

2.12.63 v

18

Δ-53



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

В.П. Дмитриевский, Н.Л. Заплатяв, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян

1481

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ
МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЦИКЛОТРОНА

Дубна 1963

В.П. Дмитриевский, Н.Л. Заплатин, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян

1431

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ
МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЦИКЛОТРОНА

Институт ядерной физики
Академии наук СССР
Дубна

Дубна 1963

2150/2 48.

В в е д е н и е

В настоящее время наиболее перспективным направлением в развитии высоко-точных ускорителей является создание ускорителей циклотронного типа, в которых используются магнитные поля с пространственной вариацией. Исследования, проведенные в ОИЯИ на циклотроне с пространственной вариацией на энергию дейтронов 13 Мэв^{/1,2/}, а также в других научно-исследовательских центрах^{/3.4/}, показали возможность создания релятивистских циклотронов на энергию протонов до 1000 Мэв. В Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ в настоящее время разрабатывается релятивистский циклотрон на энергию протонов 700 Мэв, для которого необходимый закон изменения напряженности магнитного поля в плоскости симметрии $/z = 0/$ задан в виде

$$H(r, \phi) = \frac{H_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_\infty}\right)^2}} \left[1 + \epsilon(r) \cos\left(\frac{r}{\lambda} - N\phi\right) \right], \quad /1/$$

где $r_\infty = \frac{E_0}{\epsilon H_0}$, $2\pi\lambda$ и N — радиальный шаг и периодичность структуры магнитного поля.

Одной из наиболее сложных задач при создании ускорителя такого типа является формирование требуемого закона магнитного поля. Это обусловлено сложной конфигурацией закона поля вида /1/ и жесткими допусками на точность его выполнения.

Настоящая работа посвящена расчету и моделированию отдельных элементов магнитной системы релятивистского циклотрона.

Магнитное поле вида /1/ может быть сформировано системой спиральных шимм и токовых обмоток, располагаемых в зазоре электромагнита, полюса которого имеют куполообразную форму. Необходимый закон изменения амплитуды вариации поля вдоль радиуса $\epsilon(r)$ обеспечивается путем соответствующего профилирования /изменения/ зазора между спиральными шиммами.

В работе приводятся формулы для расчета магнитного поля криволинейных шимм различных конфигураций, показана целесообразность выбора для релятивистского циклотрона шимм с границами в форме спиралей Архимеда. На основе расчета и моделирования системы прямолинейных брусков определены оптимальные параметры и профиль системы спиральных шимм релятивистского протонного циклотрона на энергию 700 Мэв.

В приложении рассматриваются вопросы увеличения амплитуды вариации за счет применения шимм с различными формами поперечного сечения, использования специальных ферромагнитных сплавов и токовых катушек.

Описаны эксперименты по исследованию влияния облучения на магнитные свойства стальных образцов и сделан вывод, что большие поля радиации в релятивистском циклотроне не приведут к изменению сформированного закона магнитного поля.

1. Расчет магнитного поля спиральных шимм

Выбор необходимой конфигурации спиральных шимм и полюсного наконечника релятивистского циклотрона представляет сложную задачу. Для ее решения в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ были развиты методы расчета и формирования статических магнитных полей сложных конфигураций^{/5-8/}.

Магнитное поле ферромагнитных образцов произвольной формы, помещенных в заданное внешнее поле, можно найти из системы уравнений

$$\begin{aligned} \vec{H} &= -\text{grad } \Phi, \\ \Phi &= \int_V (\vec{M} \cdot \text{grad } \frac{1}{R}) dv, \\ \vec{M} &= \chi (|\vec{H}_1|) \vec{H}_1, \\ \vec{H}_1 &= \vec{H}_0 + \vec{H} \end{aligned} \quad /2/$$

где χ - восприимчивость вещества, \vec{M} - вектор намагничивания, R - расстояние от точки наблюдения до элемента объема образца.

Так как точное решение системы уравнений /2/ не представляется возможным, расчет магнитного поля спиральных шимм проводился в предположении равномерного намагничивания шимм вдоль оси z , ($M_z = M(r)$, $M_r = M_\phi = 0$)^{x/}. Метод равномерного намагничивания оправдал себя на практике при формировании магнитного поля спирального циклотрона на энергию дейтронов 13 Мэв^{/9/} и является в настоящее время, по-видимому, наиболее приемлемым для расчета сложных магнитных полей.

В этом предположении магнитостатический потенциал двух криволинейных шимм, расположенных симметрично относительно плоскости $z = 0$ и ограниченных по вертикали поверхностями $z = h_1(r)$ и $z = h_2(r)$ для области $|z| < h_1(r)$, определяется выражением /6/

$$\Phi(r, \phi, z) = 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m}{m} \int_{R_H}^{R_K} M(r') \text{Cos } m(\phi - \phi') \cdot \text{Sin } m \frac{a(r')}{2} \int_0^{\infty} [e^{-\lambda h_1(r')} - e^{-\lambda h_2(r')}] \text{Sh } \lambda z \cdot I_m(\lambda r) \cdot I_m(\lambda r') \cdot \lambda \cdot r' \cdot dr' \quad /3/$$

x/ Используется цилиндрическая система координат r, ϕ, z с началом отсчета в центре зазора электромагнита: положительное направление оси z совпадает с направлением поля электромагнита.

где $\epsilon_m = 1$ при $m = 0$, $\epsilon_m = 2$ при $m > 0$, I_m - функция Бесселя. Если область S ограничена дугами окружностей $r = R_H$ и $r = R_K$ и произвольными кривыми $\phi = \beta_1(r)$ и $\phi = \beta_2(r)$, то составляющие напряженности магнитного поля запишутся в виде:

$$H_z = 4 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m}{m} \int_{R_H}^{R_K} M(r') \text{Cos } m[\phi - \beta(r')] \cdot \text{Sin } m \frac{a(r')}{2} \int_0^{\infty} [e^{-\lambda h_1(r')} - e^{-\lambda h_2(r')}] \text{Ch } \lambda z \cdot I_m(\lambda r) \cdot I_m(\lambda r') \cdot \lambda \cdot r' \cdot dr' \quad /4/$$

$$H_r = 4 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m}{m} \int_{R_H}^{R_K} M(r') \text{Cos } m[\phi - \beta(r')] \cdot \text{Sin } m \frac{a(r')}{2} \int_0^{\infty} [e^{-\lambda h_1(r')} - e^{-\lambda h_2(r')}] \cdot \text{Sh } \lambda z \cdot I_m(\lambda r) \cdot I_m(\lambda r') \cdot \lambda \cdot r' \cdot dr' \quad /5/$$

$$H_\phi = - \frac{8}{r} \sum_{m=1}^{\infty} \int_{R_H}^{R_K} M(r') \text{Sin } m[\phi - \beta(r')] \cdot \text{Sin } m \frac{a(r')}{2} \int_0^{\infty} [e^{-\lambda h_1(r')} - e^{-\lambda h_2(r')}] \cdot \text{Sh } \lambda z \cdot I_m(\lambda r) \cdot I_m(\lambda r') \cdot \lambda \cdot r' \cdot dr' \quad /6/$$

где $\beta(r) = \frac{1}{2}[\beta_1(r) + \beta_2(r)]$, $a(r) = \frac{1}{2}[\beta_2(r) - \beta_1(r)]$. Выражения /4/, /5/, /6/ определяют составляющие магнитного поля криволинейных шимм в форме ряда Фурье. Нулевой член $m = 0$ соответствует среднему полю, а остальные члены $m > 0$ - определяют вариацию. В формуле /6/ суммирование начинается с $m = 1$, так как среднее значение H_ϕ - составляющей равно нулю.

Для создания вариации поля с заданной периодичностью необходимо использовать N пар шимм, сдвинутых относительно друг друга на угол $\theta = \frac{2\pi}{N}(\theta > \alpha)$. Магнитное поле такой системы в плоскости $z = 0$ может быть записано в виде:

$$H_z(r, \phi) = NH_z(r) + N \sum_{m=1}^{\infty} H_{mN}(r) \text{Cos}[\beta_{mN}(r) - mN\phi],$$

$$H(r) = H(r, h_1) - H(r, h_2),$$

$$H_{mN}^0 = \sqrt{[H_{mN}^0(r, h_1) - H_{mN}^0(r, h_2)]^2 + [H_{mN}^0(r, h_1) - H_{mN}^0(r, h_2)]^2} \quad /7/$$

$$\beta_{mN}(r) = \text{arctg} \frac{H_{mN}^0(r, h_1) - H_{mN}^0(r, h_2)}{H_{mN}^0(r, h_1) - H_{mN}^0(r, h_2)} \quad /8/$$

а значения $H(r, h)$ и $H_{mN}^0(r, h), H_{mN}^0(r, h)$ вычисляются по формулам

$$H(r, h) = \frac{2}{\pi r^{3/2}} \int_{R_H}^{R_K} M(r') \alpha(r') [-Q_{-1/2}^0(x)] \frac{h(r')}{\sqrt{r'}} dr' \quad /9/$$

$$H_{mN}^{s,0}(r, h) = \frac{8}{\pi m N r^{3/2}} \int_{R_m}^{R_k} M(r') \cdot \text{Sin} mN \frac{\alpha(r')}{2} [-Q'_{mN-\frac{1}{2}}(x)] \left(\frac{\text{Sin} mN \beta(r')}{\text{Cos} mN \beta(r')} \right) \frac{h(r')}{\sqrt{r'}} dr' / 10/$$

В этих формулах $Q'_{mN-\frac{1}{2}}(x)$ — производная сферической функции Лежандра II-го рода от аргумента $x = \frac{h^2 + r'^2 + r^2}{2rr'}$. Из формулы /7/ видно, что в структуре магнитного поля присутствуют только гармоники с периодичностью, кратной N , величины которых в N раз больше соответствующих гармоник в разложении поля одной пары шимм.

