

01;10

Фокусировка пучка в линейном ионном ускорителе, состоящем из периодической последовательности независимо фазируемых сверхпроводящих резонаторов

© Э.С. Масунов, А.В. Самошин

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),
115409 Москва, Россия
e-mail: ESMasunov@mephi.ru, AVSamoshin@mephi.ru

(Поступило в Редакцию 7 мая 2008 г. В окончательной редакции 3 ноября 2009 г.)

Рассмотрены вопросы фокусировки низкоэнергетичного пучка тяжелых ионов в линейном ускорителе, основанном на периодической последовательности независимо фазируемых сверхпроводящих резонаторов. Проанализирована возможность фокусировки тяжелых ионов с помощью системы сверхпроводящих соленоидов. Изучены достоинства и недостатки этого способа фокусировки. Показано, что для фокусировки ионов с малым отношением заряда к массе $Z/A \approx 1/66$ в сверхпроводящем ускорителе необходимо применять соленоиды с величиной магнитного поля большей, чем $B = 15$ Т.

Введение

В последнее время во многих ускорительных центрах мира активно обсуждаются проекты создания сверхпроводящих линейных ускорителей ионов, в которых можно было бы ускорять как легкие, так и тяжелые ионы от протонов и дейтронов до ядер урана [1]. При низких значениях энергии такой универсальный ускоритель является дополнением к уже действующим установкам и может быть использован в качестве постускорителя редких радиоактивных изотопов. Среди больших проектов, которые разрабатываются в настоящее время, следует отметить сверхпроводящий линейный ускоритель радиоактивных изотопов во Франции (GANIL), в Канаде (TRIUMF) [2,3]. Создается постускоритель редких изотопов RIF (AEBF) в Аргонской национальной лаборатории (ANL) — США [1]. В Мичиганском университете с 2013 по 2017 г. планируется создание ускорителя редких изотопов (FRIB), который будет представлять собой уменьшенный аналог ускорителя RIA. Предполагается также разработать новый инжектор тяжелых ионов для Нуклотрона в Дубне (проект NICA).

Начальный участок такого ускорителя включает один или несколько источников тяжелых ионов или специальную систему формирования пучка [4]. В группирователе, в качестве которого традиционно используется структура с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ), разные ионы ускоряются и группируются за счет изменения амплитуды напряженности электрического поля и синхронной фазы частиц. При этом входную ВЧ мощность ПОКФ приходится менять в очень широком диапазоне, что представляет серьезную техническую проблему. Самым сложным представляется ускорение разного типа ионов в основной части ускорителя, где энергия превышает 100 keV/nucI.

Трудность создания универсального линейного ионного ускорителя на малые и средние энергии возникает из-за жестких требований к системам фокусировки

и ускорения нерелятивистских и слабoreлятивистских пучков в начальной части ускорителя. В настоящее время для решения данной задачи предлагается использовать один универсальный высокочастотный ускоритель, основной участок которого состоит из идентичных независимо фазируемых коротких сверхпроводящих резонаторов, обеспечивающих высокий темп набора энергии [1]. При этом эффективное ускорение частиц с разным отношением заряда к массе возможно с помощью специального выбора амплитуды и фазы ВЧ-поля в каждом резонаторе.

Очевидно, что в таком ускорителе нарушается принцип синхронизма, при котором в любой момент времени скорость синхронной частицы равна фазовой скорости ускоряющей волны. Поэтому число одинаковых резонаторов должно быть всегда ограничено, а число групп, объединяющих резонаторы с идентичной геометрией, должно быть минимально. Более того, для каждого типа ионов должны быть выбраны свои оптимальные рабочие параметры системы, которые обычно находятся методами численного моделирования.

Другая важная проблема связана с изучением вопроса фокусировки пучка в системе независимо фазируемых сверхпроводящих резонаторов. Во всех проектах по созданию сверхпроводящих ускорителей предполагается, что фокусировку пучка можно реализовать, разместив фокусирующие линзы (соленоиды или квадруполи) в свободные промежутки между резонаторами. Детальное сравнение квадруполей и соленоидов показывает, что при малой скорости ионов соленоиды более предпочтительны. Это связано с необходимостью иметь малый размер огибающей пучка, которая при небольшой скорости пучка $\beta = v/c \sim 0.01-0.06$ не должна превышать 3–4 мм. При использовании квадруполей, когда величина огибающей увеличивается, возникает сильная связь между продольным и поперечным движением, что резко ухудшает качество пучка на выходе из ускорителя [5].

