



Сибирское отделение Российской Академии наук

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

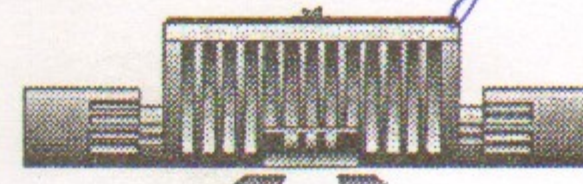
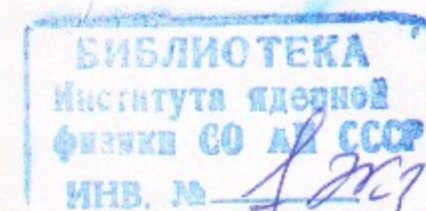
A. 24
1999

Р.М. Лапик, А.А. Кулаков, П.В. Мартышкин

РАЗРАБОТКА КОНВЕРСИОННОЙ СИСТЕМЫ
НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОГО МЕТОДА

ИЯФ 99-60

<http://www.inp.nsk.su/publications>



НОВОСИБИРСК

1999

V

Сибирское отделение Российской Академии наук

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

Р.М. Лалик, А.А. Кулаков, П.В. Мартышкин

РАЗРАБОТКА КОНВЕРСИОННОЙ СИСТЕМЫ
НА ОСНОВЕ ЧИСЛЕННОГО МЕТОДА

ИЯФ 99-60

НОВОСИБИРСК

1999

**Разработка конверсионной системы
на основе численного метода**

Р.М. Лапик, А.А. Кулаков, П.В. Мартышкин

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

В данной работе проведены сравнения характеристик согласующих устройств, полученных аналитическим методом, с характеристиками, полученными численным моделированием динамики позитронов в ускоряюще-фокусирующих полях.

Численным методом рассмотрена динамика позитронов в реальных полях, создаваемых согласующими устройствами.

Приведены оценки числа позитронов, инжектируемых в охладитель-накопитель, при обеспечении требуемого энергетического разброса в сгустке.

Positron source numerical simulation

R.M. Lapik, A.A. Kulakov, P.V. Martyshkin

Budker Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, Russia

Abstract

This paper is presented a comparing of analytical matching device characteristics and numerical simulation results.

Positron dynamics in real magnetic fields of matching device was followed up by using of numerical algorithm.

Positron yield estimations are presented with request bunch energy spread at dumping ring injection.

1 Введение

При создании конверсионного узла возникает ряд задач, которые обычно группируют следующим образом:

1. Электрон-позитронная конверсия – выбор материала и толщины конвертора, исходя из оценки общего количества позитронов, выходящих из конверсионной мишени, их радиального, углового и энергетического распределений.
2. Формирование позитронного сгустка – выбор устройства для согласования фазового объема позитронного сгустка с акцептансом ускоряюще-фокусирующего канала линейного ускорителя.
3. Оптимизация динамики позитронного сгустка – выбор положения конвертора относительно ускоряющей структуры, выбор параметров ускоряющих и фокусирующих полей.

Первые две задачи подробно рассмотрены в работе [1]. Данная работа в основном посвящена аналитическим методам решения перечисленных выше задач. Поэтому третий пункт, требующий привлечения численных методов, не рассматривался и будет рассмотрен в данной работе.

Для изучения динамики позитронов в фокусирующе-ускоряющих полях согласующего устройства и в СВЧ-поле ускоряющей секции применяется трассировка частиц. Распределение позитронов, выходящих из конверсионной мишени имеет следующие особенности:

- 6-ти мерный фазовый объем имеет значительно большее значение чем акцептанс последующего ускоряюще-фокусирующего канала линейного ускорителя;
- большой диапазон углового и энергетического распределения позитронов в сгустке;
- большой радиальный размер сгустка.

Перечисленные выше особенности распределения позитронов приводят к необходимости использовать трассировку частиц даже для идеализированных ускоряюще-фокусирующих полей. Для решения этой задачи можно использовать матричный метод трассировки. При этом необходимо знать транспортные матрицы для каждого элемента ускоряюще-фокусирующего канала. Если транспортная матрица какого-либо элемента неизвестна (как правило известны транспортные матрицы только для простейших элементов и только в параксиальном приближении), или при учете реальных полей (полей, реально получаемых ускоряюще-фокусирующими элементами) для изучения динамики позитронов необходимо численное решение системы уравнений движения частиц.

2 Динамика позитронов в ускоряюще-фокусирующих полях

2.1 Распределение магнитных полей

Для численного решения задачи динамики частиц необходимо знать ускоряюще-фокусирующие поля во всем пространстве. В аксиально симметричном случае магнитные поля не зависят от азимутальной координаты (большинство устройств создает именно такие поля). Зная зависимость аксиально симметричного магнитного поля на оси $B(z)$, можно восстановить значение поля во всем пространстве [5].

$$\begin{aligned} B_r(r, z) &= \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k B(z)^{(2k-1)}}{k!(k-1)!} \left(\frac{r}{2}\right)^{2k-1}; \\ B_\phi(r, z) &= 0; \\ B_z(r, z) &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k B(z)^{(2k)}}{(k!)^2} \left(\frac{r}{2}\right)^{2k}. \end{aligned} \quad (1)$$

Для декартовой системы координат, воспользовавшись следующими соотношениями $\cos \phi = x/r$, $\sin \phi = y/r$, получим

$$\begin{aligned} B_x(x, y, z) &= \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k B(z)^{(2k-1)}}{2k!(k-1)!} x \left(\frac{r}{2}\right)^{2k-2}; \\ B_y(x, y, z) &= \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^k B(z)^{(2k-1)}}{2k!(k-1)!} y \left(\frac{r}{2}\right)^{2k-2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ введено для сокращения записи. Продольная составляющая поля $B_z(x, y, z)$ имеет тот же вид, что и в выражении (1).

При решении задачи динамики позитронов в выражениях 2 из всего бесконечного ряда будем удерживать только два первых слагаемых. Этого, как правило, является уже достаточно для описания полей.

Другая проблема, которая возникает при восстановлении и использовании полей – сшивка магнитных полей разных элементов канала. Для того, чтобы не было разрывов магнитного поля 1 рода (скачков значения магнитного поля в области сопряжения полей различных элементов) необходимо обеспечить гладкость функции поведения магнитного поля на всей длине ускоряюще-фокусирующего канала. Особенно важно сделать это для входных и выходных плоскостей элементов канала. Сглаживание поля B_z и его первой производной можно провести, используя кубическую параболу.

Для рассмотрения динамики позитронов будем использовать декартову систему координат. Декартова система координат для численного решения задачи движения частиц по сравнению с цилиндрической системой обладает следующими преимуществами:

- система уравнений движения по осям X и Y имеет симметричный вид;
- переход частиц из положительной области координат в отрицательную происходит автоматически. При использовании цилиндрической системы координат этот момент нужно специально отслеживать и поправлять значения радиальных компонент координат и скорости;
- так же не возникает проблем, связанных с сохранением первых интегралов движения (сохранение момента импульса).

2.2 Численная схема уравнений движения

В литературе описано большое количество подходов и методов для численного решения задачи динамики частиц [2, 3, 4]:

- прямые методы – методы при которых значения скоростей и координат частицы на следующем временном шаге получают прямым вычислением из значений скоростей и координат частицы на предыдущем временном шаге (наиболее известны методы Рунге-Кутты разного порядка точности);

- метод прогноза и коррекции – разновидность многошаговых методов при котором вычисления скоростей и координат частицы на следующем временном шаге вначале проводится по формуле прогноза, а затем уточняются по формуле коррекции, используя неявные методы численного интегрирования;
- многошаговые методы – методы, в которых для определения значений скоростей и координат частицы на следующем временном шаге, используются данные их значений на нескольких предыдущих шагах.

Многошаговые методы по сравнению с прямыми имеют следующий недостаток – большое число промежуточных вычислений, связанных со способом нахождения новых значений скоростей и координат частицы. При этом для начала вычислений приходится выполнять одношаговыми методами несколько первых шагов. Аналогично это делается при смене шага интегрирования. То же самое можно отнести и к методам прогноза-коррекции, и к методам Рунге-Кутты. Последние к тому же дают слишком большую ошибку вычислений при решении задачи динамики частиц в ультрарелятивистском случае.

При рассмотрении движения частиц в ускоряюще-фокусирующих полях будем использовать следующий прием – разделим движения частицы на движение отдельно в магнитном и электрическом поле. При этом будем считать, что движение частицы происходит в два этапа – сначала половину временного шага Δt частица движется в магнитном поле, а затем половину в электрическом поле. Расчет приращения скоростей как для магнитного поля так и для электрического делаем за полный временной шаг Δt [6]. Тогда для приращения нормированной скорости $\Delta \vec{\beta}_{n+1} = \vec{\beta}_{n+1} - \vec{\beta}_n$ запишем следующую консервативную схему (считаем, что энергия частицы не изменяется при движении в магнитном поле)

$$\Delta \vec{\beta}_{n+1} = 2\vec{\beta}_{n+1/2} \times \vec{B}(x, y, z). \quad (3)$$

где $\vec{B}(x, y, z) = \frac{e\vec{H}c\Delta t}{2W}$, W – энергия частицы, $\vec{\beta}_{n+1/2} = (\vec{\beta}_{n+1} + \vec{\beta}_n)/2$.

Разрешая систему векторных уравнений относительно $\vec{\beta}_{n+1}$, получим выражение для значения нормированной скорости на следующем временном шаге

$$\vec{\beta}_{n+1} = \frac{1}{1+B^2} \left((1-B^2)\vec{\beta}_n + 2(\vec{\beta}_n \times \vec{B}) + \vec{B}(\vec{\beta}_n \vec{B}) \right). \quad (4)$$

Положение частицы на следующем временном шаге \vec{x}_{n+1} вычисляется, исходя из того, что частица между точками \vec{x}_{n+1} и \vec{x}_n движется со средней скоростью $\vec{\beta}_{n+1/2} = (\vec{\beta}_{n+1} + \vec{\beta}_n)/2$

$$\vec{x}_{n+1} = \vec{x}_n + \frac{c\Delta t}{2} \vec{\beta}_{n+1/2}. \quad (5)$$

Если ускорение частиц отсутствует, тогда предыдущее выражение (5) имеет следующий вид

$$\vec{x}_{n+1} = \vec{x}_n + c\Delta t \vec{\beta}_{n+1/2}, \quad (6)$$

т.е. частица движется в магнитном поле весь временной шаг.

Продольное электрическое поле в ускоряющей секции будем рассматривать в виде бегущей СВЧ-волны. Для значения величины $c\vec{P}$, нормированной на значение энергии покоя частицы W_0 , на временном шаге $n+1$ запишем

$$\frac{c\vec{P}_{n+1}}{W_0} = \vec{\beta}_{n+1} \cdot \gamma_{n+1} = ec\Delta t \gamma_n (\vec{\beta}_n \vec{E}) \cos(-\omega t + kz + \varphi_0), \quad (7)$$

где φ_0 – начальная фаза ускорения частицы, γ – Лоренц фактор. Для нахождения значения нормированной скорости на шаге $n+1$ необходимо величину, определенную выражением (7), разделить на значения Лоренц

фактора частицы $\gamma_{n+1} = \sqrt{\left(\frac{c\vec{P}_{n+1}}{W_0}\right)^2 + 1}$

$$\vec{\beta}_{n+1} = \frac{c\vec{P}_{n+1}}{W_0} / \sqrt{\left(\frac{c\vec{P}_{n+1}}{W_0}\right)^2 + 1}, \quad (8)$$

В случае если существуют одновременно магнитные и электрические поля, тогда новые значения координат частицы определяются по выражению (5), если магнитное поле отсутствует, а существует только электрическое поле, то значения координат определяется по выражению (6).

Для достижения большей точности расчета возможно для выражений (4 и 8) брать значения магнитного и ускоряющего полей в средней точке $\vec{x}_{n+1/2}$. При этом, чтобы не использовать двухшаговые методы можно значения координат средней точки вычислять приближенно, зная величину смещения частицы на предыдущем шаге. Для избежания ошибок округления разностные схемы (3, 4, 5, 6) записывать не для нормированных скоростей, а для нормированных импульсов и координат, нормированных на величину $c\Delta t$.

2.3 Реализация программы трассировки

В одночастичном приближении (пренебрегая полями пространственного заряда и взаимодействия сгустка с ускоряющей структурой) была реализована программа, осуществляющая трассировку позитронов в магнитных полях согласующего устройства, соленоида сопровождения и в ускоряющей секции. Начальные значения координат и скоростей частиц брались из файла, содержащего статистику для позитронов, вышедших из конверсионной мишени.

По описанному алгоритму и выражениям (4, 5, 6, 8) трассировка осуществлялась до тех пор, пока частица не достигнет выхода первой ускоряющей секции. В этом случае частица заносилась в базу данных как успешно захваченная. Если радиальная координата частицы становится больше ограничивающей апертуры канала, то она считается потерянной.

При трассировке частиц в ускоряющем поле может возникнуть такая ситуация, что частица, попадая в неблагоприятную начальную фазу ускоряющего поля, может медленно дрейфовать в сторону выхода ускоряющей секции или остановиться и начать двигаться в обратном направлении. В этом случае для избежания закливания программы необходимо отбросить такую частицу из расчетов и считать ее потерянной. Обычно для этого ограничивают число шагов по времени, затрачиваемых на расчет одной траектории частицы, таким образом, чтобы оно было заведомо больше чем необходимое число шагов для случая успешного захвата. Также можно проверять приращение продольной координаты на новом временном шаге. В случае если приращение становится отрицательным, тогда дальнейшая трассировка такой частицы прекращается, и частица считается потерянной.