Для численного расчета компонент Фурье магнитного поля в ускорителях с азимутальной $\beta = \text{Const}$ и пространственной $\beta = \beta(r)$ вариацией, было выполнено табулирование производных сферических функций Лежандра /8/. Таблицы этих функций дают возможность рассчитать амплитуды и фазы основных гармоник с периодичностью структуры магнитного поля $N = 3, 4, 6, 8$, обычно используемой в ускорителях этого типа. Эти же таблицы позволяют рассчитывать среднее магнитное поле криволинейных шимм и амплитуды высших гармоник, которые могут возникнуть за счет неточного выполнения магнитной системы ускорителя. Расчеты амплитуд гармоник магнитного поля по формулам /8/, /10/ трудоемки, поэтому представляет интерес рассмотреть предельный случай. Если при $R_k \rightarrow \infty$ кривизна шимм стремится к нулю, то амплитуды гармоник при $r \rightarrow \infty$ стремятся к предельным значениям, которые равны амплитудам в разложении поля бесконечной системы прямолинейных шимм. В этом случае для $z = 0$

$$H_m = 8 M \frac{\text{Sin} \frac{m c}{\lambda}}{m} \left(e^{-m \frac{h_1}{\lambda}} - e^{-m \frac{h_2}{\lambda}} \right), \quad /11/$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$, $2c$ и $2\pi\lambda$ — предельные значения толщины шимм и расстояний между ними.

Для расчета вариации поля системы спиральных шимм на различных радиусах можно воспользоваться предельной формулой /11/, если M , $2c$ и $2\pi\lambda$ полагать равными намагниченности, толщине и расстоянию между шиммами по нормали к средней линии шимм на этих радиусах.

При этом

$$H_m(r) = \frac{8M(r)}{m} \cdot \text{Sin} \frac{mN[\beta_2(r) - \beta_1(r)]}{2} \left\{ e^{-m \frac{h_1(r)}{\lambda} \sqrt{1 + \left(\frac{N\lambda}{r}\right)^2}} - e^{-m \frac{h_2(r)}{\lambda} \sqrt{1 + \left(\frac{N\lambda}{r}\right)^2}} \right\} /12/$$

На рис. 1 приведено сравнение расчетов, выполненных по формулам /10/ и /12/, а также сравнение расчета по формуле /12/ с экспериментальными значениями амплитуды 6-й гармоники магнитного поля шимм с границами в форме спира-

лей Архимеда / $N\lambda = 13,72 \text{ см}$, $\alpha = 30^\circ$, $h_1 = 5 \text{ см}$, $h_2 = 12 \text{ см}$ /. Приведенные графики показывают, что приближенная формула /12/ с достаточной точностью может быть использована для определения амплитуд гармоник магнитного поля системы спиральных шимм для $R_m < r < R_k$.

При расчете поля шимм, расположенных в зазоре электромагнита, необходимо учитывать влияние полюсных наконечников. Если считать, что полюсные наконечники ограничены плоскими безграничными поверхностями, а магнитная проницаемость их постоянна, то результирующая напряженность магнитного поля будет включать добавочное поле от зеркально отображенных шимм /8/ с намагниченностью

$$M_{\text{отр}}^n = M \left(\frac{\mu - 1}{\mu + 1} \right)^n, \quad /13/$$

где μ — магнитная проницаемость,

n — номер отражения. Расчеты, проведенные по формулам /9/, /10/, показали, что влияние полюсных наконечников существенно сказывается только на величине среднего поля и не изменяет величины вариации. Это следует также из приближенной формулы /12/ и объясняется экспоненциальной зависимостью амплитуд гармоник поля от расстояния шимм до средней плоскости. Поэтому во многих случаях можно не учитывать отражений, а полагать $h_2 = \infty$.

Величину намагниченности одиночных шимм можно оценить с помощью расчета размагничивающего фактора и кривых намагниченности вещества /7/. На рис. 2 приведены расчетные и экспериментальные кривые намагниченности прямолинейных шимм с различными отношениями толщины к высоте. Значения намагниченности определялись из сравнения экспериментальных распределений магнитного поля и расчетных, выполненных в предположении равномерного намагничивания. Как видно из сравнения этих кривых, ошибка в определении намагниченности может достигать 15% при магнитном состоянии шимм, близком к насыщению. Следует отметить, что такой способ экспериментального определения намагниченности не дает истинного значения M образцов, а служит лишь для определения некоторой средней величины намагниченности, значение которой давало бы наилучшее согласие экспериментов с расчетами.

Теоретическое определение намагниченности спиральных шимм релятивистского циклотрона осложняется тем, что, во-первых, система находится в резко неоднородном внешнем магнитном поле, во-вторых, спиральные шиммы имеют переменную кривизну, толщину и высоту и, в-третьих, имеется существенное влияние шимм друг на друга. Поэтому приведенные выражения использовались для предварительного определения параметров магнитной системы циклотрона, которые в дальнейшем корректировались путем моделирования отдельных элементов магнитной системы.

2. Выбор основных параметров системы спиральных шимм

Сложность формирования необходимого закона магнитного поля ускорителя во многом определяется выбором формы границ шимм $\beta_1(r)$ и $\beta_2(r)$. В циклотроне с пространственной вариацией на энергию дейтронов 13 Мэв /2/ использованы спиральные шиммы с постоянной толщиной по нормали к средней линии спирали. Для таких шимм

$$\beta_1(r) = \frac{r}{a} - \text{arctg} \frac{\delta}{r} \sqrt{1 + \left(\frac{r}{a}\right)^2},$$

$$\beta_2(r) = \frac{r}{a} + \text{arctg} \frac{\delta}{r} \sqrt{1 + \left(\frac{r}{a}\right)^2}, \quad /14/$$

где $a = N\lambda$ - параметр спирали, 2δ - толщина шимм. В этом случае угловая протяженность шимм $\alpha(r) = 2\text{arctg} \frac{\delta}{r} \sqrt{1 + \left(\frac{r}{a}\right)^2}$ возрастает с уменьшением радиуса, что вызывает увеличение среднего поля спиральных шимм в центральной области. Для шимм с границами в форме спиралей Архимеда $\beta_1(r) = \frac{r}{a} - \frac{a}{2}$, $\beta_2(r) = \frac{r}{a} + \frac{a}{2}$ угловая протяженность шимм сохраняется постоянной на всех радиусах. В этом случае среднее магнитное поле /8/ спиральных шимм с точностью до множителя $\frac{Na}{2\pi}$ совпадает с распределением магнитного поля кольцевых образцов, параметры которых R_H , R_k , h_1 и h_2 . Сравнение средних магнитных полей, полученных из экспериментов со спиральными шиммами двух рассмотренных конфигураций /рис. 3/, показывает, что система шимм постоянной толщины вызывает резко неоднородное магнитное поле в центральной области ускорителя. Это приводит к значительным трудностям при формировании резонансного закона среднего магнитного поля при любых значениях начального радиуса системы спиральных шимм. Среднее поле шимм с границами в форме спиралей Архимеда в центральной области лишь незначительно отклоняется от однородного, что вызывается увеличением намагниченности шимм за счет уменьшения их толщины в области начальных радиусов.

Другим соображением при выборе конфигурации спиральных шимм является требование к характеру изменения вариации магнитного поля на начальных радиусах. Из выражений /8/, /10/ видно, что амплитуды гармоник поля при $r = 0$ обращаются в нуль, а с ростом радиуса возрастают по закону

$$H_{mN} = r^{mN} \sum_{\nu=0}^{\infty} A_{2\nu} r^{2\nu}, \quad /15/$$

где $A_{2\nu}$ - коэффициенты, зависящие от номера гармоники и параметров шимм.

Для того чтобы центральная область, где отсутствует аксиальная фокусировка за счет магнитного поля, была минимальной, необходимо обеспечить максималь-

ную скорость возрастания амплитуды основной гармоники с радиусом. Для релятивистского протонного циклотрона на энергию 700 Мэв точка пересечения кривой $H_0(r)$ с линией $(\epsilon_{min}(r)H(r))$, соответствующей частоте аксиальных колебаний $Q_{\pm} = 0$, должна лежать в интервале радиусов 30-40 см. Расчет амплитуды восьмой гармоники поля, проведенный по формулам /10/, /12/, для двух рассмотренных выше конфигураций показывает, что область начальных радиусов, где будет отсутствовать аксиальная фокусировка, больше для шимм постоянной толщины по нормали. Применение криволинейных шимм любых конфигураций /с различными уравнениями границ $\beta_1(r)$ и $\beta_2(r)$ /, которые обеспечивали бы как требуемый закон вариации, так и необходимый рост среднего магнитного поля вдоль радиуса, в циклотронах на такие энергии не представляется возможным. Поэтому для релятивистского циклотрона выбрана система шимм с границами в форме спиралей Архимеда.