Известно, что на ускорителе ATLAS (ANL), где ускоряются ионы с $Z/A \sim 0.1$, используют соленоиды, в которых величина магнитного поля достигает значения $B = 9 \text{ Т}$ [6]. При ускорении ионов с меньшей величиной Z/A требуется большее значение магнитного поля. Но разработка новых соленоидов с $B > 9 \text{ Т}$ является сложной инженерной задачей, поэтому для фокусировки пучков редких изотопов требуются новые технические решения.

В настоящей работе анализируется возможность фокусировки тяжелых ионов с величиной отношения заряда к массе $Z/A = 1/66$ на примере проекта RIA [1]. В начальной части ускорителя приведенная скорость β меняется от 0.01 до 0.06. Начальный поперечный эмиттанс пучка выбираем равным $V_r = 0.1\pi \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, начальный продольный эмиттанс пучка: $V_z = 0.3\pi \text{ кеВ/нукл} \cdot \text{нс}$, а величина напряжения на один резонатор порядка 1 МВ .

Анализ устойчивости пучка с помощью матриц преобразования

Рассмотрим ускоряющую и фокусирующую систему, состоящую из периодической последовательности многозачарных резонаторов и магнитных соленоидов (рис. 1). В предположении, что в инжектируемом пучке отсутствует азимутальная компонента скорости, уравнение движения для продольной z и поперечной координаты r можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(Am\gamma \frac{dz}{dt} \right) &= eZE_z(\mathbf{r}, t) - \frac{e^2 Z^2}{2Am\gamma} \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{A}_\varphi^2, \\ \frac{d}{dt} \left(Am\gamma \frac{dr}{dt} \right) &= eZE_r(\mathbf{r}, t)(1 - \beta\beta_G) - \frac{e^2 Z^2}{2Am\gamma} \frac{\partial}{\partial r} \mathbf{A}_\varphi^2. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь m — масса протона, A — число нуклонов в ядре, Z — зарядность иона.

В каждом резонаторе ускоряющее ВЧ-поле можно представить как сумму пространственных гармоник:

$$\left. \begin{aligned} E_z &= E_0 \sum I_0(h_n r) \cos(h_n(z - z_i)) \cos(\omega t), \\ E_r &= E_0 \sum I_1(h_n r) \sin(h_n(z - z_i)) \cos(\omega t), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где E_0 — амплитуда ВЧ-поля на оси резонатора; z_i — координата центра i -го резонатора; L_r — длина резонатора ($-L_r/2 < z - z_i < L_r/2$); I_0, I_1 — функции Бесселя; $h_n = \pi/D + 2\pi n/D$ — продольное волновое число для n -й гармоники поля, $n = 0, 1, 2, \dots$. Предполагается, что в резонаторе ускоряющее поле возбуждается на π -виде колебаний, так что период резонатора D связан с фазовой скоростью нулевой гармоники поля β_G , согласно условию $D = \beta_G \lambda / 2$. В уравнении (1) через \mathbf{A}_φ обозначена азимутальная компонента вектор-потенциала магнитного поля соленоида. Соответствующие компоненты B_z и B_r магнитного поля соленоида могут быть найдены из условия:

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA_\varphi) \quad \text{и} \quad B_r = -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}.$$

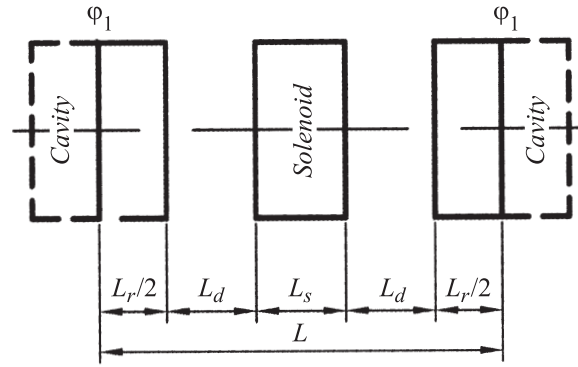


Рис. 1. Схема периода структуры.

Анализ продольной и поперечной динамики модулированного пучка в случае магнитной периодической фокусировки (МПФ) удобно проводить, используя матричный метод [7]. При исследовании динамики модулированного пучка, состоящего из коротких, хорошо сгруппированных сгустков, преимущество данного метода расчета очевидно, так как продольные и поперечные силы, действующие на ионы сгустка, можно с хорошей точностью считать линейными относительно равновесной частицы.