Программа позволяет численным методом определить зависимость максимальных углов, с которыми позитроны инжектировались из конверсионной мишени и были успешно захвачены, от энергии позитронов. Для этого в программе определены согласующие устройства типа ЧВТ и АД с возможностью быстрого изменения их параметров. Также можно определить удлинение позитронного сгустка при движении в полях согласующего устройства, соленоида сопровождения и ускоряющей секции. Значение удлинения сгустка можно смотреть в любой точке ускоряюще-фокусирующего канала.

При трассировке позитронного сгустка, имеющего полное 6-ти мерное распределение в фазовом объеме, на выходе первой ускоряющей секции строятся продольное и фазово-энергетическое распределения сгустка. Последнее распределение для выходных значений энергии и фазы

используется для дальнейшей трассировки частиц либо для полуаналитической оценки числа позитронов, которые будут инжектированы в охладитель-накопитель уже с требуемой энергией и требуемым энергетическим разбросом в сгустке.

3 Сравнительные характеристики согласующих устройств

Для сбора позитронов с энергией то нескольких МэВ до двух-трех десятков МэВ в основном применяют согласующие устройства с продольным аксиально симметричным магнитным полем. К таким устройствам, нашедшим широкое применение во всех источниках позитронов относятся два вида устройств четвертьволновый трансформатор (ЧВТ) и адиабатическое устройство (АД). В обоих случаях одна или несколько ускоряющих секций, следующих сразу же за согласующим устройством, помещена в поле соленоида сопровождения.

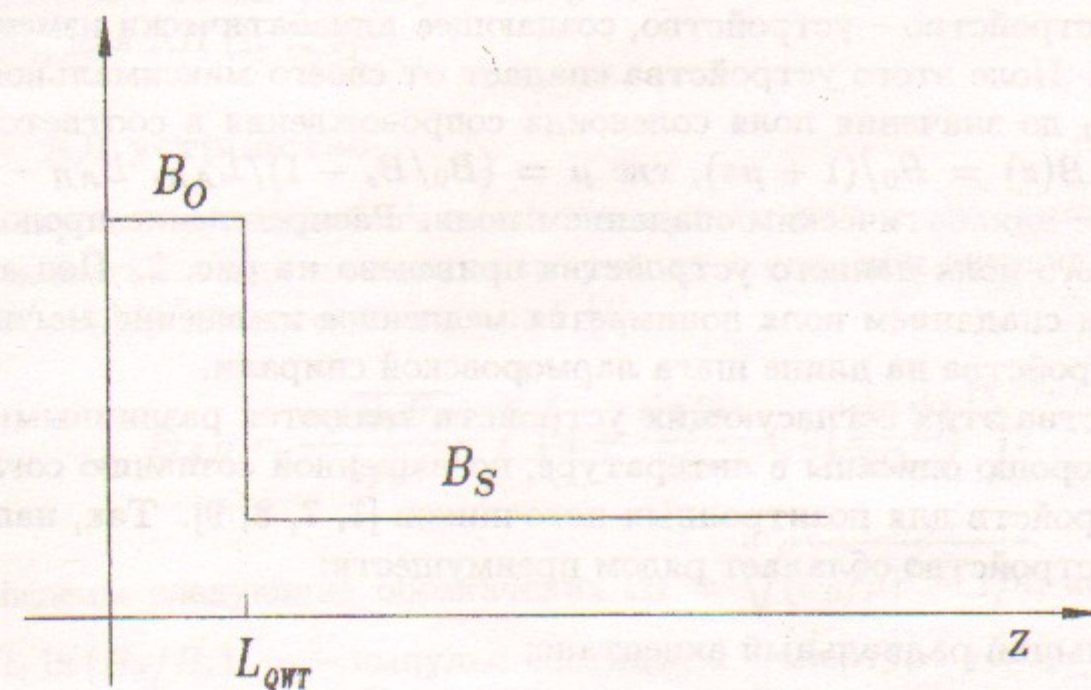


Рис. 1: Распределение продольного магнитного поля ЧВТ устройства.

ЧВТ устройство – короткая аксиально симметричная магнитная линза в которой магнитное поле резко падает от своего максимального значения B_0 до значения поля соленоида сопровождения B_S . Идеализированное распределение продольного магнитного поля данного устройства приведено на рис. 1.

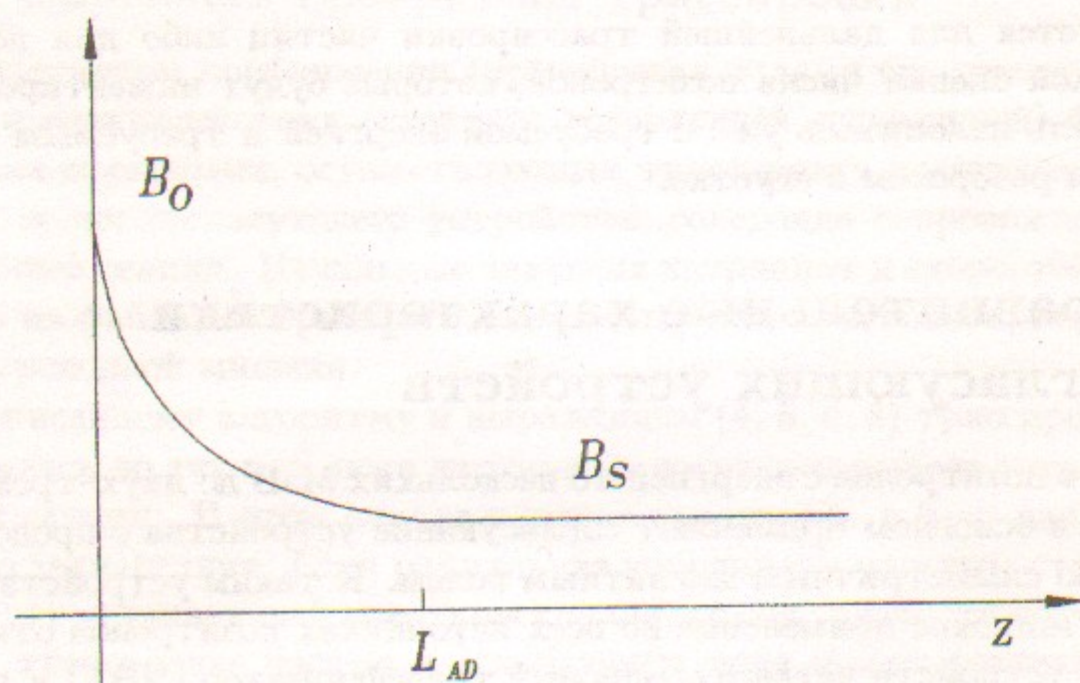


Рис. 2: Распределение продольного магнитного поля АД устройства.

АД устройство – устройство, создающее адиабатически изменяющееся поле. Поле этого устройства спадает от своего максимального значения B_0 до значения поля соленоида сопровождения в соответствии с законом $B(z) = B_0 / (1 + \mu z)$, где $\mu = (B_0/B_s - 1)/L_{AD}$, L_{AD} – длина участка с адиабатическим спаданием поля. Распределение продольного магнитного поля данного устройства приведено на рис. 2. Под адиабатическим спаданием поля понимается медленное изменение магнитного поля устройства на длине шага ларморовской спирали.

Свойства этих согласующих устройств являются различными и довольно хорошо описаны в литературе, посвященной сознанию согласующих устройств для позитронных источников [1, 7, 8, 9]. Так, например второе устройство обладает рядом преимуществ:

- большой радиальный акцептанс;
- имеет большой диапазон энергий, собираемых позитронов;
- не критично к профилю поля.

Еще к одному из недостатков ЧВТ устройства можно отнести то, что оно имеет очень жесткую связь между величиной магнитного поля и его длиной, связанную с особенностью динамики позитронов в этом устройстве.

В этом разделе будут проведены сравнения характеристик двух указанных выше типов устройств, полученных аналитическими методами, с характеристиками, полученными численными методами при моделировании динамики позитронов в ускоряюще-фокусирующих полях.

Ограничения, накладываемые на захватываемые позитроны, можно разделить на два вида: апертурные ограничения, связанные с удержанием частиц в внутри аперттуры ускоряюще-фокусирующего канала и фазовые ограничения, связанные с длиной позитронного сгустка.

3.1 Апертурные ограничения

Одной из основных характеристик описывающих собирающие способности согласующих устройств является угловой акцептанс – зависимость максимальных углов, с которыми позитроны инжектировались из конверсионной мишени и были успешно захвачены, от энергии позитронов. Аналитические ограничения накладываемые на максимально захватываемые углы хорошо известны. Детальное рассмотрение движения частиц в магнитных полях согласующих устройств могут быть найдены для ЧВТ [9], для АД [1, 7, 9].

3.1.1 АД устройство

Для устройства с адиабатически спадающим полем зависимость углового акцептанса для частиц, стартующих с оси, при энергии меньшей $E_{кр} = (eB_0)/\mu$ является следующей [1]

$$\Theta_{AD} = \frac{e\sqrt{B_0 B_s} a}{2p_0 c} \left/ \left(1 + \frac{\sin 2\psi}{2\Omega_1} + 2 \left(\frac{\sin \psi}{2\Omega_1} \right)^2 \right) \right., \quad (9)$$

где введены следующие обозначения $\Omega_1 = \sqrt{(\omega_0/\mu)^2 - 1/4}$, $\omega_0 = \frac{eB_0}{2p_0 c}$, $\psi = \Omega_1 \ln(B_0/B_s)$, p_0 – импульс частицы, a – аперттура ускоряющей секции. Для энергий больших $E_{кр}$ данная зависимость имеет вид

$$\Theta_{AD} = \frac{e\sqrt{B_0 B_s} a}{2p_0 c} \left/ \left(1 + \frac{\text{sh } 2\psi}{2\Omega_1} + 2 \left(\frac{\text{sh } \psi}{2\Omega_1} \right)^2 \right) \right., \quad (10)$$

где $\Omega_1 = \sqrt{1/4 - (\omega_0/\mu)^2}$. Данная зависимость углового акцептанса получена без всяких допущений относительно адиабатичности изменения поля.

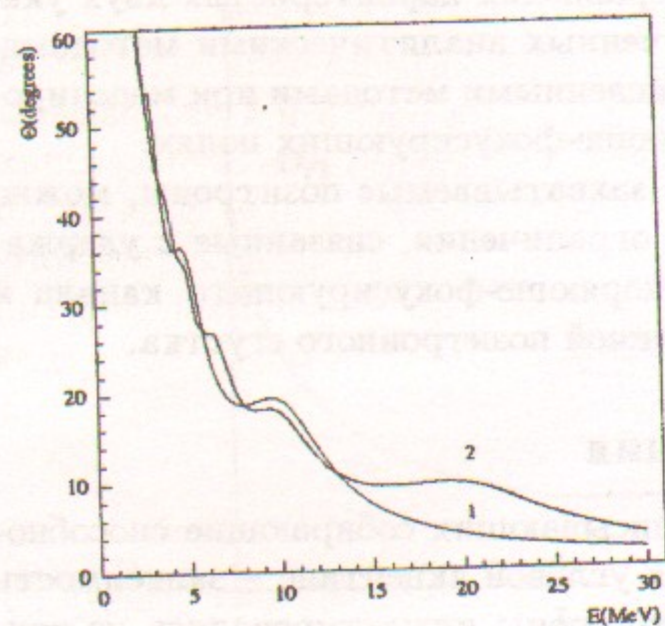


Рис. 3: Аналитическая собирающая способность АД устройств. Длина устройства 1 - 15 см, 2 - 30 см. Магнитное поле $B_0 = 50$ кГс.

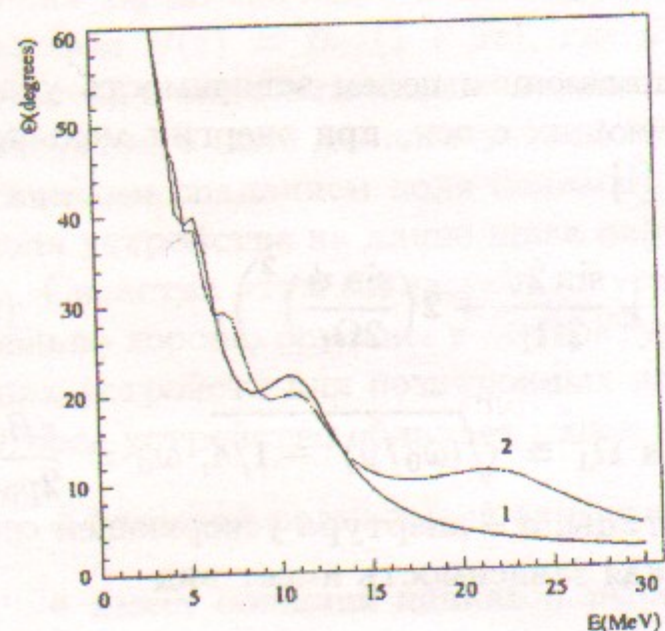


Рис. 5: Аналитическая собирающая способность АД устройств. Длина устройства 1 - 15 см, 2 - 30 см. Магнитное поле $B_0 = 75$ кГс.