Предварительные расчеты вариации магнитного поля от шимм с границами в форме спиралей Архимеда показали, что при $N = 8$, $\lambda = 7 - 10$ см и минимальном зазоре между элементами магнитной системы циклотрона $2h_1 = 14-15$ см удается получить амплитуду вариации не более 25-30%. Для того чтобы при такой вариации обеспечить пространственную устойчивость при ускорении протонов до энергии 700 Мэв, необходимо предельный рабочий радиус ускорителя выбрать равным $r_k = 325$ см. В этом случае $r_{\infty} = 396,4$ см, и среднее магнитное поле должно возрасти в соответствии с резонансным законом /1/ с $H_0 = 7887$ э в центре до $H(r_k) = 13773$ э - на предельном рабочем радиусе.

Зазор между спиральными шиммами на предельном радиусе $2h_1 = 15$ см является, по-видимому, минимальным, в котором еще возможно техническое решение конструкции дуантной системы ускорителя. Поэтому все параметры спиральных шимм выбирались из условия создания максимальной вариации на предельном радиусе циклотрона. Оптимальные значения этих параметров были получены на основе экспериментального исследования магнитного поля системы прямолинейных шимм. Как показано выше, вариация магнитного поля, создаваемая спиральными шиммами на различных радиусах, хорошо описывается формулой /12/, т.е. полем бесконечной системы прямолинейных шимм неограниченной длины. Проведенные расчеты и эксперименты показали, что магнитное поле бесконечной системы с точностью в 1-1,5% совпадает с распределением поля в центральной области системы из 3-5 пар прямоугольных брусков конечной длины. С помощью таких систем моделировалась вариация магнитного поля спиральных шимм на различных радиусах циклотрона с коэффициентом подобия $K = 1/3,57$.

Для моделирования магнитных полей необходимо обеспечить в геометрически подобных образцах одинаковое распределение намагниченности. Условие одинаковой на-

магнитности выполнимо лишь при изготовлении образцов из материалов с одинаковой зависимостью намагнитности от напряженности поля и соблюдении одинаковых условий намагничения для исключения "гистерезисных" явлений. Выполнение указанных условий при моделировании является трудной задачей, благодаря зависимости магнитных свойств материала от химического состава, различных условий термической и механической обработки и т.д.

Для определения практической точности моделирования были проведены эксперименты с подобными прямолинейными шиммами различных конфигураций. На рис. 4 изображены кривые распределения H_z - составляющей магнитного поля подобных шимм для трех различных конфигураций с коэффициентом подобия $K = 1/2,5$. Несовпадение полей в соответствующих точках не превышает ± 10 э, что находится в пределах точности эксперимента. Для определения возможных ошибок моделирования магнитных систем при различной намагнитности были выполнены аналогичные эксперименты в широком диапазоне индукций при различных коэффициентах подобия. На основе этих экспериментов можно сделать следующие выводы.

1. В пределах точности эксперимента $x/$ моделирование возможно в широком диапазоне индукций.
2. Отличия в магнитных свойствах сталей в начальной части кривой намагничения не приводят к заметным ошибкам моделирования. Это объясняется тем, что кривая намагничения ферромагнитного тела в основном определяется соотношением его геометрических размеров и при отсутствии насыщения слабо зависит от магнитных свойств вещества.

3. При моделировании вариации магнитного поля циклотрона с помощью прямолинейных шимм достаточно ограничиться геометрическим подобием шимм и равенством внешних магнитных полей. При этом нет необходимости выдерживать подобие по зазору электромагнита, так как величина вариации определяется параметрами и намагнитенностью шимм и слабо зависит от магнитного состояния полюсных наконечников.

Для обеспечения необходимой амплитуды вариации высота спиральных шимм на предельных радиусах выбрана равной $2b = h_2 - h_1 = 25$ см. При этом, согласно формуле /12/, уменьшение амплитуды основной гармоники за счет конечной высоты шимм составляет не более 3%.

$x/$ В этих экспериментах использовались шиммы, геометрические размеры которых выдерживались с точностью $\pm 0,05$ мм. Измерения поля производилось ядерным магнитометром с точностью $\pm 1 \cdot 10^{-4}$.

Эксперименты с пятью парами прямолинейных шимм показали, что значение намагнитности системы на 20 - 30 % меньше намагнитности одиночных шимм с такими же геометрическими размерами. Это связано с размагничивающим действием шимм друг на друга. Однако при выбранной высоте шимм значение их намагнитности на предельных радиусах достигает $4\pi M = 17000$ э.

Наиболее важным параметром спиральных шимм является параметр λ , определяющий радиальный шаг структуры магнитного поля. Необходимая величина амплитуды вариации возрастает пропорционально параметру λ , а зависимость вариации, создаваемой системой спиральных шимм, от параметра λ характеризуется формулой /12/. Расчет при $\frac{2c}{2\pi\lambda} = 0,4$ и $4\pi M = 17000$ э дает оптимальное значение $\lambda_{opt} = 7$ см. Так как формула /12/ не учитывает возможной зависимости намагнитности от параметра λ , были проведены эксперименты с системой прямых шимм по уточнению λ_{opt} . На рис. 5 приведена зависимость требуемой вариации магнитного поля от параметра λ для $r_k = 325$ см. На этом же рисунке приведены экспериментальные и расчетные значения вариации для $\frac{2c}{2\pi\lambda} = 0,4$ и $\frac{2c}{2\pi\lambda} = 0,444$. Сравнение этих кривых показывает, что оптимальное значение λ находится в интервале 6,5 - 7,5 см. Так как оптимум является не резко выраженным, а выбор больших значений λ для релятивистского циклотрона является более желательным, параметр спирали выбран равным $\lambda = 7,7$ см.

При $\lambda = 7,7$ см требуемая радиальная зависимость амплитуды основной гармоники поля и допуски на нее при частоте аксиальных колебаний $Q_s = -0,24 \pm 0,08$ приведены на рис. 6. При этом допуск на амплитуду вариации на конечных радиусах составляет $\pm 1 \cdot 10^{-2}$. На этом же рисунке приведена зависимость резонансного среднего поля от радиуса. Допуск на величину среднего поля определяется конечной энергией частиц и максимальным набором энергии за оборот и составляет $\pm 2 - 3 \cdot 10^{-4}$ при амплитуде ускоряющего напряжения $2V_0 = 200$ кв.

На рис. 7 приведены экспериментальные кривые вариации магнитного поля $(\frac{H_{max} - H_{min}}{2} \frac{H_{max} + H_{min}}{2})$ системы трех пар прямоугольных шимм в зависимости от среднего поля $(\frac{H_{max} + H_{min}}{2})$ при различных соотношениях параметров $\frac{2c}{2\pi\lambda}$. На основе этих экспериментов для спиральных шимм отношение $\frac{2c}{2\pi\lambda}$ выбрано равным 0,4. Так как границы шимм выполняются в форме спиралей Архимеда, это соотношение остается постоянным на всех радиусах и соответствует значению $\alpha = 18^\circ$. Отклонение оптимального значения $\alpha = 18^\circ$ от расчетного значения $\alpha = 22,5^\circ$, получаемого из формулы /12/, является следствием увеличения намагнитности шимм при уменьшении их толщины. Отметим, что отношение угловой протяженности шимм к азимутальному периоду структуры магнитной системы $\frac{\alpha}{2\pi/N} = (\frac{18^\circ}{45^\circ}) = 0,4$ обеспечивает при заданных зазорах максимальную вариацию только на предельных радиусах и не является оптимальным на внутренних радиусах ускорителя.

Выбор профиля системы спиральных шимм $h_I(r)$, обеспечивающего требуемую зависимость амплитуды основной гармоники поля от радиуса, производился путем экспериментального исследования магнитного поля прямоугольных шимм при $\lambda = 7,7$ и $\frac{2c}{2\pi\lambda} = 0,4$ для различных значений $\chi_{эф} = \frac{\chi}{\sqrt{1 + (\frac{N\lambda}{r})^2}}$, которые соответствуют радиусам циклотрона $r = 75, 100, 150, 190$ и 300 см. В этих экспериментах подобие шимм по высоте $2b$ и по зазору электромагнита $2h_m$ не было выдержано, за исключением $r = 300$ см. Однако предварительные расчеты и эксперименты показали, что ошибка в определении величины h_I , обусловленная этими факторами, не превышает 2 - 3%. Результаты этих экспериментов, приведенные в виде графиков на рис. 8, позволяют найти необходимый профиль $h_I(r)$ для системы спиральных шимм релятивистского циклотрона на энергию протонов 700 Мэв. На рис. 9 изображен профиль спиральных шимм и допустимые отклонения от этого профиля, соответствующие закону изменения вариации и ее допусков, приведенных на рис. 8. Практическое выполнение зависимости $h_I(r)$ может быть выполнено в виде ступенчатого профиля, изображенного на рис. 9 кривой /3/, при условии, что наличие таких ступенек не приведет к недопустимым градиентам вариации внутри заданных допусков.

