

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P9-88-508

Е. П. Жидков, В. В. Журавлев, В. С. Кладницкий,
И. М. Матора, А. В. Федоров, О. И. Юлдашев

О ФОРМИРОВАНИИ
ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ
НА ИНЖЕКТОРНОМ УЧАСТКЕ ЛИУ-30

Направлено в "Журнал технической физики"

1988

ВВЕДЕНИЕ

Магнитная фокусирующая система инжекторного участка ЛИУ-30 представляет собой набор ускорительных секций, разделенных промежутками, необходимыми для размещения вакуумного и диагностического оборудования^{/1/}. Пучок фокусируется с помощью осесимметричных соленоидов, расположенных внутри и на торцах секций. Наличие промежутков между соленоидами приводит к сильным неоднородностям в распределении магнитного поля на оси ускорительного тракта. Так, например, внутри секций отклонение магнитного поля от среднего уровня составляет 4-6%, а между секциями неоднородность примерно на порядок выше^{/2/}. Такая неоднородность поля существенно ухудшает возможности проводки без потерь пучка в инжекторном участке ЛИУ-30^{/3/}.

В настоящей работе для формирования однородного магнитного поля внутри и между секциями используются соосные ферромагнитные шиммы. Их размеры и местоположение, а также параметры некоторых соленоидов находились путем численного моделирования. При этом учитывались ограничения на конфигурацию шимм, обусловленные конструктивными особенностями существующих элементов ускорителя и возможностями удобной эксплуатации оборудования. Как показывают численные расчеты, использование шимм позволяет формировать однородное магнитное поле с отклонением от среднего значения, не превышающим 1-2% внутри секций и 8% между секциями.

В первом параграфе формулируется математическая постановка задачи формирования однородного магнитного поля на оси ускорителя. Приводится минимизируемый функционал, выводится нелинейное интегральное уравнение, решая которое, можно найти распределение напряженности магнитного поля. Во втором параграфе излагается численный метод решения поставленной задачи. В третьем параграфе приводятся результаты сравнения экспериментальных и расчетных данных, а также конфигурация магнитной фокусирующей системы и распределение магнитного поля, полученные в результате численных экспериментов по формированию однородного магнитного поля с помощью ферромагнитных шимм.



§1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Сформулируем математическую постановку задачи. В качестве характеристики отклонения реального магнитного поля от однородного введем функционал

$$F(\delta) = [1/(b-a) \int_a^b \frac{H_z(P, \delta) - H_0}{H_0} dz]^2, \quad /1/$$

где $[a, b]$ - отрезок оси ускорителя, $H_z(P, \delta)$ - значение напряженности магнитного поля в точках $P \in [a, b]$, H_0 - требуемое значение напряженности однородного поля, $\delta = (\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_k)$ - совокупность варьируемых параметров. Варьироваться могут размеры и координаты ферромагнитных вставок, размеры, координаты и сила тока некоторых фокусирующих соленоидов. Задача формирования однородного магнитного поля состоит в минимизации функционала /1/ на множестве допустимых значений параметров.

Для вычисления значения функционала /1/ при известных значениях параметров необходимо находить распределение напряженности магнитного поля. Для этого будем использовать векторный потенциал \vec{A} , определяемый формулой $\vec{B} = \text{rot} \vec{A}$ и дополнительным условием

$$\text{div} \vec{A} = 0. \quad /2/$$

Потенциал \vec{A} стационарного магнитного поля удовлетворяет в пространстве уравнению

$$\text{rot} 1/\mu \text{rot} \vec{A} = 4\pi/c \vec{J}, \quad /3/$$

где μ - магнитная проницаемость среды /для изотропных сред $\mu = \mu(|\vec{B}|)$ /, \vec{J} - вектор плотности тока, c - скорость света. Требования непрерывности нормальной составляющей магнитной индукции, тангенциальной составляющей напряженности и дивергенции \vec{A} при переходе через границу раздела сред с различными магнитными характеристиками приводят к условиям

$$\vec{n} \times (\vec{A}_1 - \vec{A}_2) = 0, \quad /4/$$

$$\vec{n} \times (1/\mu_1 \text{rot} \vec{A}_1 - 1/\mu_2 \text{rot} \vec{A}_2) = 0, \quad /5/$$

$$\vec{n} \cdot (\vec{A}_1 - \vec{A}_2) = 0, \quad /6/$$

где \vec{n} - единичный вектор нормали к поверхности раздела сред.