Представим амплитуду электрического поля в резонаторах и магнитного поля в соленоидах как кусочно-постоянные функции. Будем предполагать, что скорости частиц пучка β всегда близки к фазовой скорости основной гармоники ВЧ-поля в резонаторе и при малом числе зазоров величина β в резонаторе меняется незначительно. Тогда, согласно (1), прирост энергии квазиравновесной частицы в резонаторе равен $\dot{U} T \cos \varphi_c$, где $\dot{U} = eZE_0 L_{\text{res}} / Amc^2$ — безразмерная амплитуда напряжения в резонаторе, $T = \sin \theta / \theta$ — пролетный фактор, определяющий скольжение произвольной частицы относительно равновесной, $\theta = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\beta_G - \beta}{\beta_G} L_{\text{res}}$, L_{res} — длина резонатора, φ_c — фаза квазиравновесной частицы в ВЧ-поле резонатора.

Будем считать, что изменение скорости и энергии квазиравновесной частицы пучка на всей длине ускорителя найдено. Интересно рассмотреть, как изменяются энергия и фаза других частиц в сгустке относительно энергии и фазы квазиравновесной частицы. Обозначим через $\Delta\gamma = \gamma_c - \gamma$ отклонение энергии произвольной частицы от энергии квазиравновесной частицы, а через $\xi = \omega(t - t_c)$ — отклонение фазы произвольной частицы от фазы квазиравновесной частицы. Значения ξ и $\Delta\gamma$ на выходе из резонатора можно найти, если известны ξ и $\Delta\gamma$ на входе согласно уравнениям:

$$\begin{pmatrix} \xi \\ \Delta\gamma \end{pmatrix}_{\text{out}} = M_{\text{res}}^z \begin{pmatrix} \xi \\ \Delta\gamma \end{pmatrix}_{\text{in}}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} M_{\text{res}}^z &= \begin{pmatrix} C_{1,z} & \frac{L_{\text{res}}}{L_v} S_{1,z} \\ T\dot{U} S_{1,z} \sin \varphi_c & C_{1,z} \end{pmatrix}, \\ C_{1,z} &= \cos \chi_z, \quad S_{1,z} = \sin \chi_z / \chi_z. \end{aligned} \quad (4)$$

Через

$$\chi_c = \sqrt{-4\alpha \frac{L_{\text{res}}}{L} \sin \varphi_c}$$

обозначен набег фазы продольных колебаний частиц на длине одного резонатора, $\alpha = \frac{L\ddot{U}}{4L_V}$ — основной параметр, описывающий величину дефокусировки. Здесь $L_V = \frac{\lambda \beta_c^3 \gamma_c^3}{2\pi}$ — величина, зависящая от скорости квазисинхронной частицы пучка и длины волны ускоряющего поля.

Аналогичным образом можно найти радиус r и угловую расходимость неравновесной частицы сгустка при пролете частиц через резонатор и соленоид. В случае резонатора из второго уравнения в (1) имеем:

$$\begin{pmatrix} r \\ \frac{dr}{dz} \end{pmatrix}_{\text{out}} = M_{\text{res}}^r \begin{pmatrix} r \\ \frac{dr}{dz} \end{pmatrix}_{\text{in}}, \quad (5)$$

где

$$M_{\text{res}}^r = \begin{pmatrix} C_{1,r} & L_{\text{res}} S_{1,r} \\ -\frac{\ddot{U}}{2L_V} S_{1,r} \sin \varphi_c & C_{1,r} \end{pmatrix},$$

$$C_{1,r} = \cos \chi_r, \quad S_{1,r} = \frac{\sin \chi_r}{\chi_r}. \quad (6)$$

Через

$$\chi_r = \sqrt{2\alpha \frac{L_{\text{res}}}{L} \sin \varphi_c}$$

обозначен набег фазы поперечных колебаний частиц на длине одного резонатора. Отметим, что матрица M_{res}^r будет фокусирующей, если $\varphi_c > 0$ и дефокусирующей, когда $\varphi_c < 0$.