Конечный радиус R_k системы спиральных шимм выбирался из соотношения

$$R_k = r_k + \frac{\pi\lambda}{2}, \quad /16/$$

которое получено из выражений /8/, /10/ как условие, обеспечивающее получение максимальной амплитуды вариации на предельном радиусе ускорителя r_k при варьировании параметра R_k . На основании этого соотношения конечный радиус системы спиральных шимм выбран равным $R_k = 395$ см.

Таким образом, на основе проведенных расчетов и моделирования системы прямолнейных шимм найдены основные параметры магнитной системы циклотрона, определяющие вариацию магнитного поля.

3. Выбор профиля полюсных наконечников

Выбранные параметры спиральных шимм и значение предельного рабочего радиуса ускорителя $r_k = 325$ см определяют величину зазора на конечных радиусах и диаметр полюсных наконечников электромагнита. Для релятивистского циклотрона на энергию протонов 700 Мэв диаметр полюсов электромагнита должен быть выбран равным $\Phi_n = 700$ см^{x/}.

x/ Анализ электромагнитных нагрузок и конструкции электромагнита синхротрона Лаборатории ядерных проблем показывает, что на его базе можно создать электромагнит, необходимый для рассматриваемого релятивистского циклотрона.

С учетом необходимого пространства для размещения токовых обмоток и конструктивных элементов крепления спиральных шимм минимальный зазор между полюсами электромагнита на краю выбран равным $2h_{мин} = 130$ см.

Расчеты среднего поля системы спиральных шимм по формуле /9/ показали, что выбранный профиль спиральных шимм $h_I(r)$ обеспечивает ~ 15% необходимого перепада среднего поля. Поэтому в релятивистском циклотроне необходимо предусмотреть профилирование полюсных наконечников электромагнита.

При расчете полюсных наконечников предполагалось, что профиль полюса совпадает с эквипотенциальной поверхностью ($\mu_n = \infty$). Уравнения эквипотенциалей находились из решения трехмерного уравнения Лапласа $\Delta\Phi(r, z) = 0$ при заданных граничных условиях в плоскости симметрии

$$-\frac{\partial\Phi}{\partial z} \Big|_{z=0} = H_x(r), \quad /17/$$

где $H_x(r)$ - распределение поля, которое необходимо создать за счет профилирования полюсов. Если решение уравнения Лапласа выбрать в форме

$$\Phi(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} f_{2n-1}(r) \cdot \frac{z^{2n-1}}{(2n-1)!}, \quad /18/$$

то $-f_{2n+1}(r) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \frac{\partial}{\partial r} f_{2n-1}(r)]$, где $f_1(r) = -H_x(r)$.

Для поля, заданного в медианной плоскости в виде $H_x(r) = \frac{H_0}{\sqrt{1 - (\frac{r}{r_{\infty}})^2}}$,

$$\Phi(r, z) = -H_0 \left\{ yz - \frac{y^3 z^3}{r_{\infty}^3} \left[\frac{1}{3} + \frac{y^2}{2} \left(\frac{r}{r_{\infty}} \right)^2 \right] + \frac{y^5 z^5}{r_{\infty}^5} \left[\frac{1}{5} + \frac{y^2}{2} \left(\frac{r}{r_{\infty}} \right)^2 + \frac{7}{8} y^4 \left(\frac{r}{r_{\infty}} \right)^4 \right] + \dots \right\}, \quad /19/$$

где $y = [1 - (\frac{r}{r_{\infty}})^2]^{-1/4}$.

Путем суммирования первых членов ряда /19/ при различных степенях z можно найти приближенное уравнение для профиля полюсных наконечников в виде

$$z = r_{\infty} \left[1 - \left(\frac{r}{r_{\infty}} \right)^2 \right] \cdot \operatorname{tg} \frac{\left(\frac{\Phi}{H_0} \right)}{r_{\infty} \sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_{\infty}} \right)^2}}. \quad /20/$$

Однако эксперименты, проведенные на моделях с коэффициентом подобия $K = 1/10$, показали, что профиль полюса, рассчитанный по формуле /20/, не обеспечивает необходимого градиента среднего магнитного поля на предельных радиусах циклотрона. Это связано с отклонением профиля от эквипотенциальной поверхности из-за насыщения железа полюса вблизи края, а также с тем, что при задании граничных условий в плоскости $z = 0$ область формирования поля ограничена диаметром полюсного наконечника электромагнита, и не учитывается "краевой эффект" поля /форма рассеянного поля неизвестна/. Для уменьшения ошибок метода эквипотенциалей использовалась схема изменения граничных условий, предложенная в

работе /Ю/. За профиль полюса принимались эквипотенциали, рассчитанные для граничных условий, заданных в плоскости $Z = 0$ в виде

$$H_z(r) = \frac{H_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}} + \Delta H(r) - H_{en}(r), \quad /21/$$

где $H_{en}(r)$ - среднее поле системы спиральных шимм,

$\Delta H(r)$ - разность между требуемым законом поля и полем, определенным экспериментально на модели для профиля, рассчитанного по формуле /20/. Эти расчеты показали, что минимальный зазор между полюсами электромагнита на конечных радиусах циклотрона должен быть $2h_{min} \approx 20$ см. Конструктивно это возможно выполнить с помощью кольцевых шимм, расположенных в интервале радиусов $\Delta r = /335 - 350/$ см и связанных с крышками камеры.

Для компенсации роста среднего поля системы спиральных шимм в центральной области, вызванного увеличением намагниченности и высоты шимм, необходимо глубокое профилирование полюса электромагнита в центральной области. При создании релятивистского циклотрона на базе синхроциклотрона ЛЯП такое профилирование полюса не представляется возможным из-за конструктивных особенностей электромагнита Е-1.

Поэтому для формирования резонансного закона среднего поля в релятивистском циклотроне предполагается использовать систему токовых обмоток, расположенную за спиральными шиммами. Частичное шиммирование среднего поля может быть выполнено также путем уменьшения высоты спиральных шимм в центральной области за счет изменения параметра $h_z(r)$. Исследование этих возможностей и окончательное уточнение параметров системы спиральных шимм и профиля полюсов электромагнита будет проведено на модели магнитной системы циклотрона с коэффициентом подобия $K = 1/8,087$.

Исследования, проведенные в настоящей работе, позволили выбрать магнитную систему циклотрона с пространственной вариацией на энергию протонов 700 Мэв. Схема конструкции магнитной системы циклотрона в масштабе $K = 1/8,087$ приведена на рис. 10.

З а к л ю ч е н и е

Изложенный в работе метод расчета магнитного поля криволинейных шимм, основанный на предположении равномерного намагничивания, позволяет с точностью $\pm /10 - 15/$ % теоретически определить необходимые параметры сложной магнитной системы релятивистского циклотрона. Основные ошибки метода обусловлены тем, что теоретическое определение намагниченности системы спиральных шимм с более высокой степенью точности в настоящее время не представляется возможным. В связи с этим большое значение приобретает предложенный и обоснованный в работе

метод приближенного моделирования вариации с помощью простой системы прямоугольных шимм. На основе экспериментов с прямоугольными шиммами уточнены оптимальные параметры и профиль системы спиральных шимм релятивистского циклотрона, обеспечивающие необходимую радиальную зависимость вариации с требуемой точностью.

Формирование резонансного закона среднего магнитного поля с заданной точностью представляет более сложную задачу. Выбранный профиль полюсных наконечников может обеспечить необходимую радиальную зависимость среднего поля с точностью $/2 - 4/$ % за исключением центральной области, где превышение среднего поля над резонансным значением может достигать $/10 - 25/$ %. Поэтому для дальнейшего шиммирования среднего поля и уточнения некоторых параметров системы спиральных шимм необходимо моделирование всей магнитной системы циклотрона.

Целью моделирования всей магнитной системы ускорителя является:

1. Уточнение профиля полюсов электромагнита для создания резонансного закона среднего магнитного поля при наличии системы спиральных шимм.
2. Уточнение параметров системы спиральных шимм, обеспечивающих вариацию магнитного поля в заданных допусках.
3. Исследование магнитного поля системы токовых катушек для коррекции среднего магнитного поля.
4. Определение топографии магнитного поля за предельным радиусом для решения вопросов, связанных с выводом пучка из камеры ускорителя.

П р и л о ж е н и е 1

Некоторые способы увеличения минимального зазора между спиральными шиммами на предельных радиусах циклотрона

При оптимальном выборе основных параметров спиральных шимм минимальный зазор между ними на предельных радиусах циклотрона составляет $2h_{min} = 14,6$ см. Так как увеличение этого зазора является желательным, были рассмотрены некоторые дополнительные методы повышения вариации от системы спиральных шимм.