На бесконечности векторный потенциал удовлетворяет условию

$$\lim_{|P| \rightarrow \infty} \vec{A}(P) = 0. \quad /7/$$

Таким образом, имеем краевую задачу /2/-/7/ для нахождения \vec{A} . Сведем эту краевую задачу к интегральному уравнению. Пусть Ω - область, занятая ферромагнетиком, S - граница Ω , Ω' - дополнение $\Omega \cup S$ до всего пространства R^3 . Используем векторную формулу Грина^{/5/} в виде:

$$\int_{\Omega} (\vec{A} \cdot \text{rot} \text{rot} (\vec{a}/R) - (\vec{a}/R) \cdot \text{rot} 1/\mu \text{rot} \vec{A}) d\Omega_Q = \int_{\Omega} \text{rot} (\vec{a}/R) \cdot (1 - 1/\mu) \text{rot} \vec{A} d\Omega_Q + \int_S \vec{n} \cdot (\text{rot} (\vec{a}/R) \times \vec{A} - 1/\mu \text{rot} \vec{A} \times (\vec{a}/R)) dS_Q, \quad /8/$$

где \vec{a} - постоянный вектор, $R = |P - Q|$ - расстояние между точками P и Q , $P \in \Omega'$, $Q \in \Omega$. Применяя формулу /8/ для областей Ω и Ω' , выделяя особенность при $P \rightarrow Q$ и используя условия /4/ - /6/, получим интегральное уравнение относительно \vec{A} :

$$4\pi \vec{A}(P) = \int_{\Omega} (1 - 1/\mu) \text{rot} \vec{A} \times \text{grad} (1/R) d\Omega_Q + (4\pi/c) \int_{\Omega_c} \vec{J}/R d\Omega_Q, \quad P \in \Omega, \quad /9/$$

где Ω_c - область, занятая токовыми источниками.

Учтем симметрию задачи. Пусть области Ω и Ω_c имеют осевую симметрию и получены вращением двумерных областей D_F и D_c вокруг оси Oz . В этом случае в цилиндрической системе координат имеем /6/:

$$A_z = A_r = 0, \quad J_z = J_r = 0, \quad \frac{\partial A_\phi}{\partial \phi} = 0. \quad /10/$$

Из /9/, учитывая /10/ и связь между компонентами векторов в декартовой и цилиндрической системах координат, получим интегральное уравнение относительно компоненты $A_\phi(r, z)$ векторного потенциала:

$$4\pi A_\phi(P) = \int_{D_F} (1 - 1/\mu) (1/r) \text{grad} (r A_\phi) \cdot \text{grad} (r G_0) dD_Q + (4\pi/c) \int_{D_c} G_0 J_\phi dD_Q, \quad P \in D_F, \quad /11/$$

где

$$G_0 = G_0(P, Q) = \int_0^{2\pi} \cos \phi / R \, d\phi,$$

$$R = (z_P - z_Q)^2 + r_P^2 + r_Q^2 - 2r_P r_Q \cos \phi.$$

Часто хорошим приближением при вычислении магнитного поля является приближение $\mu = \infty^{1/2}$. Пусть $D_F = D \cup D_0$, где D - область с нелинейной зависимостью $\mu(|B|)$, а D_0 - область, для которой предполагается $\mu = \infty$. Тогда интегральное уравнение /11/ принимает вид:

$$\alpha(P) A_\phi(P) = \int_D (1 - 1/\mu) (1/r) \text{grad}(rA_\phi) \cdot \text{grad}(rG_0) \, dD_Q + \\ + (4\pi/c) \int_{D_c} G_0 J_\phi \, dD_Q + \int_{\Gamma_0} A_\phi \frac{\partial}{\partial n} (rG_0) \, d\Gamma_Q, \quad /12/$$

где Γ_0 - граница области D_0 , Γ - граница области D ,

$$\alpha(P) = \begin{cases} 4\pi, & P \in D, \\ 2\pi, & P \in \Gamma \cup \Gamma_0. \end{cases}$$

Таким образом, мы свели краевую задачу /2/-/7/ для нахождения векторного потенциала \vec{A} к решению интегрального уравнения /12/. После решения уравнения /12/, значения $H_z(P)$, входящие в функционал /1/, находятся дифференцированием под знаком интеграла в /12/.