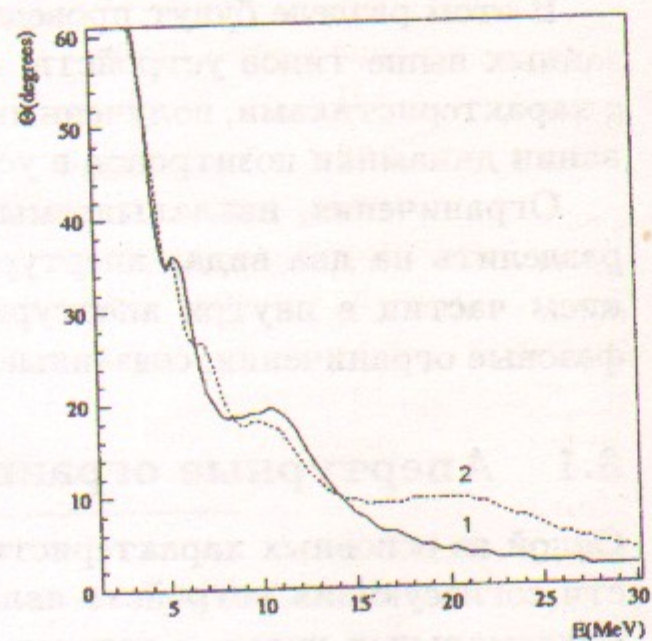


Рис. 4: Численная собирающая способность АД устройств. Длина устройства 1 - 15 см, 2 - 30 см. Магнитное поле $B_0 = 50$ кГс.

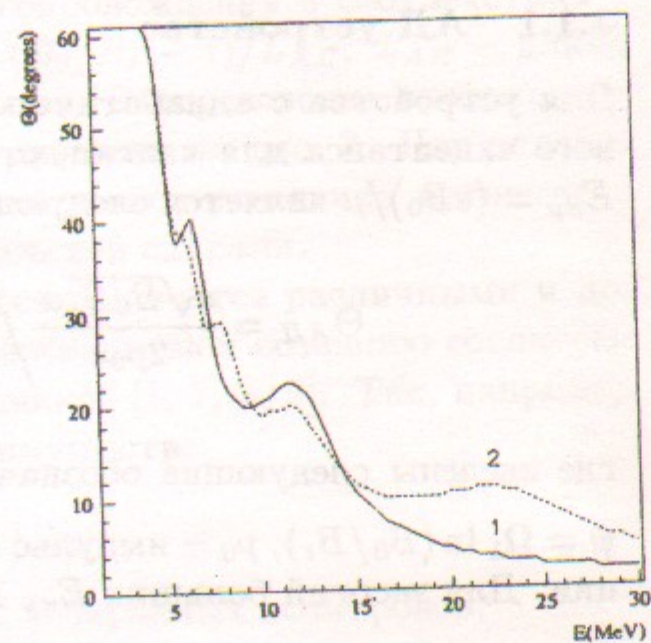


Рис. 6: Численная собирающая способность АД устройств. Длина устройства 1 - 15 см, 2 - 30 см. Магнитное поле $B_0 = 75$ кГс.

Сравнения угловых акцептансов, вычисленных по выражениям (9, 10), с угловыми акцептансами, полученными численным моделированием динамики позитронов, проведено на рис. 3, 4 и рис. 5, 6 для нескольких параметров АД устройств. Длина участка магнитного поля устройства была взята для всех зависимостей 15, 30 см. На рис. 3 и 4 изображены аналитические и численные значения угловых акцептансов согласующих устройств с максимальным значением поля устройства 50 кГс, на рис. 5 и 6 - 75 кГс. Кривые на всех рисунках, соответствующие длине магнитного поля 15 см, изображены сплошными линиями, точечными линиями изображены кривые для 30 см длины поля. Величина магнитного поля соленоида сопровождения для обоих случаев 5 кГс.

3.1.2 ЧВТ устройство

Для устройств типа ЧВТ, используя подход, приведенный в работе [9], можно получить следующую зависимость углового акцептанса

$$\Theta_{\text{ЧВТ}} = \frac{eB_0 a}{2p_0 c} \sqrt{\sin^2 \psi + (B_0/B_s)^2 \cos^2 \psi}, \quad (11)$$

где $\psi = \int_0^{L_{\text{ЧВТ}}} \frac{eB_0}{2p_0 c} dz$ - ларморовский угол, p_0 - импульс частицы, a - апертура ускоряющей секции.

Аналитическое рассмотрение динамики позитронов в устройстве типа ЧВТ использует сшивку решений для областей с высоким магнитным полем и полем соленоида в точке их соединения. Численное решение не дает правильный результат для такого резкого изменения магнитного поля. Для того, чтобы обеспечить резкое падение поля ЧВТ с максимального значения до поля соленоида при численном решении динамики позитронов, продольное поле ЧВТ в переходной области было аппроксимировано полиномом.

Сравнения угловых акцептансов были выполнены для максимальных полей устройств 35 кГс, поля соленоида 5 кГс. Аналитические зависимости для длины поля 1.75 см (сплошная линия) и 2.5 см (пунктирная) приведены на рис. 7, численная зависимость на рис. 8. Отклонения значений углового акцептанса устройства, полученного численным методом составляет 25-35% от аналитических значений.

Данные отличия, в первую очередь, связаны с параксиальным приближением аналитических рассмотрений, проведенных в работе [9]. Если

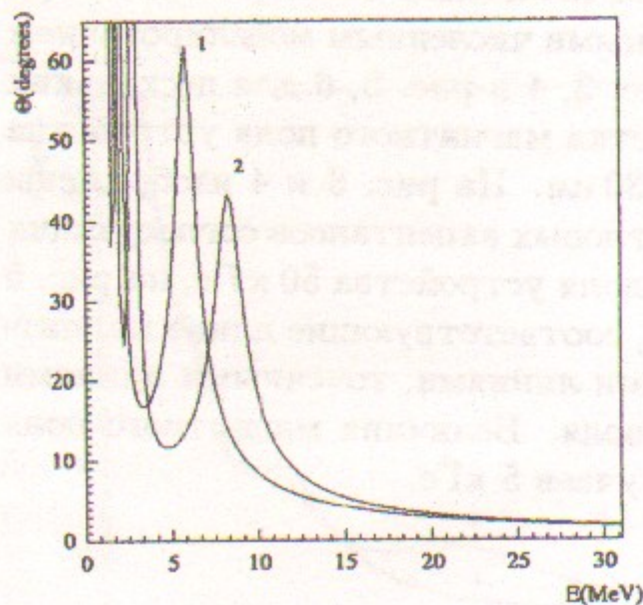


Рис. 7: Аналитическая собирающая способность ЧВТ для длин поля 1.75 см (сплошная линия) и 2.5 см (пунктир).

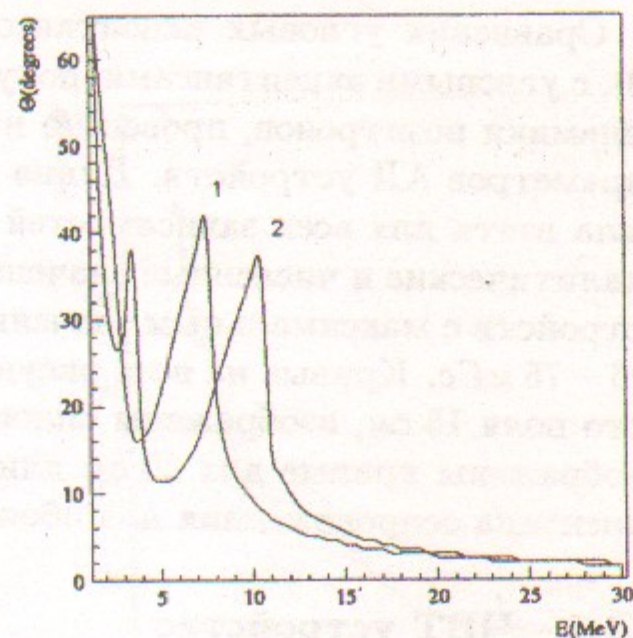


Рис. 8: Численная собирающая способность ЧВТ для длин поля 1.75 см (сплошная линия) и 2.5 см (пунктир).

переписать выражение (11) в виде

$$\Theta_{\text{ЧВТ}} = \frac{eB_0 a}{2p_0 c} \sqrt{\sin^2 \psi + (B_0/B_s)^2 \cos^2 \psi}, \quad (12)$$

где $\psi = \int_0^{L_{\text{ЧВТ}}} \frac{eB_0}{2p_0 c \cos \Theta_{\text{ЧВТ}}} dz$, тогда значения угловых акцептансов, полученных численным методом, практически совпадают со значениями, определяемыми предыдущим выражением (12).

3.2 Фазовые скольжения частиц

Рассмотренные выше ограничения углового акцептанса связаны с удержанием позитронов внутри апертуры и определяются в основном апертурой секции. При этом ускоряющие поля и продольное удлинение сгустка не принимались во внимание.

Позитроны, имеющие на входе в согласующее устройство разные углы и энергии движутся по разным траекториям, в результате чего позитронный сгусток удлиняется. После прохождения поля согласующего устройства позитроны, в зависимости от начальных углов и энергий, попадают

в разные фазы ускоряющего поля. При дальнейшем ускорении требования набора энергии приводят к ограничению длины сгустка позитронов.

Таким образом диапазон углов и энергий согласующего устройства определяется апертурой секции и дополнительными фазовыми ограничениями, связанными с длиной сгустка.

3.2.1 АД устройство

Соотношение, связывающее разницу фаз $\Delta\varphi$ между пробной частицей и остальными в зависимости от их энергий и углов выхода из мишени определяется следующим соотношением [1]

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi f_{RF} L_{AD}}{c} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1-1/\gamma^2}} \left(1 + \frac{\Theta^2}{\chi-1} \ln \sqrt{\chi} \right) \right), \quad (13)$$

где f_{RF} – рабочая частота ускоряющей структуры, γ – Лоренц-фактор частицы, χ – отношение максимального поля устройства к полю соленоида сопровождения. Для удобства рассмотрения за нулевую точку фазы (пробная частица) была выбрана частица,двигающаяся вдоль оси ускорителя со скоростью света. Длина волны ускоряющего поля – 10.5 см.

Для изучения распределения позитронов по фазам ускоряющего СВЧ-поля в зависимости от начальных значений углов и энергий позитронов, используя выражение (13), строились линии равенства фаз (рис.9) для длины адиабатического участка поля 15 см при значениях максимального поля 50 кГцс и поля соленоида 5 кГцс. На этом же рисунке изображен угловой акцептанс устройства с приведенными выше значениями магнитных полей и его длины. Линии равенства фаз для всех распределений строились через -2° , начиная с -2° и до -30° .

На рис.10 изображено аналогичное распределение, полученное численным методом для тех же параметров АД устройства. Отличия между двумя приведенными распределениями под кривой захвата составляют примерно $1^\circ \div 2^\circ$.

Ускоряясь в первой секции, позитронный сгусток все еще подвержен фазовому скольжению, что вызывает его дополнительное удлинение и накладывает еще более сильное ограничение на угловой акцептанс (рис.11). Темп ускорения составляет 25 МэВ/м.

На рис. 12 приведены линии равенства фаз ускоряющего СВЧ-поля для максимального значения поля согласующего устройства, увеличенного в 1.5 раза (75 кГцс) и длины поля 15 см после прохождения первой ускоряющей секции. Из сравнения распределений, приведенных на рис. 11 и

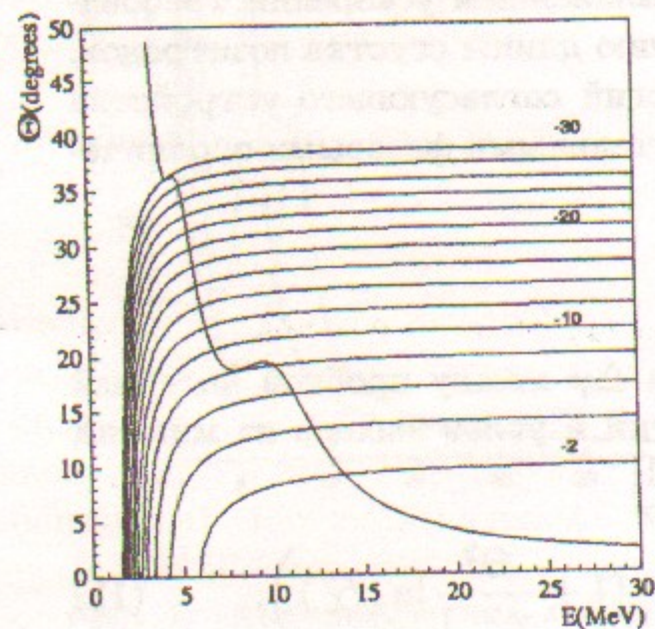


Рис. 9: Линии равенства фаз ускоряющего СВЧ-поля для АД, построенные по выр (13). Длина 15 см.