Одним из возможных методов является использование шимм закругленной формы. Так как в этом случае границы шимм более близки к поверхностям второго порядка, следует ожидать увеличения средней намагниченности за счет более равномерного намагничивания объема шимм. Распределение магнитного поля прямолинейной шиммы закругленной формы в предположении равномерного намагничивания можно

рассчитать по выражению

$$H_z(r, \phi) = M \left\{ -\frac{\pi}{2} \left(1 + \frac{R^2}{r^2} \cos 2\phi \right) + \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \cos 2\phi \right) \left[\arctg \frac{r+R}{r-R} \operatorname{tg} \frac{\phi}{2} + \right. /22/ \\ \left. + \arctg \frac{r-R}{r+R} \operatorname{ctg} \frac{\phi}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{R^2}{r^2} \right) \sin 2\phi \ln \frac{r^2 + R^2 - 2rR \cos \phi}{r^2 + R^2 + 2rR \cos \phi} + 2 \left(\frac{R}{r} \right) \sin \phi \right\},$$

где R - радиус закругления, r, ϕ - координаты точки наблюдения в полярной системе координат, ($r > R$).

Амплитуды гармоник поля от бесконечной системы прямолинейных шимм с различными формами поперечного сечения можно рассчитать по формуле

$$H_k = 8Me^{-k \frac{h_0}{\lambda}} \sum_{n=0}^{\infty} \cos \alpha_n \left[e^{-k \frac{Q_{n+1} + Q_n}{\lambda} \operatorname{tg} \alpha_n} \sin \left(k \frac{Q_{n+1}}{\lambda} - \alpha_n \right) - \sin \left(k \frac{Q_n}{\lambda} - \alpha_n \right) \right],$$

где $2h_0$ - зазор между шиммами на оси симметрии шимм, $2Q_n$ - расстояние от оси шиммы до n -го среза под углом α_n , $Q_0 = 0$.

На рис. 11 приведены экспериментальные кривые вариации для системы прямоугольных ($\frac{2c}{2\pi\lambda} = 0,5$, $\frac{2c}{2\pi\lambda} = 0,456$) и закругленных шимм ($\frac{2c}{2\pi\lambda} = 0,5$) при различных значениях среднего поля. Из сравнения этих графиков видно, что увеличение амплитуды вариации за счет закругления составляет 1/3 - 7/10 по отношению к вариации, создаваемой шиммами прямоугольной формы. Использование закругленных шимм в релятивистском циклотроне позволяет увеличить минимальный зазор на предельных радиусах на величину 1/10 - 0,5/1 см. Так как этот эффект является незначительным, а изготовление закругленных шимм связано с некоторыми технологическими трудностями, для рассматриваемого циклотрона выбраны спиральные шиммы с прямоугольной формой поперечного сечения.

Вторым способом, позволяющим увеличить вариацию от системы спиральных шимм, может быть использование специальных ферромагнитных сплавов с более высоким значением величины намагниченности насыщения. Таким материалом может служить, например, пермендюр, для которого $4\pi M_{max} = 23500 - 24000$ э. На рис. 12 приведено сравнение магнитных полей шимм одинаковой конфигурации, изготовленных из пермендюра (50% Co , 2% V . . . / и стали марки СТ-30 (0,3% C . . . / в зависимости от внешнего поля. Видно, что различие магнитных полей образцов из пермендюра и стали возрастает, достигая 15% в полях свыше 8000 э.

Использование пермендюра для спиральных шимм циклотрона позволило бы увеличить минимальный зазор на величину ~ 2 см. Однако применение пермендюра в релятивистском циклотроне является нежелательным по следующим причинам:

1. Пермендюр сильно активизируется с образованием радиоактивных изотопов кобальта с большим периодом полураспада.

2. Пермендюр является хрупким материалом, что значительно усложняет процесс изготовления спиральных шимм.

3. Высокая стоимость пермендюра и значительные технологические трудности изготовления больших образцов.

Поэтому изготовление спиральных шимм релятивистского циклотрона предлагается выполнить из стали марки СТ-10, для которой $4\pi M_{max} = 20500 - 21000$ э.

Третьим способом увеличения вариации является использование системы вариационных токовых обмоток, располагаемых на конечных радиусах циклотрона в пазах между спиральными шиммами.

Амплитуды гармоник поля вариационных токовых обмоток можно оценить путем расчета магнитного поля от системы прямолинейных токов (рис. 13/.

$$H_k = \frac{0,8j\ell}{\pi k} e^{-2\pi k \frac{\ell}{V}} (1 - e^{-2\pi k \frac{2b}{V}}) \cdot \sin 2\pi k \frac{a}{V} \cdot \sin 2\pi k \frac{\Delta}{V}, /24/$$

где $j = \frac{(IW)}{4\Delta b\eta}$ - плотность тока по сечению проводника, η - коэффициент заполнения, (IW) - амперватки обмотки. Расчеты, выполненные по этой формуле при $2\Delta = 9$ см, $2b = 10$ см, $\ell = 47,3$ см, $2a = 30$ см, $2h_1 = 20$ см, $\eta = 0,4$ и мощности питания $P = 150$ кВт для системы катушек азимутальной протяженности $\sim 35^\circ$ показали, что величина основной гармоники поля составляет ~ 300 эрстед. Кроме того, можно ожидать дополнительного увеличения вариации за счет подмагничивания спиральных шимм. Однако проведенные с токовыми катушками эксперименты показали, что при намагниченности ферромагнитных образцов $4\pi M = 16000 - 17000$ эрстед, соответствующей намагниченности спиральных шимм на конечных радиусах, этот эффект мал. Таким образом, применение таких токовых обмоток позволило бы увеличить минимальный зазор на величину $\sim 1,0 - 1,5$ см. К недостаткам использования токовых обмоток следует отнести:

1. Большие мощности систем питания.
2. Сложность конструктивного выполнения катушек в вакуумной камере ускорителя.
3. Ограниченные возможности этого метода для локального шиммирования зазора амплитуды вариации магнитного поля.

На основании этих соображений не предусматривается использование вариационных токовых обмоток в магнитной системе циклотрона.

Приложение 2

Влияние облучения на магнитные свойства стальных образцов

Эксперименты, проведенные с подобными шиммами, показали, что различие магнитных свойств сталей не приводит к заметным отличиям кривых намагничивания при условии недоведения магнитного состояния образцов до насыщения. Это связано с тем, что линейная часть кривой намагничивания тела в основном определяется его геометрическими размерами.

По этой причине нельзя ожидать существенного влияния больших уровней радиации на величину магнитного поля, создаваемого ферромагнитными образцами. Однако в опубликованных работах имеются сведения о влиянии радиации на магнитные свойства некоторых марок сталей^{/11,12/}. С целью проверки этого эффекта были проведены исследования магнитных свойств пластин /2x10x10 мм/ из стали марки СТ-30, облученных на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ пучком протонов с энергией 680 Мэв. Облучение производилось на внутреннем пучке протонов с интенсивностью $\sim 2 \mu\text{A}$ в течение 50 часов. Интегральный поток при этом составлял $\sim 1 \cdot 10^{19}$ протон/см². Методика исследования состояла в сравнении магнитных полей, создаваемых стальными пластинами до и после облучения. Пластины, закрепленные в специальном приспособлении вместе с датчиком ядерного магнитометра, помещались в зазор электромагнита, магнитное поле которого стабилизировалось ядерным стабилизатором. Точность измерения магнитного поля при этом составляла $\pm 3 \cdot 10^{-4}$.

Измерения проводились при двух уровнях индукции в зазоре электромагнита $H_0 = 14160$ и $H_0 = 17490$ э. При этом величина поля пластин составляла $\Delta H = 4990$ э и $\Delta H = 5440$ э, соответственно. Сравнение результатов измерений полей до и после облучения показало, что различие в величине напряженности поля пластин лежит в пределах точности эксперимента.

Это позволяет сделать вывод, что большие поля радиации в релятивистском циклотроне не приведут к изменению сформированного закона магнитного поля.

Л и т е р а т у р а

1. Д.П. Василевская, А.А. Глазов, В.И. Данилов, В.П. Джелепов, В.П. Дмитриевский и др. Запуск циклотрона с пространственной вариацией напряженности магнитного поля. Атомная энергия, 6, 657 /1959/.
2. Д.П. Василевская, А.А. Глазов, В.И. Данилов, В.П. Джелепов и др. Циклотрон с пространственной вариацией напряженности магнитного поля. Атомная энергия, 8, 189 /1960/.
3. Sector-focussed Cyclotrons. Proceedings of an Informal Conference. Sea Island, Georgia, February (1959).