§2. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Для численного решения задачи минимизации функционала /1/ на множестве допустимых значений параметров интеграл приблизим суммой

$$F(\delta) = [1/N - 1 \sum_{i=1}^N \left(\frac{H_z(P_i, \vec{\delta}) - H_0}{H_0} \right)^2]^{1/2}, \quad /13/$$

где $H_z(P_i, \vec{\delta})$ - значение напряженности магнитного поля на оси в точке $P_i \in [a, b]$, $i = 1, 2, \dots, N$. Для минимизации функционала нами была использована программа MINSQ /7/. При варьировании

параметров, определяющих размеры ферромагнитных вставок, иногда наблюдается медленная сходимость процесса минимизации. Тогда выбор необходимой конфигурации осуществляется простым подбором этих параметров. В любом случае наиболее трудоемкой частью процесса минимизации является нахождение распределения магнитного поля, то есть решение уравнения /12/. Поэтому остановимся подробнее на методе его численного решения. Сведем интегральное уравнение /12/ к системе нелинейных алгебраических уравнений. Учитывая, что область D имеет стороны, параллельные осям координат, разобьем ее на прямоугольники:

$$D_k, \quad k = 1, 2, \dots, m, \quad \text{так что} \quad D = \bigcup_{k=1}^m D_k \quad D_i \cap D_j = \emptyset.$$

Через Γ_k будем обозначать границу D_k , $\Gamma' = \bigcup_{k=1}^m \Gamma_k$. В каждом

прямоугольнике D_k магнитную проницаемость будем считать постоянной, зависящей от $|B(P)| = (1/r) |\text{grad}(rA_\phi)|$, $P \in D_k \cup \Gamma_k$. Тогда

$$\int_{D_k} (1 - 1/\mu) (1/r) \text{grad}(rA_\phi) \cdot \text{grad}(rG_0) \, dD_Q = \\ = (1 - 1/\mu_k) \int_{\Gamma_k} A_\phi \frac{\partial}{\partial n} (rG_0) \, d\Gamma_Q + \begin{cases} 0, & P \notin (D_k \cup \Gamma_k), \\ (1 - 1/\mu_k) 2\pi A_\phi(P), & P \in \Gamma_k. \end{cases}$$

То есть интеграл по области D в уравнении /12/ сводится к интегралам по границам Γ_k , $k = 1, 2, \dots, m$, и мы получаем уравнение

$$\alpha(P, \mu) A_\phi(P) = (1/2\pi) \int_{\Gamma'} \beta(Q, \mu) A_\phi \frac{\partial}{\partial n} (rG_0) \, d\Gamma_Q + \\ + (2/c) \int_{D_c} G_0 J_\phi \, dD_Q + (1/2\pi) \int_{\Gamma_0} A_\phi \frac{\partial}{\partial n} (rG_0) \, d\Gamma_Q, \quad /14/$$

где

$$\alpha(P, \mu) = \begin{cases} 1, & P \in \Gamma_0 \\ 1/\mu_k^+ + 1/\mu_k^-, & P \in \Gamma_k, \quad k = 1, 2, \dots, m, \end{cases}$$

$$\beta(P, \mu) = 1/\mu_k^+ - 1/\mu_k^-, \quad P \in \Gamma_k, \quad k = 1, 2, \dots, m,$$

μ_k^+ и μ_k^- - два предельных значения функции μ в точке P контура Γ_k изнутри и извне области D_k . При этом считаем $\mu = 1$, когда точка P стремится на Γ_k извне области D . Для дискретизации

уравнения /14/ будем использовать метод граничных элементов /8/. Через $t_i = (z_i, r_i)$, $i = 1, 2, \dots, N_1$, обозначим точки контуров Γ_k , $k = 1, 2, \dots, m$, соответствующие серединам сторон прямоугольников D_k , $k = 1, 2, \dots, m$. Потенциал A_ϕ будем считать кусочно-постоянной функцией от натурального параметра $t \in \Gamma'$:

$$A_\phi(t) = \sum_{i=1}^{N_1} U_i \theta_i(t), \quad /15/$$

где $\theta_i(t)$ - кусочно-постоянная базисная функция, равная единице на стороне прямоугольника, на которой лежит точка t_i , и равная нулю при всех остальных значениях t . Через U_i обозначены неизвестные значения A_ϕ в точках t_i , $i = 1, 2, \dots, N_1$. Нетрудно показать, что используемая дискретизация имеет порядок аппроксимации $O(h)$, где h - характерная длина стороны прямоугольника D_k , $k = 1, 2, \dots, m$. Для использования результатов работы /2/ на контуре Γ_0 будем считать A_ϕ кусочно-линейной функцией. Разобьем контур Γ_0 на N_2 отрезков точками $t_i = (z_i, r_i)$, $i = N_1 + 1, \dots, N$. A_ϕ представим в виде

$$A_\phi(t) = \sum_{i=N_1+1}^N U_i \psi_i(t), \quad /16/$$

где $\psi_i(t)$ - кусочно-линейные базисные функции, U_i - неизвестные значения A_ϕ в точках t_i , $i = N_1 + 1, \dots, N$. Согласно методу коллокаций, потребуем, чтобы уравнение /14/ выполнялось для функций /15/ и /16/ в точках t_i , $i = 1, 2, \dots, N$. В результате получим систему нелинейных алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} a_i U_i + \sum_{j=1}^{N_1} a_{ij} \beta_j U_j + \sum_{j=N_1+1}^N b_{ij} U_j &= f_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_1 \\ U_i + \sum_{j=1}^{N_1} a_{ij} \beta_j U_j + \sum_{j=N_1+1}^N b_{ij} U_j &= f_i, \quad i = N_1 + 1, \dots, N, \end{aligned} \quad /17/$$

где

$$a_{ij} = (1/2\pi) \int_{\Gamma'} \frac{\partial}{\partial n} (rG_0(t_i, t)) \theta_j(t) dt,$$

$$b_{ij} = (1/2\pi) \int_{\Gamma_0} \frac{\partial}{\partial n} (rG_0(t_i, t)) \psi_j(t) dt,$$

$$f_i = (2/c) \int_{D_c} J_\phi G_0(t_i, Q) dD_Q,$$

коэффициенты a_i , β_i зависят от решения системы. Для вычисления элементов матрицы b_{ij} используем приближенную формулу, полученную в работе /2/. Эта формула основана на представлении функции $G_0(P, Q)$ в виде

$$G_0(P, Q) = \eta_1(P, Q) \ln |P-Q| + \eta_2(P, Q),$$

и использовании логарифмической функции и ее нормальной производной в качестве весовых функций. Элементы матрицы a_{ij} отличаются от элементов b_{ij} только базисными функциями, поэтому для их вычисления применяется аналогичная приближенная формула. Элементы правой части системы /17/ с достаточной точностью можно вычислить по кубатурным формулам Гаусса.

Для решения системы /17/ используем метод Зейделя /9/ с релаксацией коэффициента, содержащего нелинейную зависимость от решения. Если $a_i U_i = \hat{U}_i$, $i = 1, 2, \dots, N_1$, то итерационный процесс можно записать в следующем виде:

$$\hat{U}_i^{n+1} = f_i - \sum_{j=1}^{i-1} a_{ij} \gamma_j^n \hat{U}_j^{n+1} - \sum_{j=i}^{N_1} a_{ij} \gamma_j^n \hat{U}_j^n - \sum_{j=N_1+1}^N b_{ij} U_j^n,$$

$$\gamma_i^{n+1} = \gamma_i^n + \rho (\beta_i (U_i^{n+1}) / a_i (U_i^{n+1})), \quad i = 1, 2, \dots, N_1, \quad /18/$$

$$U_i^{n+1} = f_i - \sum_{j=1}^{N_1} a_{ij} \gamma_j^{n+1} \hat{U}_j^{n+1} - \sum_{j=N_1+1}^{i-1} b_{ij} U_j^{n+1} - \sum_{j=i}^N b_{ij} U_j^n, \quad i = N_1 + 1, \dots, N,$$

где параметр $\rho \in [10^{-4}; 1,5]$ уменьшается или увеличивается в зависимости от поведения величины невязки

$$\sigma_k = \max_{1 \leq i \leq N_1} |U_i^k - U_i^{k-1}|.$$

При вычислении коэффициентов a_i и β_i нами использовалась зависимость $\mu(|\hat{H}|)$, что делало итерационный процесс более устойчивым к ошибкам округления во время счета на ЭВМ.