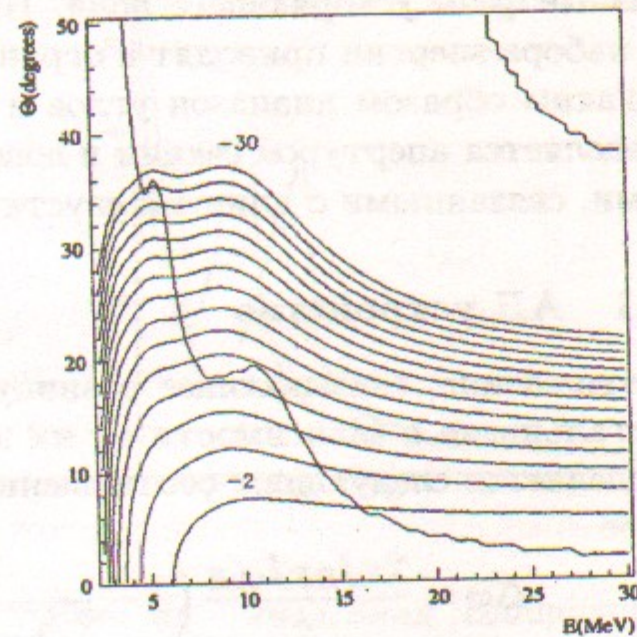


Рис. 10: Линии равенства фаз ускоряющего СВЧ-поля для АД. Численный метод.

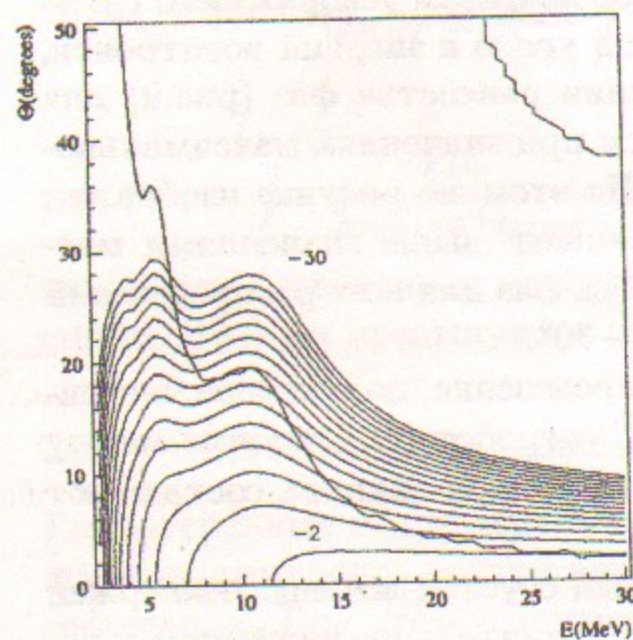


Рис. 11: Линии равенства фаз ускоряющего СВЧ-поля для АД после первой ускоряющей секции. $B_0 = 50$ кГц.

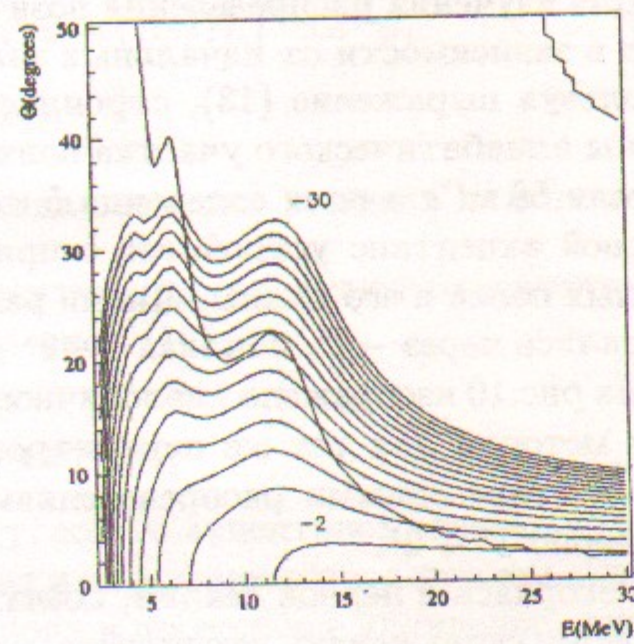


Рис. 12: Линии равенства фаз ускоряющего СВЧ-поля для АД после первой ускоряющей секции. $B_0 = 75$ кГц.

12, видно, что в соответствии с аналитической зависимостью (13) фазовые ограничения, накладываемые на захватываемые углы, изменяются в корень раз из отношения значений максимальных полей согласующих устройств.

При дальнейшем ускорении фазовым скольжением можно пренебречь.

3.2.2 ЧВТ устройство

Аналогичное изучение распределений позитронов по фазам ускоряющего поля проводилось и для ЧВТ. Рис.13 представляет распределение позитронов по фазам ускоряющего поля в зависимости от начальных условий после прохождения согласующего устройства с параметрами поля 35–5 кГц, а рис.14—после прохождения ускоряющей секции. В противоположность адиабатическому устройству, основное удлинение позитронного сгустка для ЧВТ происходит в ускоряющей секции. Благодаря особенностям динамики позитронов, линии равенства фаз ускоряющего поля имеют типично резонансный вид.

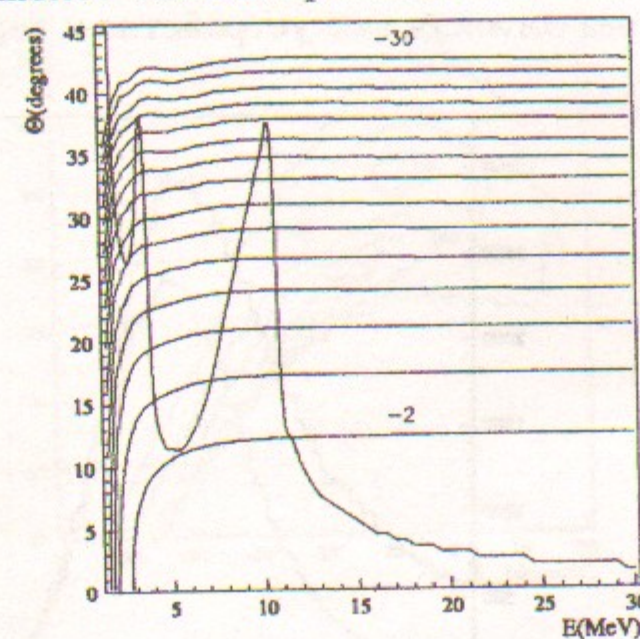


Рис. 13: Линии равенства фаз ускоряющего СВЧ-поля для ЧВТ с длиной короткой линзы 2.5 см.

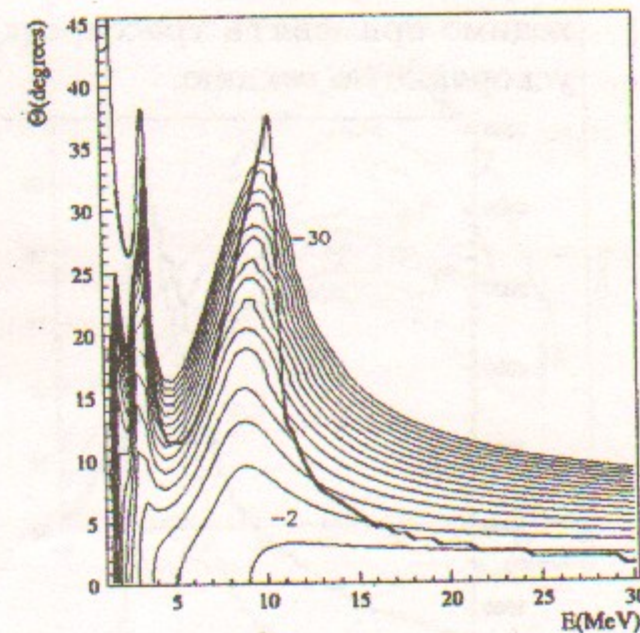


Рис. 14: Линии равенства фаз ускоряющего СВЧ-поля на выходе первой секции для ЧВТ с длиной короткой линзы 2.5 см.

Из распределения позитронов по фазам СВЧ-поля после первой ускоряющей секции для АД и ЧВТ устройств видно, что ограничения, накладываемые на захватываемые углы ЧВТ устройством, примерно в 2

раза меньше чем для АД, но при этом диапазон собираемых энергий значительно уже.

3.3 Продольное распределение позитронного сгустка

Для демонстрации расплывания первоначально точечного в продольном направлении пучка позитронов, на рис.15 приведен его полный профиль, а также профиль частиц с первоначальной энергией из диапазона 5–25 МэВ после прохождения согласующего АД устройства длиной 15 см и первой ускоряющей секции. Характерные размеры расплывания точечного сгустка $\sim 15^\circ$ фазы ускоряющего поля или 4.3 мм, что обычно сравнимо с длиной первоначального электронного сгустка.

В случае гауссовского продольного распределения первоначального электронного сгустка нет однозначного соотношения значений начальных углов, энергий позитронов и начальной фазы ускоряющего поля, в которую попадают частицы, и нельзя построить линии конечных фаз как на рис.12 и 14. Поэтому для получения профиля сгустка (рис.16) необходимо применять трассировку через согласующее устройство и первую ускоряющую секцию.

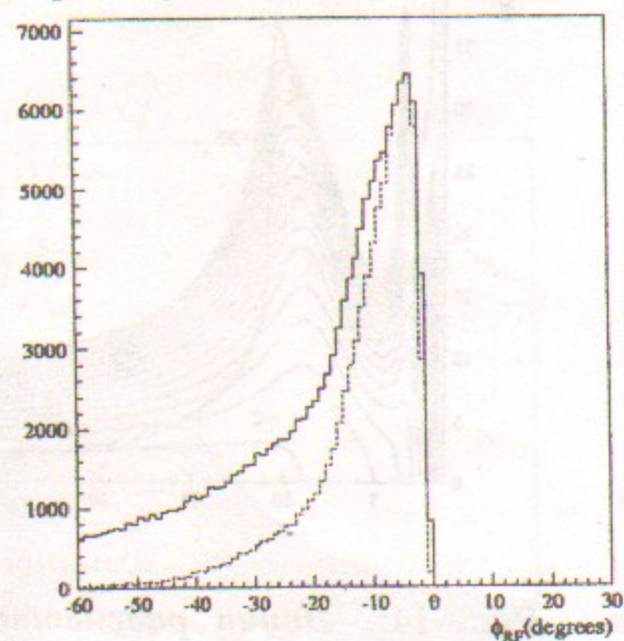


Рис. 15: Профиль первоначально точечного позитронного сгустка после прохождения АД устройства и первой ускоряющей секции.

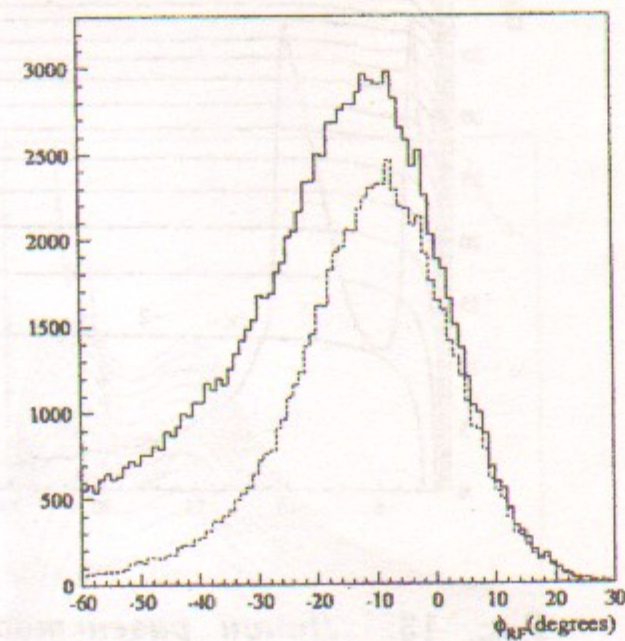


Рис. 16: Профиль реального позитронного сгустка после прохождения АД устройства и первой ускоряющей секции.

Расчеты распределения позитронов после первой ускоряющей секции были сделаны для начальных распределений позитронов, которые были получены моделированием электромагнитного ливня в вольфрамовой мишени толщиной 1.5, 2.0, 2.5 р.д. для первоначального электронного сгустка с продольным распределением $2\sigma = 6$ мм и радиальным распределением 1 мм.

3.4 Фазово-энергетическое распределение позитронного сгустка

Разные начальные значения фазы ускоряющего поля первой секции приводят к различным выходным распределениям позитронов по набранной энергии и фазам ускоряющего поля. Рис.17–19 отображают данную зависимость для случаев значения начальной фазы 5° , 20° и 30° . Максимальное значение магнитного поля 75 кГс, поле соленоида 5 кГс, длина поля АД устройства 5 кГс.

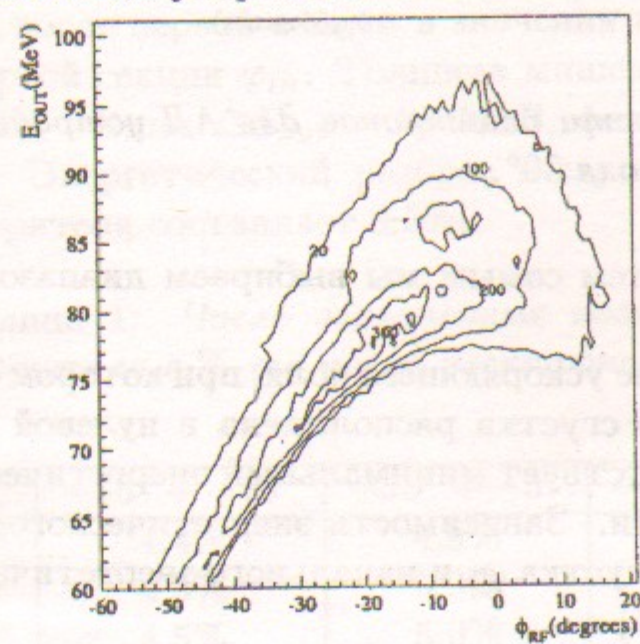


Рис. 17: Линии уровня плотности позитронов для АД устройства с начальной фазой ускоряющего поля 5° .