4. Nuclear Instruments and Method 18, 19 (1962).

5. В.И. Данилов, Н.Л. Заплатин, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян. Формирование аксиально-симметричных магнитных полей с помощью кольцевых шимм. "Ускоритель", Атомиздат, 1960.
6. В.И. Данилов, Н.Л. Заплатин, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян. Формирование периодических магнитных полей с помощью криволинейных шимм. Препринт ОИЯИ Р-409, Дубна 1960.
7. В.И. Данилов. Формирование магнитных полей для ускорителей с пространственной вариацией. Диссертация, Дубна, 1959.
8. В.И. Данилов, Н.Л. Заплатин, И.В. Попов, В.С. Рыбалко, Л.А. Саркисян. Таблицы функций для расчета магнитных полей. Препринт ОИЯИ Р-702, Дубна 1961.
9. В.И. Данилов, В.П. Дмитриевский, Н.Л. Заплатин и др. Формирование магнитного поля циклотрона с пространственной вариацией. Препринт ОИЯИ Р-373, Дубна, 1959.
10. Л.А. Саркисян. Определение профиля полюсов электромагнита ускорителя методом эквипотенциалей с учетом краевого эффекта. Препринт ОИЯИ Р-808, Дубна, 1961.
11. D.I. Gordon, R.S. Sery, R.E. Fischell. Nucleonics, 16, 6, 73-77 (1958).
12. G. Biorci, A. Ferro, G. Montalenti. J. Appl. Phys. 31, 11, 2046-2047 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 октября 1963 г.

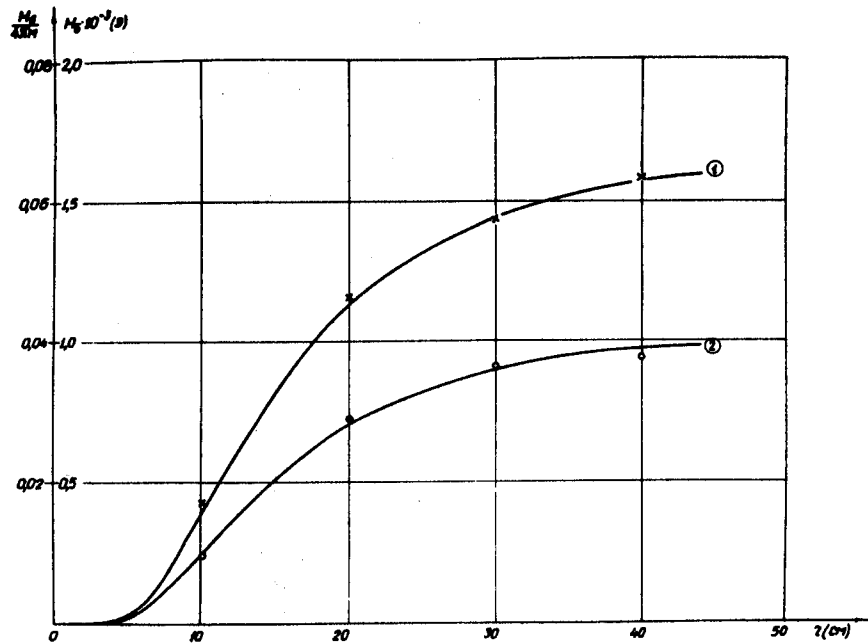


Рис. 1. Зависимость амплитуды 6-ой гармоники от радиуса.

- (1) — Расчет по формуле (12) при $h_2 = \infty$
 * * * Расчет по формуле (10) при $h_2 = \infty$
 (2) — Расчет по формуле (12) при $h_2 = 12$ см,
 $4 \pi M = 15760$ э.
 * * * Эксперимент при $h_2 = 12$ см и $H_0 = 9000$ э.

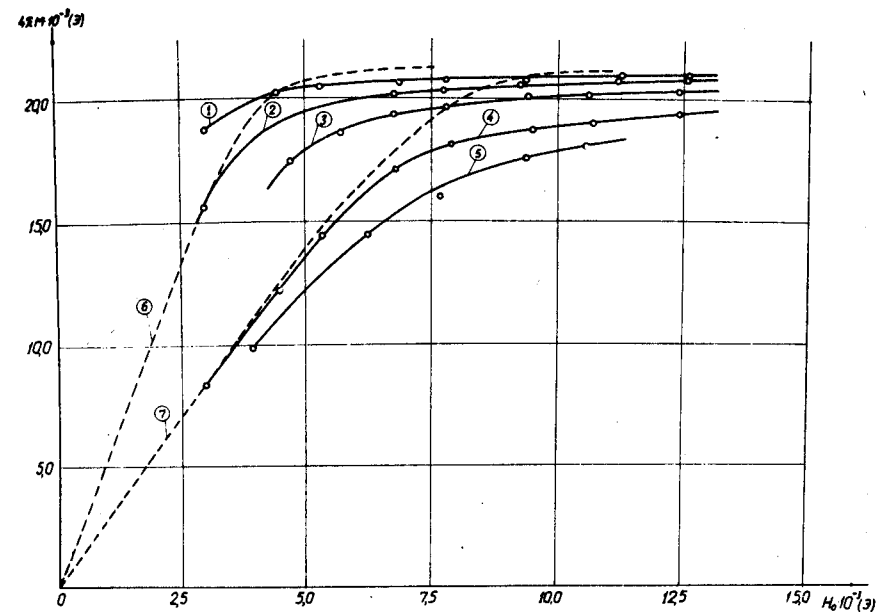


Рис. 2

Кривые намагничивания криволинейных шимм.

- (1)-(5) Экспериментальные кривые для шимм с параметрами $2b = 8$ см, $2h = 10$ см, $2l = 60$ см, $2h_n = 30$ см и $2c = 1,08; 2,16; 3,24; 7,0; 14,0$ см, соответственно.
 (6)-(7) Расчетные кривые для шимм $2c = 2,16$ см и $2c = 7,0$ см из углеродистой стали ($C=0,23\%$, $Si = 0,04\%$, $Mn = 0,18\%$, $P = 0,03\%$).

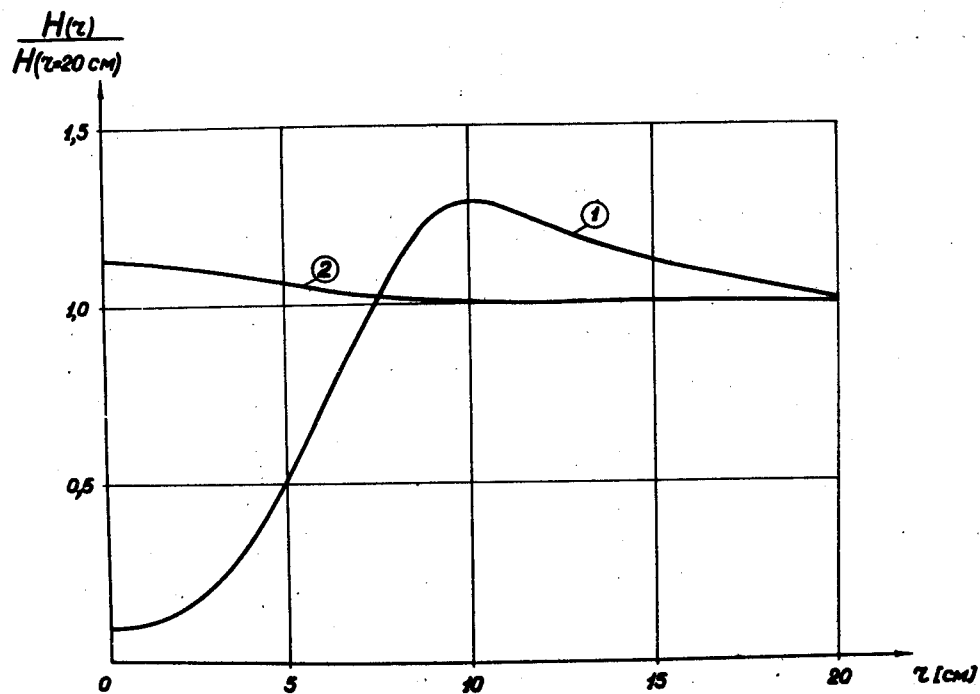


Рис. 3 Зависимость среднего магнитного поля от радиуса.
 (1) Спиральные шиммы постоянной толщины по нормали, $R_n = 7$ см.
 (2) Шиммы с границами в форме спиралей Архимеда, $R_n = 0$.

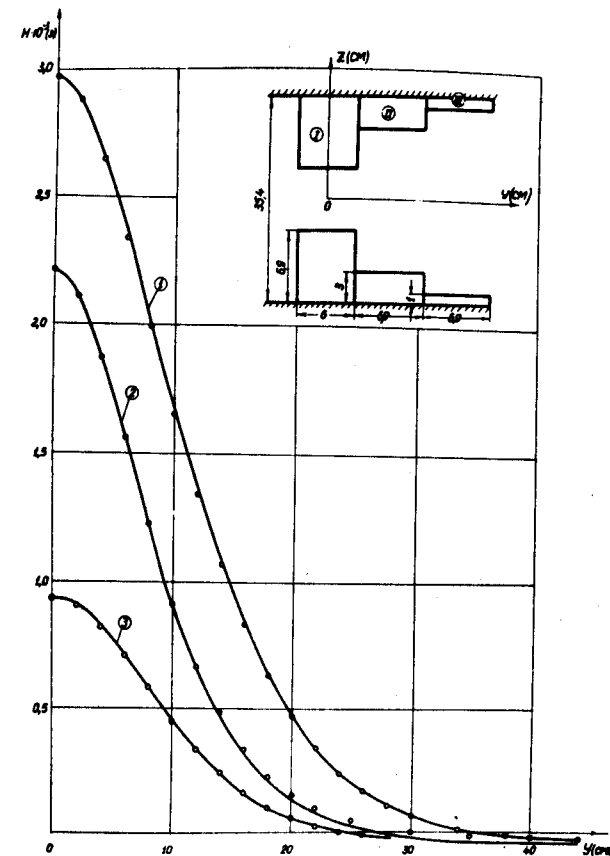


Рис. 4 Распределение магнитного поля от подобных шимм при $H_0 = 11000$ э.
 (1) — Поле системы 3-х шимм I, П и И.
 (2) — Поле шиммы I
 (3) — Поле шиммы П
 * * * Значение поля геометрически подобных конфигураций ($K = 1/2, 5$) в соответствующих точках.