Приведем оценку скорости сходимости итерационного процесса /18/, которую мы получали при вычислениях. Среднее значение величины $q = (\sigma_k / \sigma_1)^{1/k}$ в наших расчетах равнялось 0,88. Отметим, что величина параметра ρ существенно влияет на скорость сходимости итерационного процесса.

§3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Приведем основные результаты расчетов и некоторые сравнения рассчитанных и измеренных данных. Прежде чем проводить практические расчеты, для проверки составленной на языке Фортран программы нахождения распределения магнитного поля были проведены расчеты двух фрагментов фокусирующей системы и сравнение результатов с измерениями. Ферромагнитные шиммы выполнялись из стали 3. Зависимость $\mu(H)$ для этой стали была использована из работы /10/. На всех рисунках цифрой I обозначено сечение фокусирующего соленооида, цифрой II - сечение ферромагнитного сердечника, цифрой III - сечение шиммы. На рис. 1 приведена схема расчетной конфигурации из пары фокусирующих соленоидов и стального диска, а также расчетная и измеренная H_z вдоль оси. Геометрические размеры диска и параметры соленоидов в этом случае были измерены с достаточно высокой точностью. Отличие расчетных данных от экспериментальных находилось в пределах 1,9 Э при среднем уровне поля 76,6 Э. На рис. 2 изображена схема расчетной конфигурации для половины ускоряющей секции вместе с ферромагнитными шиммами. На этом же рисунке приведено сравнение расчетной и измеренной H_z на оси ускорителя. Для расчета число витков в творцевых соленоидах - w_T задавалось равным 637, сила тока в одном витке $I_T = 7$ А,

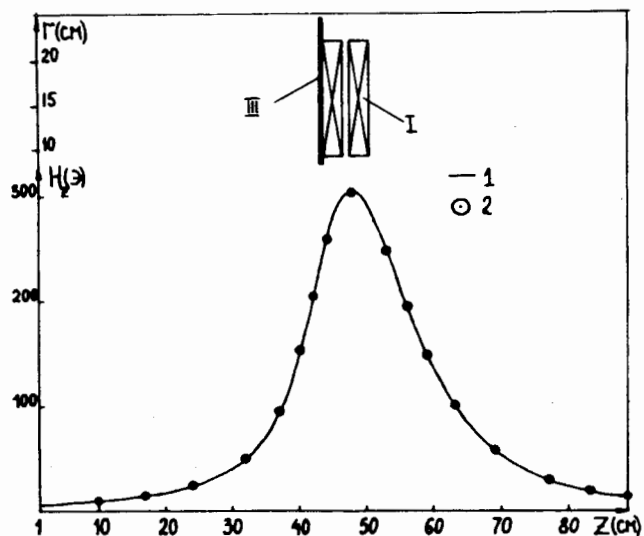


Рис. 1. Схема расчетной конфигурации, компонента поля H_z на оси системы: 1 - измерения, 2 - расчет.

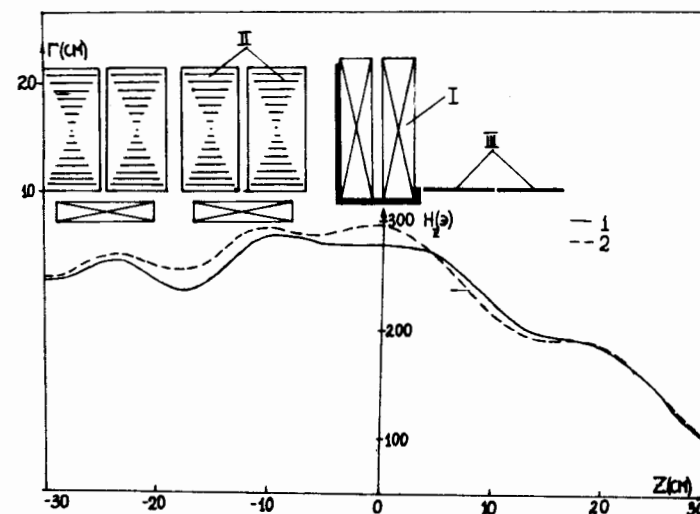


Рис. 2. Схема расчетной конфигурации, компонента поля H_z на оси системы: 1 - измерения, 2 - расчет.