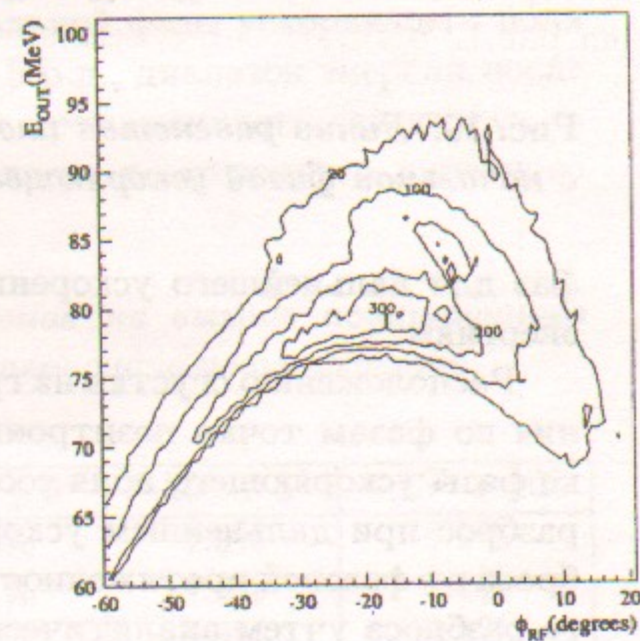


Рис. 18: Линии уровня плотности позитронов для АД устройства с начальной фазой ускоряющего поля 20° .

Из этих зависимостей видно, что фазовое и энергетическое распределение позитронного сгустка велико. При дальнейшем ускорении сгустка до энергии 510 МэВ в энергетический разброс $\pm 3\%$ попадает только некоторый диапазон энергий и фаз. Выбирая нужным образом диапазон

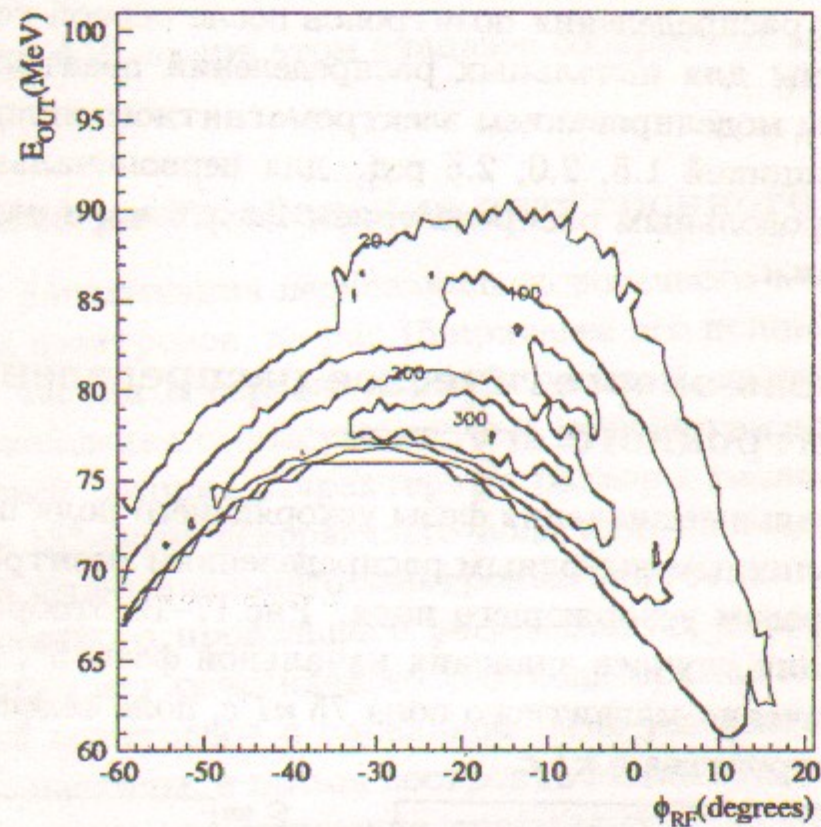


Рис. 19: Линии равенства плотности позитронов для АД устройства с начальной фазой ускоряющего поля 30° .

фаз для дальнейшего ускорения, тем самым мы выбираем диапазон по энергиям.

Расположению сгустка на гребне ускоряющего поля, при котором средняя по фазам точка позитронного сгустка расположена в нулевой точке фазы ускоряющего поля соответствует минимальный энергетический разброс при дальнейшем ускорении. Зависимость энергетического разброса от фазовой протяженности сгустка φ_b и начального энергетического разброса учтем аналитически [1]

$$\Delta E = \Delta E_{out} + 2AL \sin^2(\varphi_b/4), \quad (14)$$

где ΔE_{out} —начальный энергетический разброс, задаваемый распределениями рис.17–19, A —темп ускорения, L —длина ускорения.

3.5 Оценки количества захваченных позитронов

Оценки числа захваченных позитронов проведем по процедуре, описанной в работе [1], основываясь на фазово-энергетических распределениях после ускоряющей секции. На распределении плотности позитронов по выходным энергии и фазе ускоряющего поля искалась область ограничения

значений ΔE_{out} и φ_b , связанная предыдущим соотношением, в которую попадает максимальное число позитронов. Такая обработка распределения позитронов после первой секции была проведена для разных начальных фаз ускоряющего поля и толщин мишени в 1.5, 2 и 2.5 р.д. Сравнивая коэффициенты конверсии для разной толщины мишени, вычисленные для разных диапазонов фаз и начальных значений фазы ускоряющего поля, мы можем строить зависимость для определения оптимальной толщины мишени. Таким образом выбор будет проделан уже с учетом всех факторов первоначального распределения позитронов, а также с учетом реального углового и энергетического акцептансов.

3.5.1 Адиабатическое устройство

Таблица 1 представляет пример такой обработки для адиабатического устройства с полем 50 кГс и длиной 15 см в зависимости от диапазона фаз φ_{RF} после первой секции и значения начальной фазы ускоряющего поля в первой секции φ_{in} . Толщина мишени 2.5 р.д. , диапазон энергий после первой секции $\Delta E_{out} = 20 \text{ МэВ}$, фазовая протяженность сгустка $\varphi_b = 25^\circ$. Энергетический разброс в сгустке после позитронного линейного ускорителя составляет $\pm 3\%$.

Таблица 1: Число захваченных позитронов на выходе позитронного ускорителя в % от числа электронов в первоначальном сгустке.

φ_{in}	$-35^\circ \div -10^\circ$	$-30^\circ \div -5^\circ$	$-25^\circ \div 0^\circ$	$-20^\circ \div 5^\circ$	$-15^\circ \div 10^\circ$
15°	4.4%	4.9%	5.1%	4.9%	4.2%
20°	4.5%	5.0%	5.1%	4.8%	4.1%
25°	4.5%	5.0%	5.1%	4.8%	4.1%

Из приведенной таблицы видно, что область оптимальной фазы ускоряющего поля достаточно широка и в пределах изменения числа захваченных позитронов $\pm 15\%$ может изменяться на $\pm 10^\circ$.

3.5.2 Четвертьволновый трансформатор

Анализ, аналогичный рассмотренному в предыдущем разделе был проведен для устройства типа ЧВТ.

Таблица 2 приводит результаты для ЧВТ устройства с длиной поля короткой линзы 2.5 см при значениях поля $35\text{--}5 \text{ кГс}$ для, которых выход-

Таблица 2: Число захваченных позитронов на выходе позитронного ускорителя в % от числа электронов в первоначальном сгустке, для устройства типа ЧВТ.

φ_{in}	$-40^\circ \div -10^\circ$	$-35^\circ \div -5^\circ$	$-30^\circ \div 0^\circ$	$-25^\circ \div 5^\circ$	$-20^\circ \div 10^\circ$
15°	3.2%	3.9%	4.3%	4.4%	4.1%
20°	3.3%	4.0%	4.3%	4.4%	4.0%
25°	3.4%	4.0%	4.3%	4.3%	4.0%

ной коэффициент конверсии имеет максимальное значение. Толщина мишени 2.5 р.д., диапазон энергий после ускоряющей первой секции ΔE_{out} равна 15 МэВ, фазовая протяженность сгустка φ_{in} около 30° .

3.6 Сравнение числа захваченных позитронов для разных параметров конверсионного узла

Описанным выше методом, были проведены сравнения выходного коэффициента конверсии для разных параметров адиабатического устройства и толщины мишени 2.5 р.д. Сравнения проводились для следующих значений максимальной амплитуды поля: 20, 35, 50, 75, 100 кГс и следующих длин полей: 15, 30 см. Величина поля соленоида сопровождения 5 кГс. Результаты расчетов сведены в таблице 3.

Таблица 3: Число захваченных позитронов на выходе ускорителя в процентах от числа частиц в электронном сгустке в зависимости от максимального значения поля АД устройства и его длины.

длина поля концентратора	20-5 кГс	35-5 кГс	50-5 кГс	75-5 кГс	100-5 кГс
15 см	2.6%	4.5%	5.1%	6.8%	7.6%
30 см	2.4%	3.7%	4.8%	5.6%	6.4%

Предыдущие оценки были выполнены при условии, что позитроны, выходящие из конверсионной мишени, попадают в максимум поля согласующего устройства, т.е. мишень расположена в максимуме поля.

3.6.1 Оптимизация положения конверсионной мишени

Магнитное поле, создаваемое концентратором потока, быстро спадает при удалении от его торца с минимальной апертурой. Спадание поля очень похоже на спадание поля аксиально симметричной бронированной линзы [10]. Если мишень находится не в максимуме поля согласующего устройства, что реально имеет место на всех эксплуатируемых источниках позитронов, то у позитронов,двигающихся в возрастающем поле, углы между продольной и перпендикулярной составляющей импульса сначала увеличиваются, а затем при движении в адиабатически спадающем поле уменьшаются. Ясно, что при этом число захваченных позитронов уменьшится по сравнению с идеальным случаем и будет зависеть от расстояния между плоскостью выхода позитронов из конверсионной мишени и положением максимума поля согласующего устройства. Оптимизация положения конверсионной мишени относительно по-

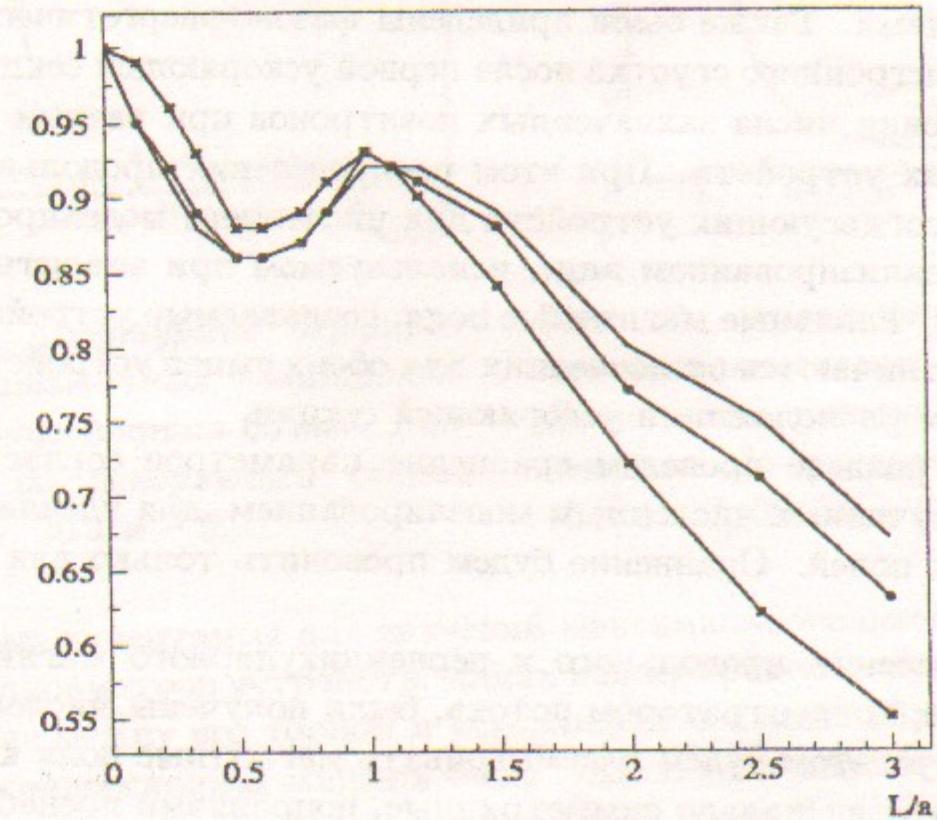


Рис. 20: Относительное число захваченных позитронов при удалении конверсионной мишени от согласующего устройства. Радиус минимальной апертуры согласующего устройства $a = 2$ мм, — $B_0 = 35$ кГс, \circ — $B_0 = 50$ кГс, * — $B_0 = 100$ кГс

ложения максимума поля согласующего устройства была проведена для нескольких параметров АД устройства. Значения максимального поля

варьировались как 35, 50, 100 кГс, длина участка поля с адиабатическим спаданием была взята 15 см. На рис. 20 приведены значения числа захватываемых позитронов, нормированных на число захваченных позитронов для случая идеального положения мишени (расположена в максимуме поля устройства), в зависимости от расстояния между торцом мишени и максимумом поля L . Для удобства сравнения устройств с разной минимальной апертурой расстояние между торцом мишени и максимумом поля нормировано на радиус минимальной апертуры концентратора потока a .