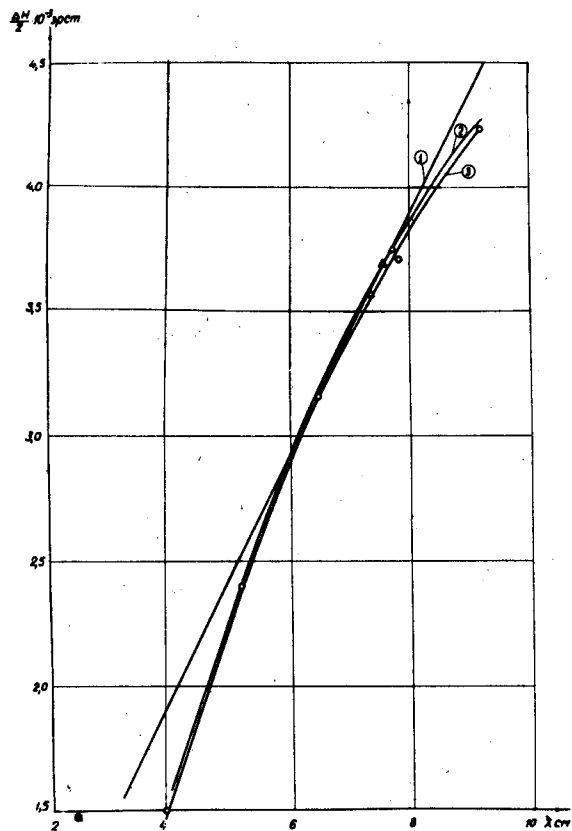


Рис. 5 К определению оптимального значения параметра λ .

(1) Зависимость требуемой амплитуды вариации от λ для $Z_k = 325$ ом.

(2)-(3) - Амплитуда вариации, рассчитанная по формуле (12) при $\frac{Z_c}{Z_k \lambda} = 0,4$ и $\frac{Z_c}{Z_k \lambda} = 0,444$.

•, Δ - Экспериментальные значения $\frac{\Delta H}{I}$ от системы 3-х пар параллельных нитей для $\frac{Z_c}{Z_k \lambda} = 0,4$ и $\frac{Z_c}{Z_k \lambda} = 0,444$.

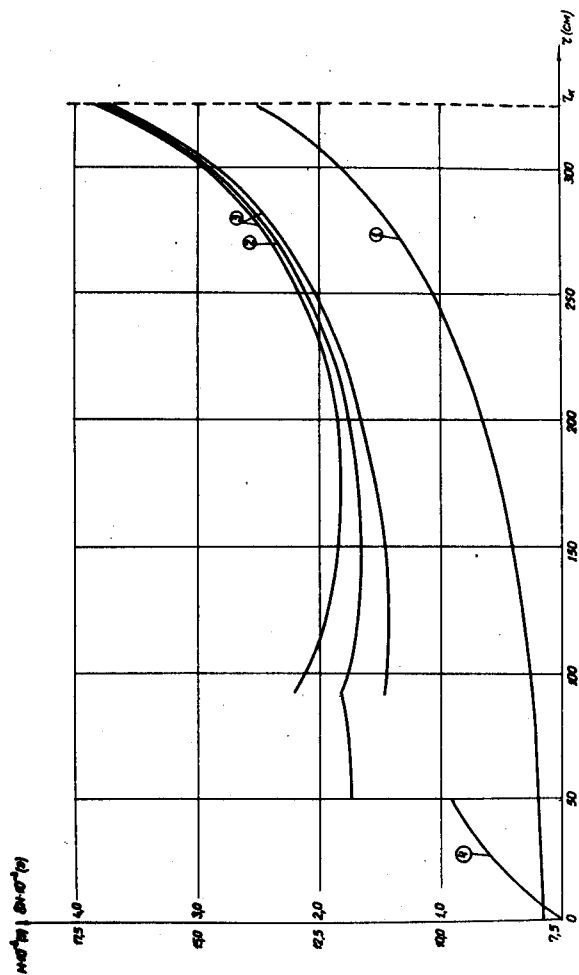


Рис. 6 (1)-(2) Зависимость среднего магнитного поля и вариации от радиуса для спирального циклотрона на энергии протонов 700 МэВ.

(3) Линия допусков на величину вариации поля при $\Delta G_z = \pm 0,09$

(4) Кривая $\epsilon_{min} H(z)$, соответствующая $G_z = 0$.

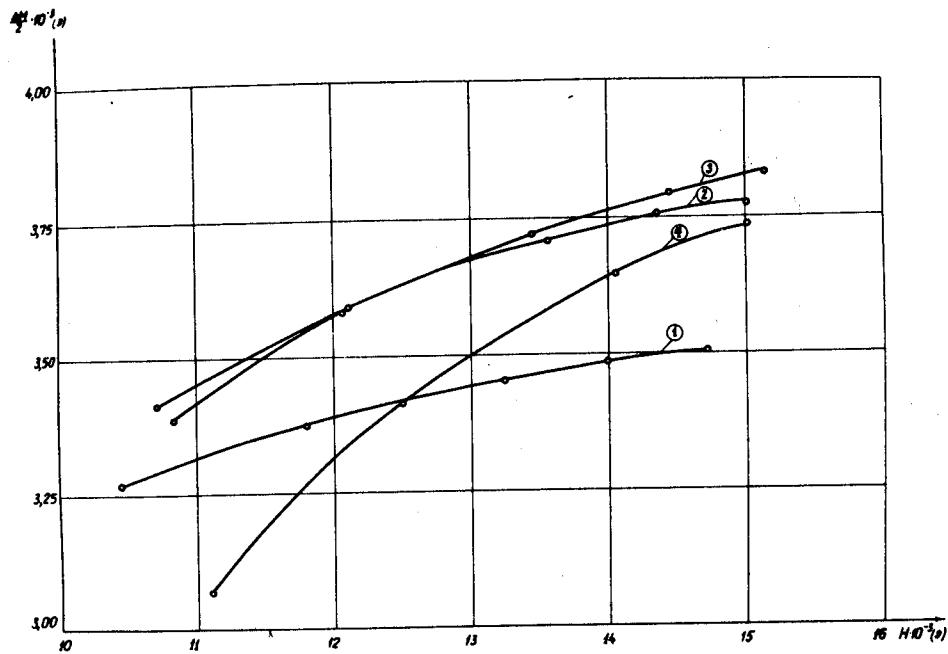


Рис. 7 К определению оптимального значения $\frac{2c}{2\pi\lambda}$ при $2h_1 = 4,2$ см, $2b = 6,9$ см, $2l = 60$ см, $2\pi\lambda = 13,5$ см, $2h_m = 35,5$ см и $2C = 4,0; 5,0; 5,6; 7,0$ см.

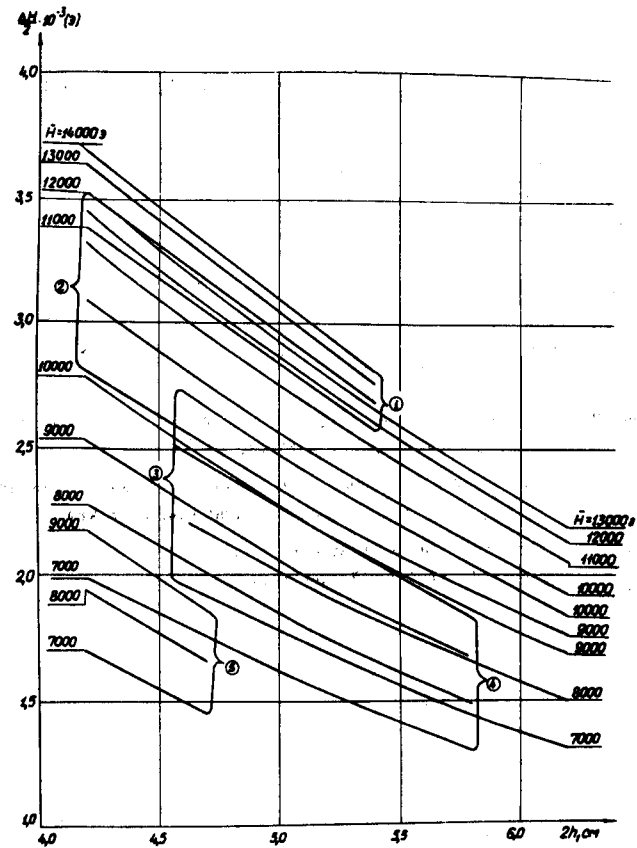


Рис. 8 Зависимость вариации $\frac{\Delta h}{h}$ от зазора между нитями $2h$, при $\frac{2c}{2\pi\lambda} = 0,4$ для различных H и λ . ($2\pi\lambda = 13,25; 12,87; 12,50; 11,51; 10,00$ см).

