяженность сгустка, определяемая угловым размером сепаратрисы.

Аксиальный размер пучка ( $z$ ) определяется эффективной апертурой магнитного поля, которая не превышает нескольких сантиметров в зоне отщипмированного краевого поля.

Величина  $R \dot{R} = \frac{E \dot{E}}{e^2 c^2 B^2 (1+n)}$  пропорциональна амплитуде

напряжения на ускоряющем электроде ( $V$ ) и практически не зависит от конфигурации магнитного поля, так как  $0,25 > |n| > 0$  для всех фазотронов, где  $n = \frac{R}{B} \frac{dB}{dR}$ .

Эффективность захвата в фазотронный режим ускорителя, которая характеризуется отношением времени захвата ( $\Delta t$ ) к периоду модуляции ( $T$ ), определяется фазовым режимом и растет пропорционально  $\sqrt{\frac{V}{K}}$ , где

$$K = - \frac{E}{\omega} \frac{d\omega}{dE} = 1 - \frac{n}{1+n} \frac{1}{\beta^2}.$$

\*  $B$  - индукция магнитного поля в  $T$ ;  $Q_z$  - аксиальная частота свободных колебаний для пучка, у которого высота мала по сравнению с поперечными размерами.

Для фазотронов с азимутально однородным магнитным полем  $n$  изменяется в указанном выше диапазоне, и величина  $K$  практически одинакова вдоль радиуса для всех ускорителей заданной энергии.

Таким образом, перспектива увеличения интенсивности для фазотронов заключается только в увеличении амплитуды ускоряющего напряжения на дуанте, так как предельная плотность частиц в центральной зоне ( $\kappa$ ) не зависит от характера изменения магнитного поля /2/.

Такой путь увеличения интенсивности выбран для реконструкции фазотрона ЦЕРНа /2/, где можно ожидать увеличения интенсивности в соответствии с законом  $V^{3/2}$ , как это следует из /1/.

Второе существенное усовершенствование фазотронов заключается в увеличении коэффициента вывода пучка, которое базируется на использовании токовых или железно-токовых магнитных каналов. Септум /толщина передней пластины/ таких каналов не превышает  $3 \div 6$  мм, что при регенеративной системе дает  $50 \div 60\%$ -ный коэффициент вывода пучка из камеры ускорителя.

Такие каналы разрабатываются в настоящее время для фазотронов ЦЕРНа, Колумбийского университета /4/ и Дубны /5/.

Из анализа выражения /1/ следует, что существует еще один путь увеличения интенсивности в фазотронах, который заключается в приближении структуры магнитного поля фазотрона к магнитному полю изохронного циклотрона. Степень этого приближения численно характеризуется величиной параметра  $K$ , значение которого для растущего вдоль радиуса среднего магнитного поля всегда меньше единицы.

Увеличение величины  $K$  наряду с увеличением эффективности захвата приводит к уменьшению диапазона изменения частоты ускоряющего напряжения фазотрона в  $B_0/B_{0p}$  раз, где  $B_0$ ,  $B_{0p}$  - индукция в центре ускорителя до и после реконструкции магнитной системы /при фиксированной конечной энергии частиц/.

Это уменьшение диапазона частот существенно облегчает проблему увеличения амплитуды ускоряющего напряжения на дуанте, что является центральной задачей

для фазотронов с азимутально однородным полем, где в случае перестройки частот ускоряющего напряжения масштаба  $f_0/f_k \approx 2$  конструкция вариатора частоты ставит ограничение на получение необходимых амплитуд высокочастотного напряжения. Рост средней индукции магнитного поля вдоль радиуса фазотрона определяет необходимость использования пространственной вариации напряженности поля для обеспечения аксиальной устойчивости частиц в процессе ускорения.