4 Реальные поля

В предыдущем пункте были выполнены сравнения аналитических апертурных и фазовых ограничений с ограничениями, полученными численными методами. Также были приведены фазово-энергетические распределения позитронного сгустка после первой ускоряющей секции, и проведены сравнения числа захваченных позитронов при разных параметрах согласующих устройств. При этом распределения продольных магнитных полей согласующих устройств для численного моделирования были взяты в идеализированном виде, используемом при аналитических рассмотрениях. Реальные магнитные поля, создаваемые устройствами, значительно отличаются от последних для обоих типов устройств, особенно при близком расположении ускоряющей секции.

В этом разделе проведем сравнение параметров согласующих устройств, полученных численным моделированием, для идеализированных и реальных полей. Сравнение будем проводить только для АД устройства.

Распределения продольного и перпендикулярного магнитного поля, создаваемые концентратором потока, были получены численным расчетом [11]. При этом будем рассматривать магнитные поля концентратора потока как аксиально симметричные, поправками пренебрежем. При анализе характеристик реальных устройств будем придерживаться такой же последовательности, что и в предыдущем разделе.

4.1 Апертурные ограничения

При рассмотрении апертурных ограничений будем уделять внимание двум параметрам – длине концентратора потока и расстоянию между ним и ускоряющей секцией. Распределения продольного магнитного поля

в зависимости от расстояния между концентратором потока и ускоряющей секцией приведены в работе [11]. Заметим, что, как отмечено в указанной работе, значение магнитного поля на торце концентратора примерно в 100 раз меньше значения максимального поля. Для максимального поля 100 кГс это составляет примерно 1 кГс, что примерно составляет 20% от значения поля соленоида сопровождения. На рис. 21, 22 приведе-

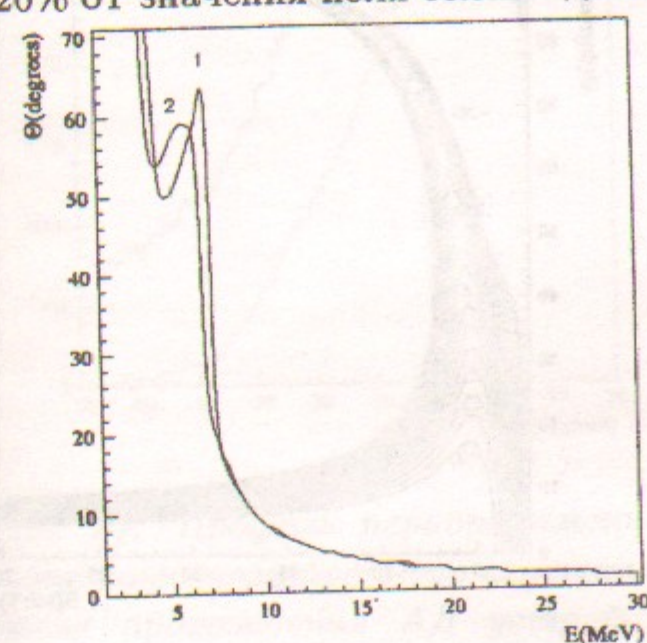


Рис. 21: Апертурные ограничения захватываемых позитронов. Длина конц. потока 60 мм. Расстояние до ускоряющей секции 10 мм – 1, 30 мм – 2.

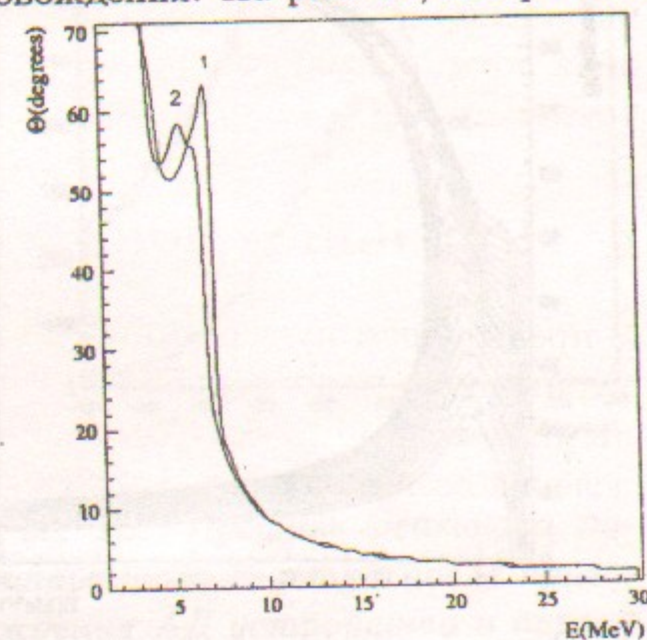


Рис. 22: Апертурные ограничения захватываемых позитронов. Длина конц. потока 150 мм. Расстояние до ускоряющей секции 10 мм – 1, 30 мм – 2.

ны угловые акцептансы для значений максимального поля 75 кГс и следующих параметров устройств: длина концентратора потока: 60, 150 мм, расстояние между его торцом и ускоряющей секцией: 10, 30 мм. Во всех случаях конверсионная мишень была помещена в максимум магнитного поля. Технологическое расстояние от торца ускоряющей секции до начала ускорения частиц 35 мм. Из данных зависимостей видно, что угловые акцептансы одинаковы для длины концентратора потока 60 и 150 мм.

4.2 Фазовые скольжения частиц

Для изучения распределения позитронов по фазам ускоряющего СВЧ-поля в зависимости от начальных значений углов и энергий позитронов, строились линии равенства фаз для параметров согласующих устройств, приведенных в предыдущем пункте. Линии равенства фаз строились

после первой ускоряющей секции. За нулевую точку фазы была выбрана частица, движущаяся вдоль оси ускорителя со скоростью света.

На рис. 23, 24 приведены распределения позитронов по фазам ускоряющего СВЧ-поля ускоряющей секции для длины конц. потока 60 мм и 150 мм. Расстояние до ускоряющей секции 10 мм. Для случая когда

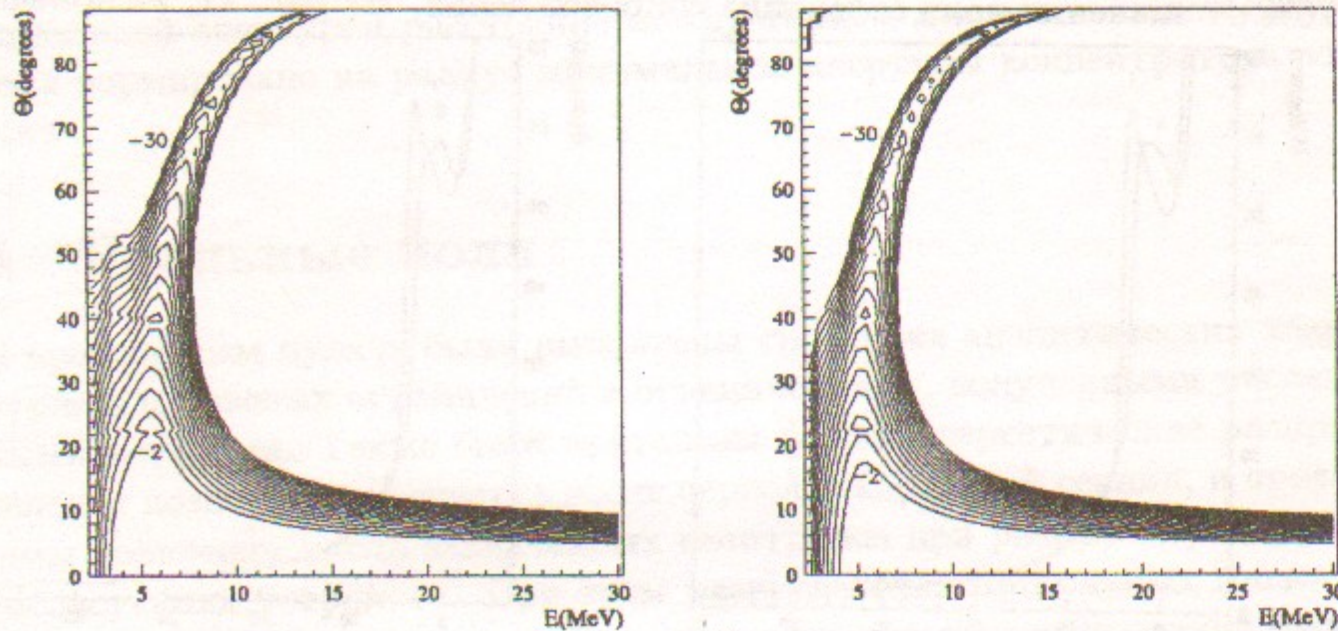


Рис. 23: Линии равенства фаз ускоряющего СВЧ-поля. Длина концентратора потока 60 мм.

Рис. 24: Линии равенства фаз ускоряющего СВЧ-поля. Длина концентратора потока 150 мм.

расстояние до ускоряющей секции составляет 30 мм распределения практически не отличаются от приведенных выше.

Распределение, приведенное на рис 24 значительно отличается от такого же распределения для идеализированного поля (рис. 12). Распределение по фазам ускоряющего СВЧ-поля в зависимости от начальных значений углов и энергий позитронов в случае реальных полей, создаваемых концентратором потока аналогично распределению, характеризующему идеализированное ЧТВ устройство.

4.3 Продольное распределение позитронного сгустка

Расплывание первоначально точечного в продольном направлении пучка позитронов после прохождения согласующего АД устройства длиной 150 мм и первой ускоряющей секции составляет $\sim 25^\circ$ фазы ускоряющего поля или 6 мм (см. рис. 25). На данном рисунке приведен его полный профиль, а также профиль частиц с первоначальной энергией из диапазона

5–25 МэВ. Что примерно в 2 раза больше чем соответствующее значение для идеализированного поля, приведенное в пункте 3.3 (рис. 15).

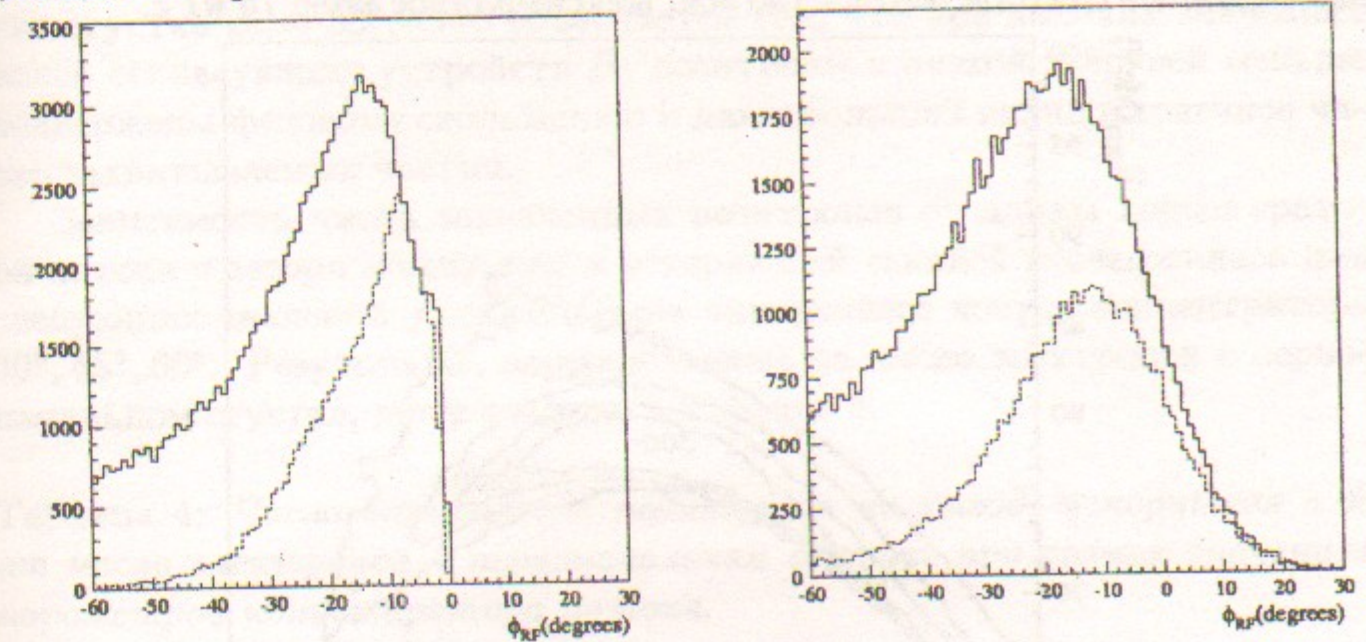


Рис. 25: Профиль первоначально точечного позитронного сгустка после прохождения АД устройства и первой ускоряющей секции.

Рис. 26: Профиль реального позитронного сгустка после прохождения АД устройства и первой ускоряющей секции.