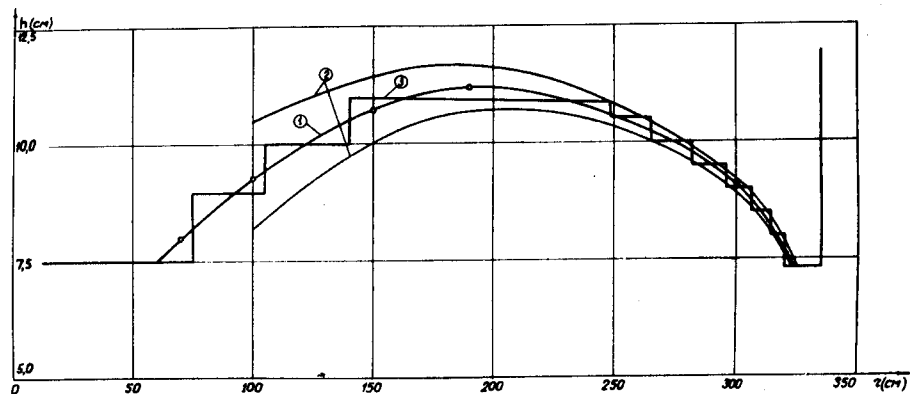


Рис. 9. Профиль системы спиральных нити для циклотрона на энергии протонов 700 Мэв.
 (1) - Профиль, обеспечивающий требуемый закон вариации (о о о - экспериментальные точки).
 (2) - Линии допусков профиля.
 (3) - Ступенчатый профиль.

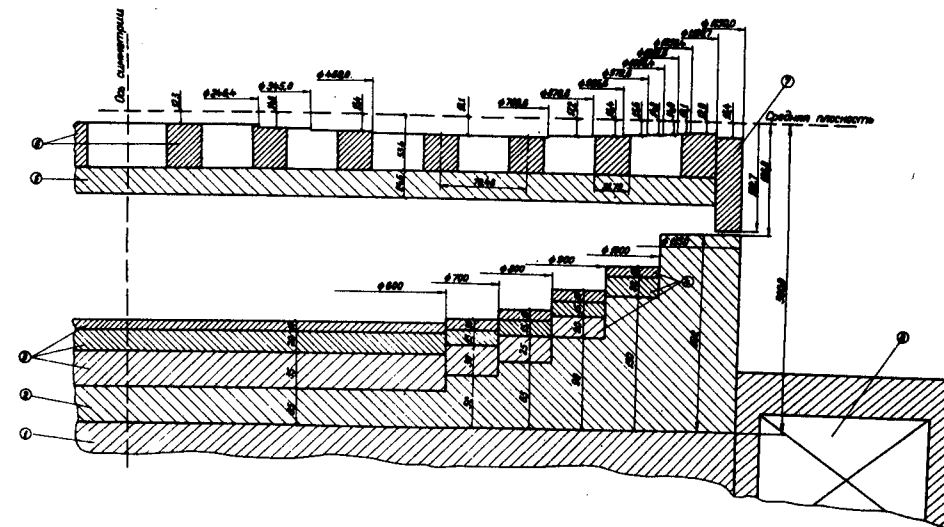


Рис. 10. Схема расположения спиральных и кольцевых нити в модели магнитной системы.
 (1) - Полос электромагнита.
 (2) - Профилированный полюсной наконечник.
 (3) - Дисковые нити.
 (4) - Кольцевые нити.
 (5) - Диск из нержавеющей стали.
 (6) - Спиральные нити.
 (7) - Конечная кольцевая нить.
 (8) - Обмотка электромагнита.

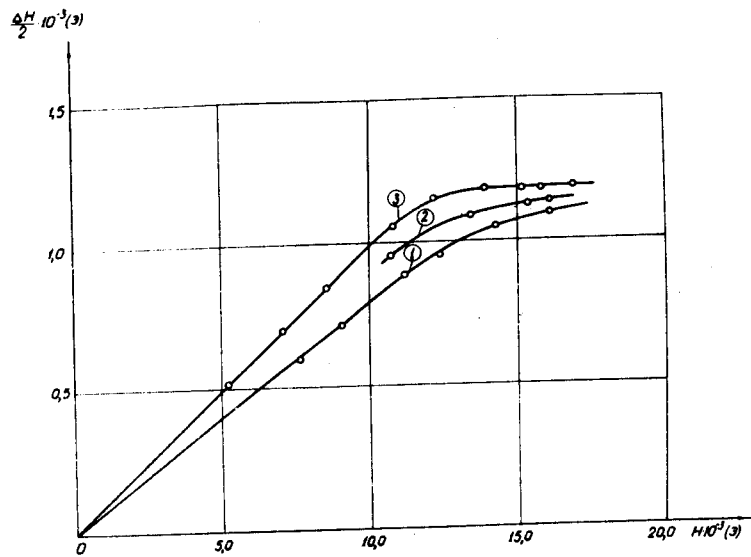


Рис. 11 Вариация магнитного поля системы прямолинейных шимм с параметрами $2b = 8$ см, $2l = 60$ см, $2\lambda = 14$ см, $2h = 10$ см, $2h_m = 32$ см.

- (1) Прямоугольные шиммы $2c = 7$ см.
- (2) Прямоугольные шиммы $2c = 6$ см.
- (3) Закругленные шиммы $R = 3,5$ см.

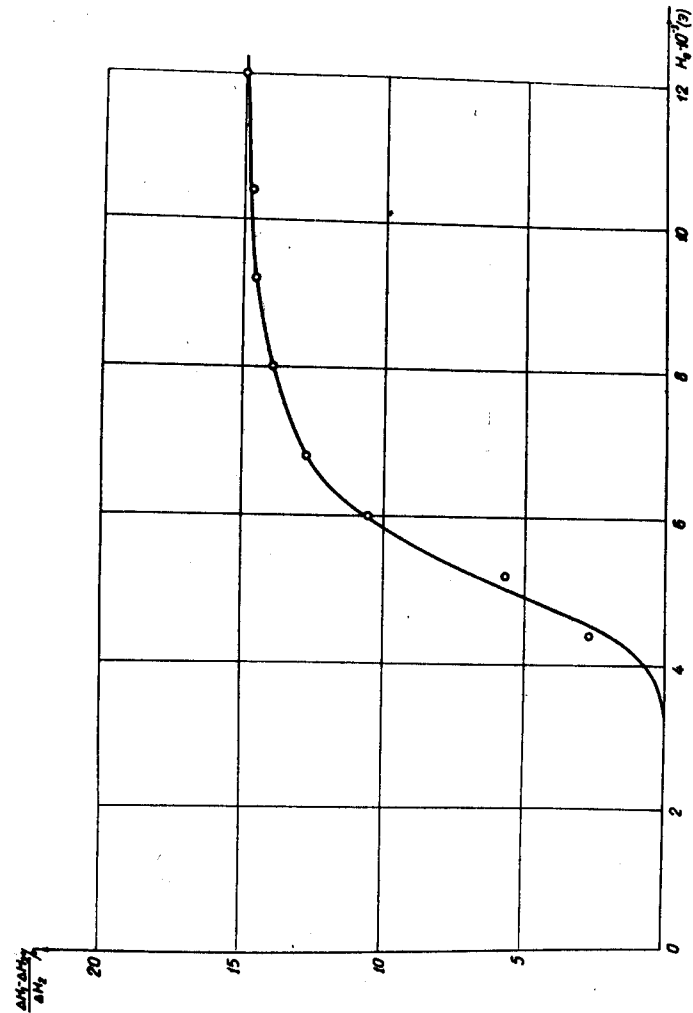


Рис. 12 Среднее магнитное поле цилиндра ($\phi = 3,5$ см, $2b = 2,8$ см, $2h_m = 5$ см, $2h_m = 32$ см) из различных материалов.

ΔH и H — магнитные поля цилиндра, изготовленного из пермалюра (50 % Со, 2% V) и стали (См-3), соответственно.

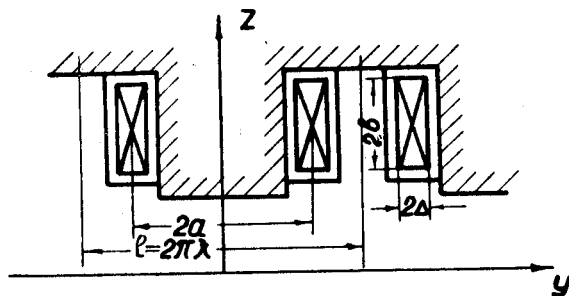


Рис. 13 Система вариационных токовых обмоток.