Теории устойчивости в таких структурах полей посвящены многочисленные работы как в нашей стране, так и за рубежом /6/. Спиральные структуры магнитных полей используются при реконструкции фазотронов в Лаборатории ядерных проблем /Дубна/ и лаборатории Nevis /Нью-Йорк/ /7/. Теоретическое рассмотрение показывает, что использование магнитных полей со спиральной структурой как средства увеличения тока ускоренных частиц фазотронов обладает очень широкими перспективами вплоть до создания на этом принципе ускорителей с квазинепрерывным режимом ускорения. Такой режим возможен для случая, когда закон изменения средней индукции магнитного поля вдоль радиуса весьма близок к изохронному закону. Если обозначить через  $B_u(r)$  функцию, соответствующую изохронизму замкнутых орбит для всего диапазона энергии,  $\Delta B(r)$  - отклонение от этого закона в фазотронном режиме ускорения вдоль радиуса, то нетрудно убедиться, что при условии  $K < 1$  имеет место равенство:

$$\frac{\Delta B}{B_u} = \frac{1}{2} K n_u, \quad \text{где} \quad n_u = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \quad /3/$$

При этом, если значение  $K$  не превышает величины

$$K \leq \delta \frac{eV}{E\beta^4}, \quad /4/$$

где  $\delta$  - коэффициент масштаба единицы, то будет иметь место квазинепрерывный фазотронный режим ускорения /8/.

Основными особенностями такого циклотронно-фазотронного режима ускорения являются не критичность к

амплитуде ускоряющего напряжения /в пределах неравенства 4/ и чрезвычайно узкая полоса частотной модуляции,

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{2} K \beta^2, \quad /5/$$

которая во многих случаях может быть осуществлена методами электроники.

В настоящее время пока отсутствуют какие-либо экспериментальные результаты по осуществлению описанного режима ускорения.

## 2. Сильноточные изохронные циклотроны

Описанные выше возможности, которые заключены в фазотронном методе ускорения, позволяют уже на сегодняшний день увеличить средний ток частиц в таких ускорителях до 20-50 мкА.

Приближение к циклотронно-фазотронному режиму увеличит этот предел еще приблизительно на порядок. Дальнейшее увеличение интенсивности в фазотронах с Ш-образным магнитом наталкивается на принципиальные ограничения, которые связаны с эффектами пространственного заряда пучка.

Для ослабления этого ограничения в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ был предложен новый тип ускорителя - так называемый циклотрон с жесткой фокусировкой /9/, для которого теоретически, а затем экспериментально /10/ была доказана возможность совмещения изохронности замкнутых орбит и жесткой фокусировки \* в широком диапазоне энергий.

Основные результаты теоретических исследований сводятся к следующему. В магнитных полях вида

$$B_z = B(r) [1 + \epsilon F(r, \phi)] \quad /6/$$

\* Под жесткофокусирующей подразумевается магнитная система, для которой  $Q_r$  и  $Q_z$  больше единицы.

/где  $\epsilon$  - глубина вариации поля,  $F(r, \phi)$  - периодическая функция по  $r$  и  $\phi$  /, динамика движения частиц существенно отличается от движения в азимутально-однородных полях. Основными отличиями являются:

а/ увеличение допустимой энергии поперечных колебаний при фиксированной амплитуде /увеличение жесткости/;

б/ уплотнение импульсов ускоряемых частиц, которое сводится к увеличению диапазона значений импульса в заданном объеме магнитного поля;

в/ ослабление связи между периодом обращения ионов на замкнутых орбитах и условиями устойчивости.

Эти теоретические выводы были подтверждены на двух моделях изохронного циклотрона со спиральной структурой магнитного поля, построенных в лаборатории.

На первой модели были ускорены дейтроны до энергии 12 МэВ, при этом минимальная амплитуда высокочастотного напряжения на дуанте составляла всего 3 кВ<sup>/11/</sup>. Таким способом экспериментально на современном уровне шиммирования и стабилизации магнитного поля была подтверждена возможность циклотронного ускорения в течение более чем 2000 оборотов цикла. Общий вид полюсного наконечника этого ускорителя приведен на рис.1.