В случае гауссовского продольного распределения позитронного сгустка будем поступать так же как в пункте 3.3. Профиль позитронного сгустка с начальным распределением $2\sigma = 6$ мм или 24° СВЧ-поля после прохождения ускоряющей секции приведен на рис. 26. Среднеквадратичное отклонение составляет примерно 35° , что сравнимо со значениями, приведенными для идеализированного поля.

4.4 Фазово-энергетическое распределение позитронного сгустка

Как было отмечено в пункте 3.4 начальные фазы ускоряющего поля первой позитронной секции сильно влияют на выходные распределения позитронов по набранной энергии и фазам ускоряющего СВЧ-поля. Распределения позитронного сгустка для реальных полей при разных начальных значениях фазы ускоряющего поля имеют такой же вид как и для случая идеализированных полей. Как пример на рис. 27 приведено распределение сгустка позитронов после первой секции для начальной фазы ускоря-

ющего поля 20° и следующими параметрами согласующего устройства длина концентратора потока 150 мм, максимальное поле 75 кГс.

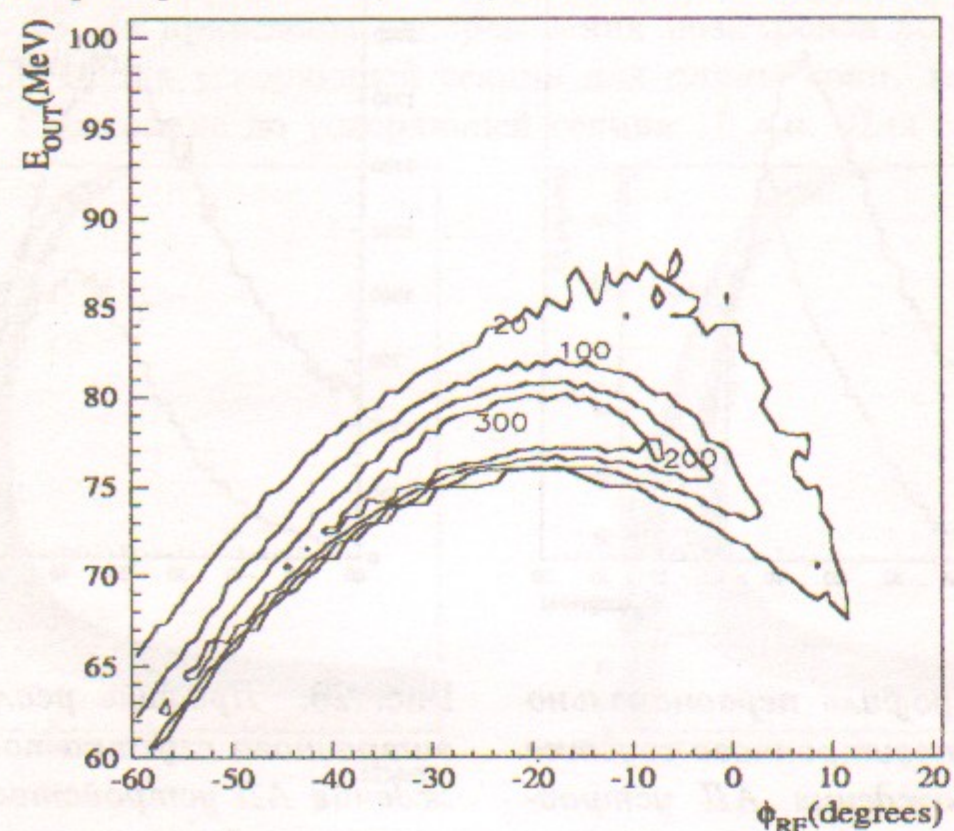


Рис. 27: Линии равенства плотности позитронов для АД устройства и начальной фазой ускоряющего поля 20° .

Изменение параметров концентратора потока, таких как его длина и величина зазора, практически не влияет на фазово-энергетическое распределение позитронного сгустка после первой секции. Изменение плотности распределения позитронов в центральной части уменьшается примерно на 10% при увеличении длины концентратора потока с 60 мм до 150 мм и увеличении величины зазора с 10 мм до 40 мм. Характерные энергии частиц в сгустке и его фазовая протяженность остаются одинаковыми.

4.5 Оптимизация параметров конверсионного узла

Оценки числа захваченных позитронов будем проводить по процедуре, приведенной в разделе 3.4. Как видно из таблицы 3 наибольшее число позитронов захватывается при значении максимального поля согласующего устройства 100 кГс, поэтому для реальных полей будем проводить оценки при том же значении магнитного поля. При этом отметим, что наибольшее число захватываемых позитронов так же как и для случая идеали-

зированного поля находится в прямоугольнике на фазово-энергетическом распределении со значениями $\Delta E_{out} = 15$ МэВ и фазовой протяженности сгустка $\varphi_b = 30^\circ$. Это объясняется тем, что при высоких значениях полей согласующих устройств B_0 позитроны с низкой энергией меньше подвержены фазовому скольжению и дают больший вклад в конечное число захватываемых частиц.

Зависимость числа захваченных позитронов от длины концентратора потока и зазора между ним и ускоряющей секцией исследовалась для следующих значений угла раскрытия внутреннего конуса концентратора $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$. Результаты, нормированные на число электронов в первоначальном сгустке, представлены в таблице 4.

Таблица 4: Число захваченных позитронов на выходе ускорителя в % от числа электронов в первоначальном сгустке при разных значениях параметров концентратора потока.

длина кон- центратора потока мм	60		80		110		130		150	
	10	30	10	30	10	30	10	30	10	30
30°	7.5	7.4	7.87	7.9	7.86	7.68	7.73	7.64	7.5	7.35
45°	7.47	7.42	7.24	7.1	7.7	6.7	6.74	6.47	6.45	6.27
60°	6.34	6.22	5.9	5.75	5.78	5.36	5.5	5.21	5.18	5.0

Как видно из приведенной выше таблицы, число захваченных позитронов примерно одинаково для всех длин концентратора потока. Близкое расстояние ускоряющей секции не влияет на захват. Поэтому длину концентратора потока можно выбирать в диапазоне 60 мм ÷ 80 мм, и зазор до ускоряющей секции выбирать удобным с точки зрения технической реализации.

Влияние положения конверсионной мишени относительно максимума поля концентратора приведен на рис. 28 для максимальных полей 75, 100 кГс и длины концентратора 60 мм. Зазор между концентратором и ускоряющей секцией 10 мм. Значения числа захваченных позитронов нормировано на значение при идеальном расположении мишени (см. раздел 3.6.1). Значение зазора между концентратором потока и ускоряющей секцией нормировано на значение радиуса минимальной апертуры концентратора потока.

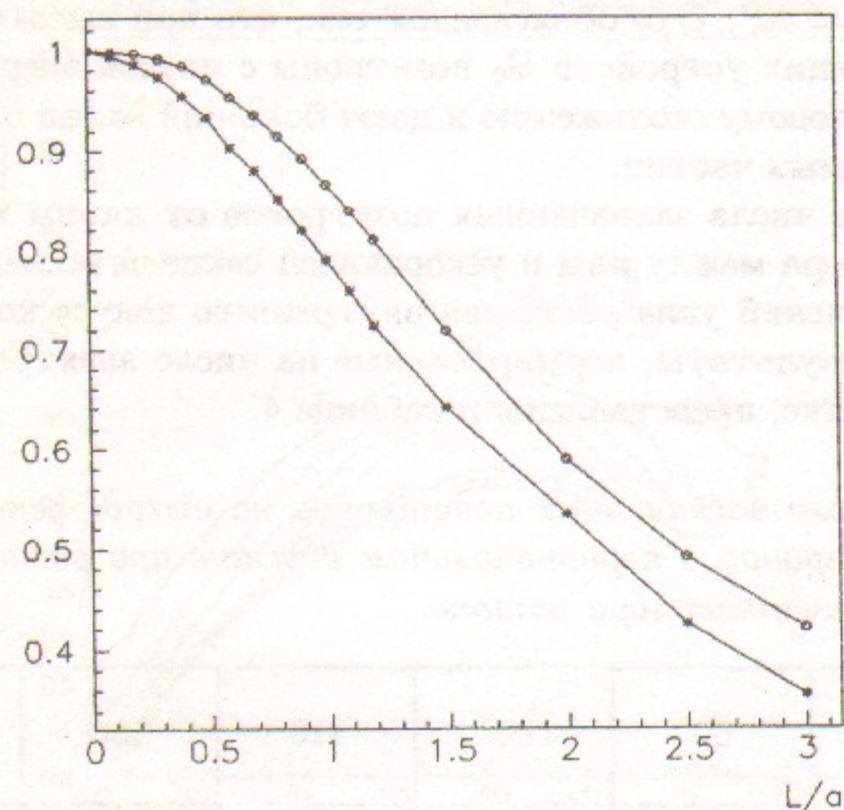


Рис. 28: Относительное число захваченных позитронов при удалении конверсионной мишени от концентратора потока. Радиус минимальной апертуры концентратора потока $a = 2.5$ мм, \circ - $B_0 = 75$ кГс, $*$ - $B_0 = 100$ кГс

5 Инжекция позитронного сгустка в охладитель-накопитель

В работах [1, 12] и в разделе 3.4 данной работы рассматривается область на фазово-энергетическом распределении обеспечивающая заданный энергетический разброс в сгустке как прямоугольник со сторонами $\Delta E_{out}, \varphi_b$. Данный подход связан с удобством численной обработки результатов, и в свою очередь является упрощением общего метода.

Рассмотрим частицу после первой ускоряющей секции с энергией E_{out} и фазой ускоряющего поля φ_{RF} . Пренебрегая фазовым скольжением частицы, на выходе линейного ускорителя энергия этой частицы определяется следующим выражением

$$E_{вых} = E_{out} + AL \cos \varphi_{RF}, \quad (15)$$

где A - темп ускоряющего поля, L - длина ускоряющего канала. Условие

обеспечения требуемого энергетического разброса в позитронном сгустке δ при условии набора сгустком средней энергии E_{cp} накладывает следующее ограничение на энергию частиц $E_{вых}$

$$|E_{вых} - E_{cp}| \leq \delta E_{cp}.$$

Подставляя $E_{вых}$ из выражения (15), получим две кривые $E_{out}^{1,2}$ в зависимости от фазы частицы на фазово-энергетическом распределении и энергетического разброса δ на выходе линейного ускорителя, которые ограничивают область энергий и фаз позитронов, инжектируемых в охладитель-накопитель

$$E_{out}^{1,2} = (1 \pm \delta) E_{cp} - AL \cos \varphi_{RF}. \quad (16)$$

Здесь знак "+" относится к первой кривой, знак "-" ко второй. Первая кривая ограничивает область сверху, вторая - снизу.

Рассмотренная ранее область захвата позитронов в виде прямоугольника лежит внутри области, ограниченной двумя кривыми $E_{out}^{1,2}(\varphi_{RF})$. Прямоугольник касается верхней кривой в точке где кривая $E_{out}^1(\varphi_{RF})$ достигает своего минимального значения, а двумя нижними вершинами лежит на нижней кривой $E_{out}^2(\varphi_{RF})$. Таким образом, рассмотренная область захватываемых позитронов в виде прямоугольника со сторонами, определяемыми выражением (14), занижает оценки числа захваченных позитронов примерно на 15%.

На выходе из позитронного линейного ускорителя сгусток позитронов имеет большой энергетический разброс, который составляет $\pm 3\%$ (см. рис. 29) от требуемой средней энергии инжекции 510 МэВ. Для уменьшения энергетического разброса в сгустке используется специальное устройство - дебанчер-монокроматор. Данное устройство предназначено для уменьшения энергетического разброса в позитронном сгустке за счет увеличения его длины. Дебанчер-монокроматор состоит из поворотного магнита с продольной дисперсионной функцией и одной ускоряющей секции. После прохождения поворотного магнита позитроны в сгустке перераспределяются по продольной координате и энергии таким образом, чтобы уменьшить энергетический разброс сгустка после прохождения последующей ускоряющей секции.

Рассмотрим частицу после позитронного линейного ускорителя с энергией E_0 и продольной координатой s_0 . Продольную координату будем отсчитывать от положения равновесной частицы с энергией $E_{рав} = 510$ МэВ. Энергетический разброс в сгустке до прохождения поворотного магнита

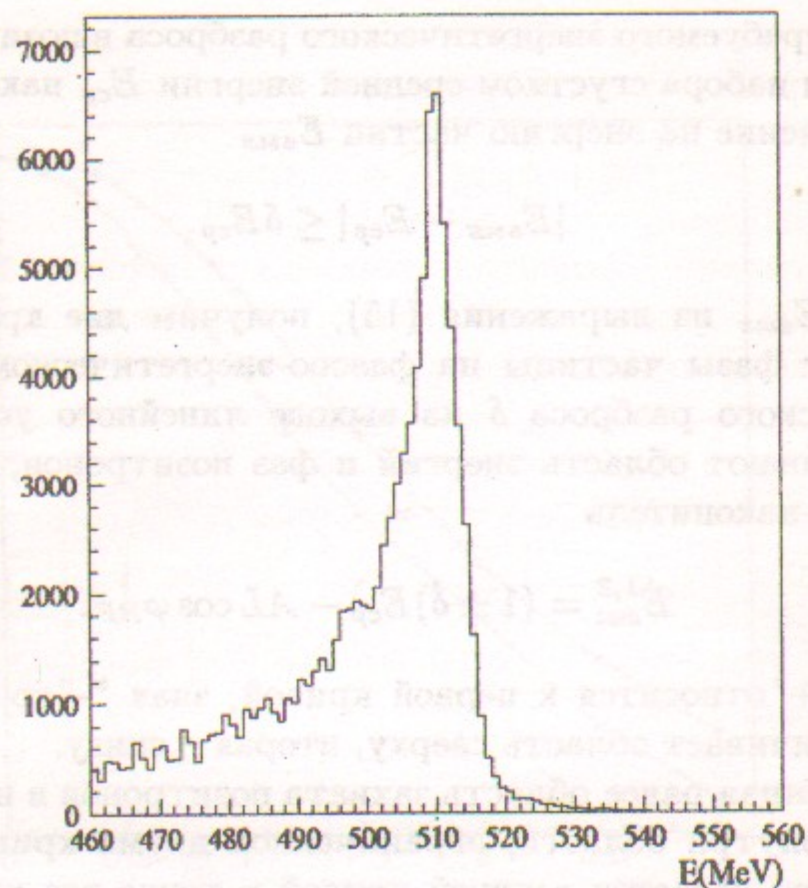


Рис. 29: Спектр позитронного сгустка после позитронного линейного ускорителя.