соответствующие параметры внутрисекционных соленоидов задавались равными $w_c = 270$, $I_c = 8$ А. Как и в работе /2/, учет поля ферромагнитных сердечников проводился в предположении их бесконечной магнитной проницаемости. Разница до 9% между результатами расчетов и данными измерений на отрезке $-20 \leq z \leq 5$, видимо, объясняется отличием фактических параметров ускоряющей секции от принятых в расчете.

В фокусирующей системе инжекторного участка ЛИУ-30 можно выделить два наиболее характерных расстояния между секциями: $L_1 = 53,4$ см, $L_2 = 24,4$ см. В процессе минимизации функционала /13/ подбирались необходимые размеры шимм и параметры некоторых фокусирующих соленоидов. Результаты по выравниванию поля и полученные при этом размеры ферромагнитных шимм приводятся на рис. 3, 4. На рисунках показана 1/4 часть сечения фрагментов фокусирующей магнитной системы, соответствующих геометрическим данным, использовавшимся в расчетах. Через $\Delta(z)$ обозначено относительное отклонение:

$$\Delta(z) = [(H_z(z, 0) - H_0)/H_0] 100\%,$$

где H_0 - средний уровень поля на отрезке. Для расчета задавались следующие размеры соленоидов: $w_T = 637$, $w_c = 270$, число витков центрального соленооида $w_u = 2240$. На рис. 3, 4 изображены результаты расчетов для различных значений силы тока

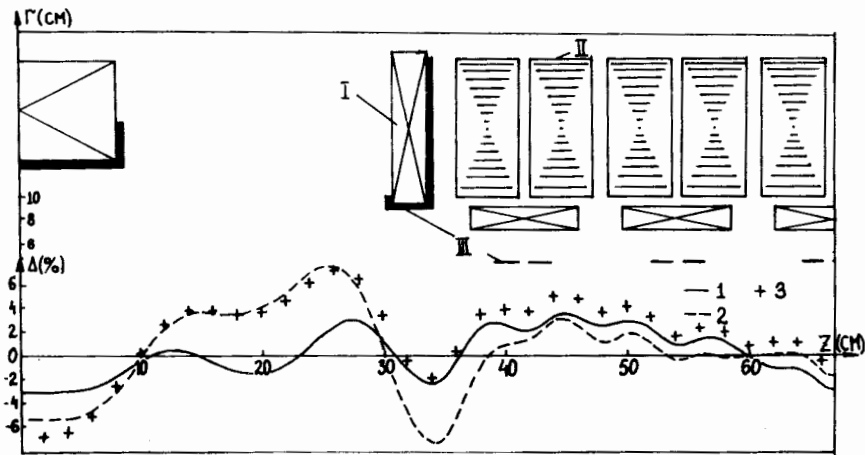


Рис. 3. Схема расчетной конфигурации в случае $L_1=53,4$ см, относительное отклонение компоненты поля H_z на оси системы от среднего уровня: 1 - $I_C=12A$, $I_T=I_{\text{ц}}=6,25A$; 2 - $I_C=6A$, $I_T=I_{\text{ц}}=3,125A$; 3 - $I_C=8A$, $I_T=I_{\text{ц}}=4,6875A$.