Вторая модель - изохронный циклотрон с жесткой фокусировкой - предназначалась для экспериментальной проверки возможности ускорения протонных пучков в циклотронном режиме вплоть до токов 100 мА. Общий вид и обмотки модели показаны на рис. 2 и 3.

В статическом случае динамическое подобие протона и электрона в магнитном поле основано на уравнении движения

$$\frac{d\bar{\beta}}{dt} = e [\bar{\beta} \times \frac{\bar{B}}{m}], \quad \bar{\beta} = \frac{\bar{v}}{c}, \quad /7/$$

и, следовательно, имеет вид

$$\left(\frac{\bar{B}}{m}\right)_e = \left(\frac{\bar{B}}{m}\right)_p \quad /8/$$

для всего диапазона модуля скорости  $|\bar{v}|$ .

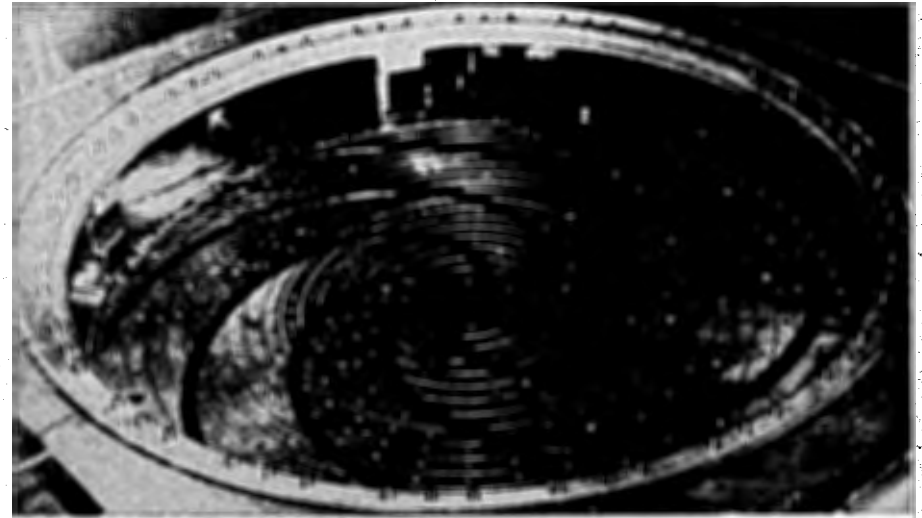


Рис. 1. Полюсный наконечник.

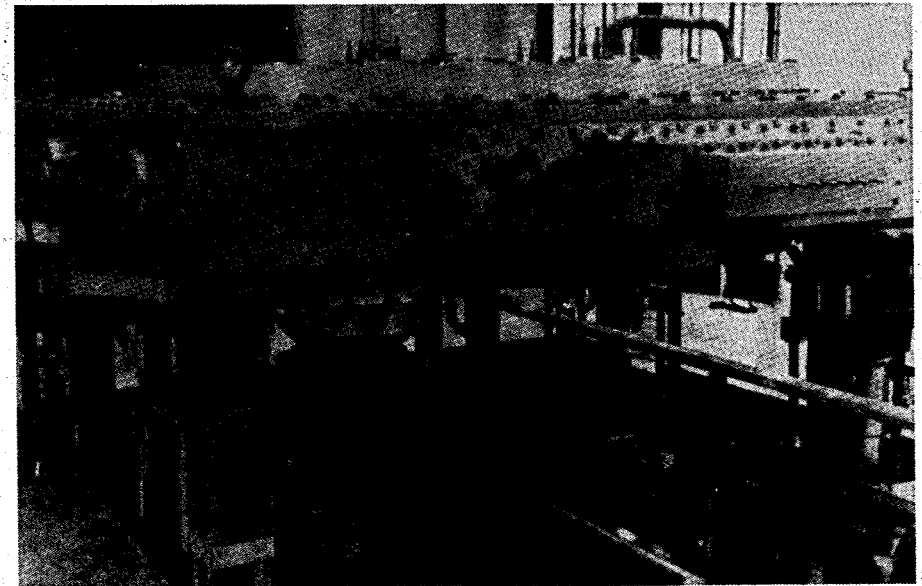


Рис. 2. Общий вид модели.