$\delta = (E_0 - E_{рав})/E_{рав}$. После прохождения магнитной системы положение частицы с сгустке относительно равновесной частицы становится

$$s = s_0 + \psi_s \delta, \quad (17)$$

где ψ_s – дисперсионная функция магнитной системы дебанчера-монохроматора. После прохождения ускоряющей секции энергетический разброс в позитронном сгустке станет

$$\eta = \delta + \frac{A}{E_{рав}} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} s_0 + \frac{2\pi}{\lambda} \psi_s \delta\right), \quad (18)$$

где λ – длина волны в ускоряющей секции, A – максимально возможная набираемая энергия в ускоряющей секции.

Перепиывая предыдущее выражение (18) в терминах ускоряющего СВЧ-поля $\varphi_0 = 2\pi s_0/\lambda$ и $\tilde{\psi}_s = 2\pi\psi_s/\lambda$, получим

$$\eta = \delta + \tilde{A} \sin(\varphi_0 + \tilde{\psi}_s \delta). \quad (19)$$

Фазово-энергетическая область позитронов, инжектируемых в охладитель-накопитель, определяется следующим неравенством

$$|\delta + \tilde{A} \sin(\varphi_0 + \tilde{\psi}_s \delta)| \leq \eta_n, \quad (20)$$

где η_n – энергетический акцептанс охладителя-накопителя. В результате решения данного неравенства получаются две кривые $\eta_n^{1,2}(\delta, \varphi_0)$, ограничивающие область инжектируемых позитронов.

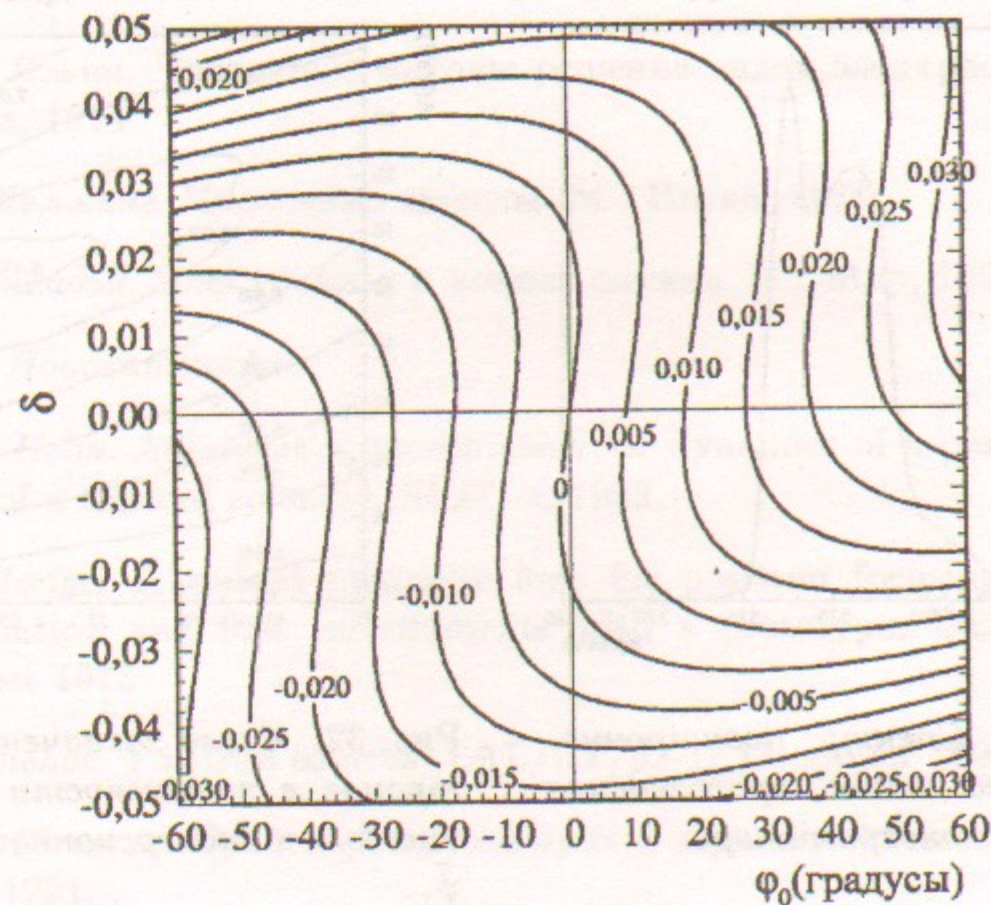


Рис. 30: Зависимость энергетического разброса η в сгустке позитронов после прохождения дебанчера-монохроматора от энергетического разброса δ и фазы ускоряющего СВЧ-поля φ_0 .

На рис. 30 приведена зависимость энергетического разброса η в сгустке позитронов после прохождения дебанчера-монохроматора в зависимости от энергетического разброса в позитронном сгустке δ после линейного ускорителя и фазы ускоряющего СВЧ-поля φ_0 . Продольная дисперсионная функция поворотного магнита $\psi_s = 55$ см.

6 Заключение

В заключении приведем результаты оптимизации параметров дебанчера-монохроматора инжекционного комплекса ВЭПП-5 с целью захвата наибольшего числа позитронов.

На рис. 31 приведен спектр позитронного сгустка после прохождения дебанчера-монохроматора. Величина A из выражения (18) равна 17 МэВ , дисперсионная функция $\psi_s = 55 \text{ см}$. Для оптимизации параме-

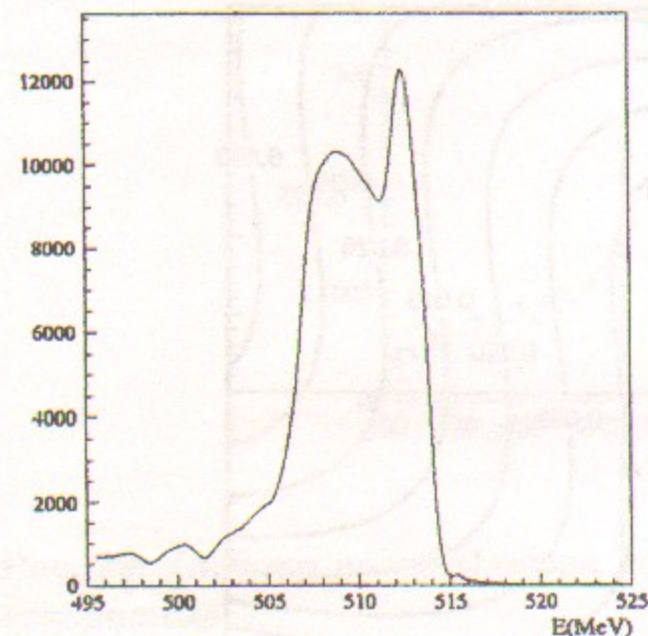


Рис. 31: Спектр позитронного сгустка после прохождения дебанчера-монохроматора.

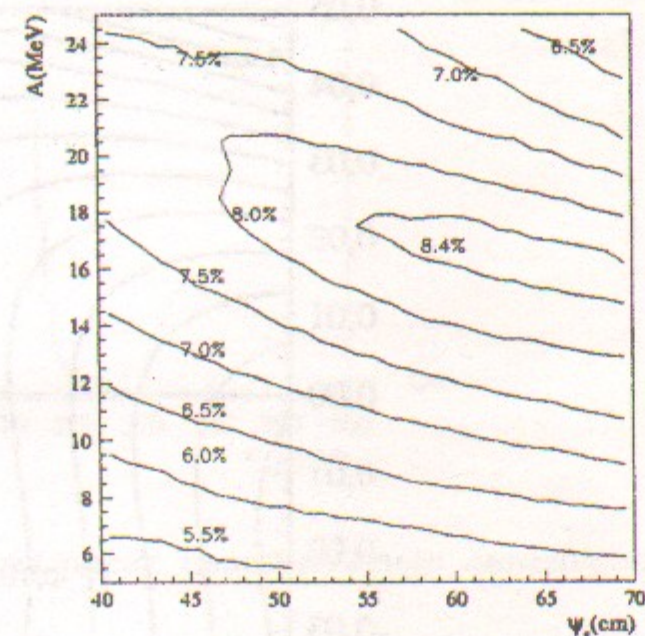


Рис. 32: Число захваченных позитронов в зависимости от энергии A и дисперсионной функции ψ_s .

тров дебанчера-монохроматора была написана программа, которая численным интегрированием производит оценки числа захваченных позитронов, попадающих в энергетический разброс $\pm \eta_n$. С помощью данной программы были оптимизированы величина набираемой в ускоряющей секции энергии и продольная дисперсионная функция поворотного магнита. Результаты оптимизации представлены на рис. 32, где контурными линиями изображены значения числа захваченных позитронов в зависимости от значений величин A и ψ_s . Число захваченных позитронов приведено в процентах от числа электронов в первоначальном сгустке. Максимум частиц захватывается при следующих значениях энергии $A = 17 \text{ МэВ}$ и дисперсионной функции $\psi_s = 60 \text{ см}$ и составляет 8.5% от числа электронов.

Литература

- [1] А.А. Кулаков П.В. Мартышкин. Разработка позитронного источника на основе линейных ускорителей. Припринт ИЯФ им.Г.И. Будкера 99-26.
- [2] Р. Хокни Дж. Иствуд. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987.
- [3] В.П. Ильин. Численные методы решения задач электрооптики. Н.: Наука, 1974.
- [4] Р.В.Хемминг. Численные методы. М.: Наука, 1968.
- [5] М. Силадьи. Электронная и ионная оптика. М.: Мир, 1990.
- [6] А.В. Новозатский.
- [7] R.H. Helm. Adiabatic approximation for dynamics of a particle in the field of a tapered solenoid. SLAC-4, 1962.
- [8] G. Stange. A pulsed magnetic lens for positron focusing numerical calculation and first mesuraments with a prototype. DESY Sl-73/1, August 1973.
- [9] R. Chehab. Positron sources. LAL/RT/92-17 December 1992.
- [10] И.Н. Мешков. Транспортировка пучков заряженных частиц. Н.: Наука, 1991.
- [11] Р.М. Лапик П.В. Мартышкин. Расчет и измерения прототипа импульсного магнита конверсионной системы инжекционного комплекса. Припринт ИЯФ им.Г.И. Будкера 99-59.
- [12] Н.Н. Braun. Positron for accelerators. Zurich 1992.

Оглавление

1	Введение	5
2	Динамика позитронов в ускоряюще-фокусирующих полях	6
2.1	Распределение магнитных полей	6
2.2	Численная схема уравнений движения	7
2.3	Реализация программы трассировки	10
3	Сравнительные характеристики согласующих устройств	11
3.1	Апертурные ограничения	13
3.1.1	АД устройство	13
3.1.2	ЧВТ устройство	15
3.2	Фазовые скольжения частиц	16
3.2.1	АД устройство	17
3.2.2	ЧВТ устройство	19
3.3	Продольное распределение позитронного сгустка	20
3.4	Фазово-энергетическое распределение позитронного сгустка	21
3.5	Оценки количества захваченных позитронов	22
3.5.1	Адиабатическое устройство	23
3.5.2	Четвертьволновый трансформатор	23
3.6	Сравнение числа захваченных позитронов для разных параметров конверсионного узла	24
3.6.1	Оптимизация положения конверсионной мишени	25
4	Реальные поля	26
4.1	Апертурные ограничения	26
4.2	Фазовые скольжения частиц	27
4.3	Продольное распределение позитронного сгустка	28
4.4	Фазово-энергетическое распределение позитронного сгустка	29
4.5	Оптимизация параметров конверсионного узла	30
5	Инжекция позитронного сгустка в охладитель-накопитель	32
6	Заключение	36

Р.М. Лапик, А.А. Кулаков, П.В. Мартышкин

**Разработка конверсионной системы
на основе численного метода**

R.M. Lapik, A.A. Kulakov, P.V. Martyshkin

Positron source numerical simulation

ИЯФ 99-60

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 7.07. 1999 г.

Сдано в набор 10.07. 1999 г.

Подписано в печать 10.07. 1999 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.4 печ.л., 2.0 уч.-изд.л.

Тираж 110 экз. Бесплатно. Заказ № 60

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринтере ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.