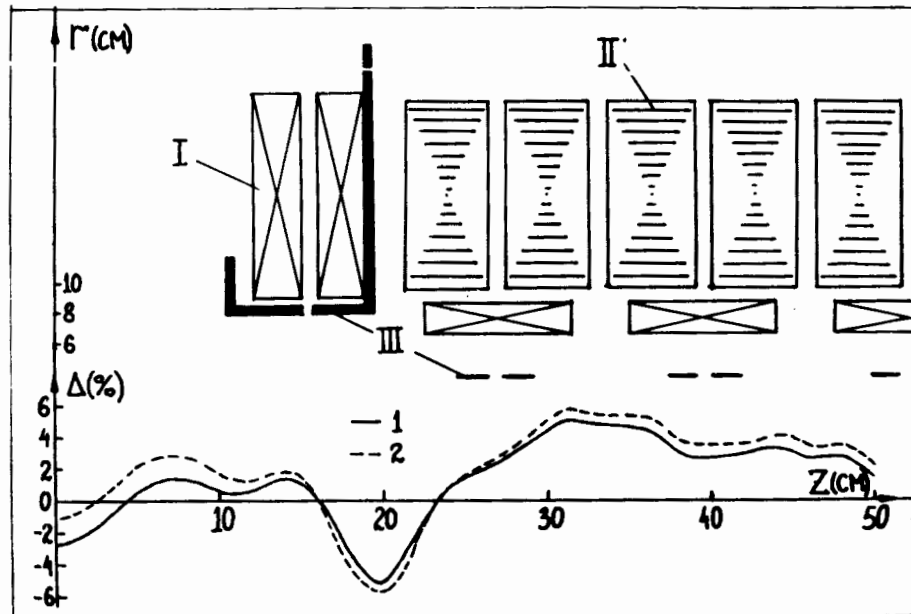


Рис. 4. Схема расчетной конфигурации в случае $L_2=24,4$ см, относительное отклонение компоненты поля H_z на оси системы от среднего уровня: 1 - $I_C=12A$, $I_T=5A$; 2 - $I_C=6A$, $I_T=2,5A$.

в соленоидах. Отметим, что вклад поля шимм в общее поле на оси ускорительного тракта в некоторых точках достигал 50%. Как показывают расчеты /см. рис. 3,4/, с помощью ферромагнитных шимм можно получить однородность поля внутри секций в пределах $\pm 1-2\%$, а в промежутках между секциями - в пределах $\pm 8\%$ при следующем диапазоне изменения силы тока в соленоидах: для первого промежутка $I_C = r \cdot 12A$, $I_T = I_{\text{ц}} = r \cdot 6,25A$; для второго промежутка $I_C = r \cdot 12A$, $I_T = r \cdot 5A$, где $r \in [0,5; 1]$. Реализация этого распределения фокусирующего магнитного поля может облегчить проводку ускоряемого пучка на инжекторном участке ЛИУ-30.

В заключение авторы выражают благодарность В.И.Луцикову и В.А.Саввину за ценные советы и поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вахрушин Ю.П., Матора И.М. - УФН, 1973, т.110, вып.1, с.117.
2. Жидков Е.П. и др. - ЖТФ, 1987, т.57, вып.3, с.483.
3. Ракитянский С.А. ОИЯИ, Р9-87-55, Дубна, 1987.
4. Тозони О.В., Маергойз И.Д. Расчет трехмерных электромагнитных полей. Киев: Техніка, 1974.
5. Стреттон Дж.А. Теория электромагнетизма. М.: Гостехиздат, 1948, с.539.
6. Дойников Н.И. Обзор ОБ-8, НИИЭФА, Л., 1976.
7. Библиотека программ на ФОРТРАНЕ. ОИЯИ. Б2-22-9877. Дубна, 1977, т.2.
8. Бреббия К., Теллес Ж., Вроубел Л. Методы граничных элементов. М.: Мир, 1987, с.524.
9. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. М.: "Наука", 1978, с.366.
10. Дойников Н.И. Обзор ОБ-42, НИИЭФА, Л., 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июля 1988 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Жидков Е.П. и др.
О формировании однородного магнитного поля на инжекторном участке ЛИУ-30

P9-88-508

Для формирования однородного магнитного поля внутри и между секциями инжекторного участка линейного индукционного ускорителя ЛИУ-30 используются соосные ферромагнитные шиммы. Их размеры и местоположение, а также параметры некоторых соленоидов, находились путем численного моделирования. При этом учитывались ограничения на конфигурацию шимм, обусловленные конструктивными особенностями существующих элементов ускорителя и возможностями удобной эксплуатации оборудования. Как показывают численные расчеты, использование шимм позволяет формировать однородное магнитное поле с отклонением от среднего значения, не превышающим 1-2% внутри секций и 8% между секциями.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Zhidkov E.P. et al.
About the Generation of Uniform Magnetic Field on Injector Part of LIU-30 Accelerator

P9-88-508

Coaxial ferromagnetic shims are used for generating a uniform magnetic field inside and between sections of injector part of the linear induction accelerator LIU-30. The shim dimensions and positions, as well as parameters of some focusing solenoids were found by numerical simulation. The shim configuration constraints conditioned by the possibilities of convenient exploitation of the existing accelerator devices were taken into account. Numerical simulations show that using of ferromagnetic shims allows to generate the uniform magnetic field with the deviation from the average value by less than 1-2% inside the sections and by 8% between the sections.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988