Рис. 3. Токовые диски модели.

Учет кулоновского поля и процессы ускорения существенно усложняют этот критерий подобия. Однако для каждого ограничивающего механизма его можно сформулировать на уровне достоверности изучаемого эффекта. Так, если предположить, что основным ограничивающим плотность пучка эффектом является поперечное расталкивание кулоновским полем, то при одинаковой жесткости и геометрии пучка критерием подобия для этого эффекта будет выражение

$$\frac{i_p}{i_e} = \frac{V_p f_p}{V_e f_e} \quad /9/$$

При достигнутом на электронной модели циклотрона с жесткой фокусировкой /12/ токе 1 мА в протонных ускорителях, как это следует из /9/, возможно получение токов вплоть до 200-300 мА без ограничения по эффекту "поперечного" пространственного заряда.

Предельная интенсивность пучка масштаба 100 мА при энергии до 1 ГэВ приводит к появлению ряда проблем специфического характера. К числу таких проблем в первую очередь относится задача стопроцентного вывода пучка из камеры ускорителя, так как мощность пучка достигает сотни мегаватт.

Найденный в лаборатории эффект расширения замкнутых орбит в периодических магнитных полях /13/ позволит, как нам кажется, решить эту проблему. Эффект основан на зависимости коэффициента расширения замк-

нутых орбит  $\left(\frac{p}{L} \frac{dL}{dp}\right)$ , от изменения вариации магнитного поля  $\left(\frac{d\epsilon}{dr}\right)$ , где  $L$  - длина замкнутой орбиты.

В магнитных полях типа /6/ средний радиус замкнутой орбиты для частицы импульса  $p$  находится из выражения

$$p = eB(R_c)R_c \lambda, \quad /10/$$

где  $R_c$  - средний радиус замкнутой орбиты;  $\lambda$  - параметр, который определяется периодической ( $N$ ) частью структуры поля /6/ и может быть представлен в виде

$$\lambda = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\epsilon^2}{2N^2} \left(\frac{3}{2} + n + \frac{d \ln \epsilon}{d \ln R}\right)} + O\left(\frac{1}{N^4}\right). \quad /11/$$

При определении длины замкнутой орбиты по среднему радиусу из /11/ следует:

$$\frac{p}{L} \frac{dL}{dp} = \frac{1}{1+n + \frac{R}{\lambda} \frac{d\lambda}{dR}} \quad /12/$$

Этот результат указывает на возможность существенного регулирования коэффициента расширения орбиты вблизи значений

$$\frac{R}{\lambda} \frac{d\lambda}{dR} \approx -(1+n).$$

В статическом режиме энергетическое разделение замкнутых орбит увеличивается в 20-50 раз. Таким образом, этот режим позволяет расширять замкнутые орбиты

без искажения формы эмитансов пучка. При использовании резонансных методов вывода, как известно /14/, форма эмитанса искажается.

Динамический режим этого эффекта несколько отличается от статического, однако основной вывод о возможности увеличения энергетического шага замкнутой орбиты в  $20 \div 50$  раз сохраняется.

Следующей весьма важной проблемой для таких сильноточных ускорителей будет являться коэффициент полезного действия. При мощностях в ускоренном пучке, близких к  $100 \text{ МВт}$ , этот коэффициент будет целиком определяться высокочастотной мощностью, вклады же всех вспомогательных энергетических систем /магнит, вакуумная система и др./ пренебрежимо малы. Коэффициент полезного действия современных ламповых генераторов в интересующем нас диапазоне частот составляет  $70 \div 75\%$  /15/. Высокочастотные потери в резонаторах при амплитуде ускоряющего напряжения  $200 \div 400 \text{ кВ}$  не превышают  $50 \div 200 \text{ кВт}$ , а это пренебрежимо мало по сравнению с мощностью, передаваемой пучку. Таким образом, КПД кольцевого изохронного циклотрона с жесткой фокусировкой должен быть близок к КПД высокочастотного генератора.

Аналогичные параметры ускоренного пучка можно получить на протонных линейных ускорителях непрерывного действия. Известно, что лучшие линейные протонные ускорители уже в настоящее время имеют импульсные токи масштаба  $200 \text{ МА}$  /16/. Однако импульсные потери у таких ускорителей составляют  $40 \text{ МВт}$  /17/, что существенно скажется на КПД ускорителя и системах охлаждения при непрерывном режиме ускорения.

Как для кольцевых, так и для линейных машин возникает проблема фазировки ускоряющих резонаторов при больших нагрузках пучком. Эта проблема, по нашему мнению, также решается существенно проще для кольцевых машин, чем для линейных по ряду причин:

- а/ количество резонаторов в  $50 \div 100$  раз меньше;
- б/ амплитуда ускоряющего напряжения в несколько раз ниже;
- в/ собственная частота резонаторов низка.

Эти соображения были положены в основу цикла исследований по разработке сильноточной циклической мезонной фабрики "суперциклотрона" на энергию  $800 \text{ МэВ}$  при интенсивности протонного пучка  $10-100 \text{ МА}$ . В таблице приведены параметры такого ускорителя.

В качестве инжектора для этого ускорителя предполагается использовать линейный ускоритель непрерывного действия /18/.

### 3. К-мезонные генераторы

Отсутствие динамического подобия орбит в изохронных циклотронах существенно затрудняет их использование в области энергии  $1 \div 6 \text{ ГэВ}$ . Попытки прохождения в процессе ускорения частиц целочисленных резонансов связаны со значительным увеличением мощности высокочастотной системы ускорителя, которая должна обеспечивать в этом случае набор энергии в десятки мегаэлектрон-вольт на каждом обороте. Создание системы из нескольких последовательных ускорителей с набором энергии  $1 \text{ ГэВ}$  на каждом из них значительно удорожает комплекс в целом.

Однако имеется определенная возможность, которая должна быть детально рассмотрена, если проблема сильноточных К-мезонных фабрик станет актуальной. Эта возможность базируется на свойствах замкнутых орбит в периодических структурах с изменяющейся вариацией магнитного поля  $\epsilon(r)$ .

Основной вклад в нарушение динамического подобия в процессе ускорения вносит изменение величины  $n$ , что определяется требованием изохронности на замкнутых орбитах.

Обычно для изохронных циклотронов решается прямая задача: при росте среднего значения индукции поля вдоль радиуса ускорителя подбирается необходимая функция  $\epsilon F / \text{см}$ . /6//, при которой обеспечивается пространственная устойчивость. Однако для небольших изменений  $\beta$  возможна обратная задача, при которой основным требованием является условие  $n = \text{const}$ , при котором легко



Таблица

Энергия ускоренных протонов (МэВ)	800
Ток ускоренных протонов (мА)	10-100
Энергия инжектируемых протонов (МэВ)	50
Частота аксиальных колебаний $Q_z$	1,3-1,4
Частота радиальных колебаний	$2 > Q_r > 1$
Радиус инжекции (см)	240
Среднее поле на радиусе инжекции (Гс)	4270
Конечный радиус (см)	650
Среднее поле на конечном радиусе (Гс)	7500
Набор энергии за оборот (МэВ)	2,0
Частота обращения ионов (МГц)	6,2
Частота ускоряющего напряжения (МГц)	49,6
Число ускоряющих промежутков	8
Напряжение на резонаторе (кВ)	250
Высокочастотная мощность (МВт)	76
Число секторов	8
Диаметр магнита по ярму (см)	1900
Высота магнита (см)	560
Вес магнита (т)	3450
Мощность питания магнита (кВт)	1750
Мощность ВЧ потерь в резонаторах (кВт)	1000
Мощность пучка (МВт)	8-80
Коэффициент вывода пучка из камеры (%)	100
Потери интенсивности пучка в процессе ускорения	$10^{-4}$

достигается динамическое подобие орбит /  $Q_r, Q_z = \text{const}$ /. При этом условие изохронности замкнутых орбит основывается на выборе функции  $\epsilon F$  и определяется изменением формы и коэффициента уплотнения замкнутых орбит на различных радиусах:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} \left( \frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{n+1} = \frac{\gamma_0}{\gamma} \left( \frac{\beta}{\beta_0} \right)^n, \quad /13/$$

где  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $L = 2\pi R_c \sigma$ ,  $\sigma$  - коэффициент удлинения орбит, связанный с периодичностью структуры поля.

Как показано в работе /19/, такая возможность существует и может быть реализована для сильноточных К-мезонных фабрик.

#### Заключение

Настоящая статья не претендует на полное перечисление задач, возникающих при разработке сильноточных мезонных фабрик. В ней отражены главные проблемы, по мнению авторов, касающиеся только физики ускорения частиц. Большой круг проблем технического характера никак не затрагивается, однако опыт разработки мезонных фабрик указывает на возможность их решения уже на современном уровне.

#### Литература

1. В.Г.Васильков, В.И.Гольданский, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский. Сообщение ОИЯИ, Р9-5285, Дубна, 1970.
2. G.Brianti, E.G.Michaelis, S.C.Improvements, MSC, Rep. M53 (1966).
3. В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолотчиков, В.В.Кольга. АЭ, 9, 303/1960/.
4. K.Liegler, E.Martin, R.Cohen. Fifth Intern.Cyclotron Conf. Oxford (1969), p. 226.
5. Н.Л.Заплатин, А.Ф.Чеснов. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям, Москва, 1972, Наука, М., 1973.

6. В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков, В.В.Кольга. УФН, 85, 651 /1965/.
7. John A.Martin. Fifth Int. Cyclotron Conf. (1969), p. 3; R.Cohen, E.Martin, S.Rainwater, K.Schneider, K.Ziegler, S.Ohnuma. Fifth Int. Cyclotron Conf. Oxford (1969), p. 699.
8. В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям, Москва, 1972, Наука, М., 1973.
9. В.П.Джелепов и др. Международная конференция по изохронным циклотронам, Гатлинбург, США /1966/, стр. 215.
10. В.Н.Аносов, А.А.Глазов, Ю.Н.Денисов и др. АЭ, 25, 539 /1968/.
11. А.А.Глазов, В.И.Данилов, В.П.Джелепов и др. АЭ, 8, №3, 189 /1960/.
12. А.А.Глазов, В.П.Джелепов и др. Сообщение ОИЯИ, Р9-6214, Дубна, 1972.
13. В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга, Н.И.Полумордвинова. Сообщение ОИЯИ, Р9-6733, Дубна, 1972.
14. W.Joho. Fifth Intern. Cyclotron Conf. Oxford (1969), p. 159; J.Reginald, M.C.Craddock, Oxford (1969), p. 85.
15. K.L.Erdman, R.Poirier, O.K.Fredriksson, S.F.Welton, W.A.Grundman. Sixth Intern. Cyclotron Conf. Vancouver (1972).
16. И.М.Капчинский, В.А.Баталин, А.А.Коломиец, Б.К.Кондратьев, Р.П.Куйбида. ПТЭ, 5, 17 /1972/.
17. D.C.Hagerman. IEEE Trans. on Nucl.Sci., NS-13(4), p. 277.
18. В.А.Тепляков, А.П.Мальцев, В.Б.Степанов. ИФВЭ ИНЖ-69-2, 1969.
19. V.P.Dmitrievsky, V.V.Kolga, N.J.Polumordvinova. Proc. of the 8-th Int. Conf. of High Energy Acc., CERN (1971), 518.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 марта 1971 года.