Чтобы найти матрицу при пролете пучка через соленоид длиной L_{sol} в нашем приближении достаточно положить $A_\varphi = rB/2$, тогда получим:

$$\begin{pmatrix} r \\ \frac{dr}{dz} \end{pmatrix}_{\text{out}} = M_{\text{sol}}^r \begin{pmatrix} r \\ \frac{dr}{dz} \end{pmatrix}_{\text{in}}. \quad (7)$$

Здесь

$$M_{\text{sol}}^r = \begin{pmatrix} C_\theta & L_{\text{sol}} S_\theta \\ -\frac{1}{F} & C_\theta \end{pmatrix}$$

— матрица соленоида, $C_\theta = \cos \theta$, $S_\theta = \frac{\sin \theta}{\theta}$, $\frac{1}{F} = \frac{\theta \sin \theta}{L_{\text{sol}}}$ — обратная величина фокусного расстояния. Величина $\theta = \frac{L_{\text{sol}}}{2\rho}$ определяется через длину соленоида L_{sol} и ларморовский радиус $\rho = Amc\gamma\beta/eZB$.

Зная матрицы для отдельных участков, можно определить элементы матрицы периода для продольного и поперечного движений M_L^z и M_L^r и величину сдвига фазы продольных μ_z и поперечных μ_r колебаний на один период структуры (параметр Флоке), а также общие условия продольной и поперечной устойчивости пучка:

$$\cos \mu_z = \frac{1}{2} SpM_L^z, \quad |\cos \mu_z| \leq 1, \quad (8)$$

$$\cos \mu_r = \frac{1}{2} SpM_L^r, \quad |\cos \mu_r| \leq 1. \quad (9)$$

Окончательный выбор параметра Флоке μ_r может быть сделан, если задана максимальная величина огибающей пучка X_m и приведенный эмиттанс $\varepsilon_r = \beta\gamma V_r/\pi$ пучка:

$$\mu_r = \arcsin \left(\frac{M_{12}\varepsilon_r}{\beta\gamma X_m^2} \right), \quad (10)$$

где M_{12} — недиагональный элемент матрицы периода M_L^r в тех точках траектории, где огибающая максимальна.

Анализ условий фокусировки пучка в ускорителе с помощью сверхпроводящих соленоидов

Зная матрицу периода для продольного и поперечного движений, из неравенств (8) и (9) несложно найти общую область устойчивости продольных и поперечных колебаний частиц и исследовать ее.

На рис. 2 приведена диаграмма устойчивости на плоскости переменных $\alpha \sin \varphi$ и (L/F) (сплошные линии). Для сравнения на этом же рисунке изображена область устойчивости в приближении, что длина резонатора и соленоида много меньше длины периода ускорителя (пунктир), и в приближении тонких линз, когда можно пренебречь фазовым и поперечным движением частиц внутри резонатора и соленоида (штриховые линии). Как видно из рисунка, при выборе амплитуды ускоряющего и фокусирующего полей надо помнить, что всегда существуют ограничения на величину α и L/F .

Найдем величину фокусирующего магнитного поля соленоида для $Z/A = 1/66$. На рис. 3 приведена зависимость величины магнитного поля соленоида от скорости пучка при отсутствии (а) и наличии (б) дефокусирующего ВЧ-поля резонаторов для разных значений параметра μ_r . Видно, что во втором случае величина

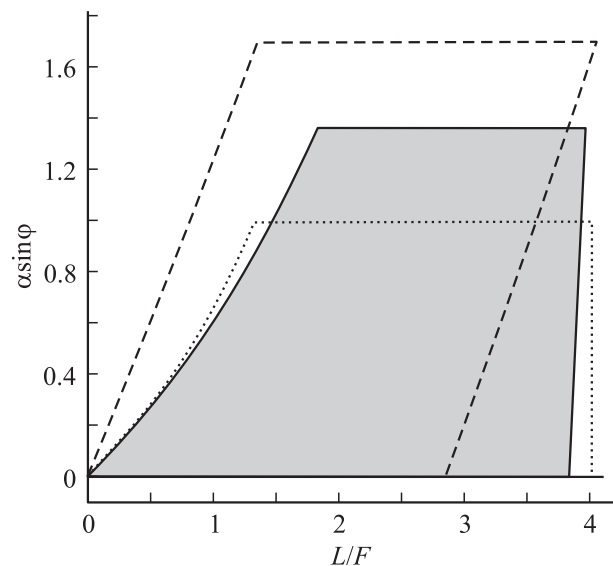


Рис. 2. Общая область устойчивости движения пучка для $\beta = 0.02$.

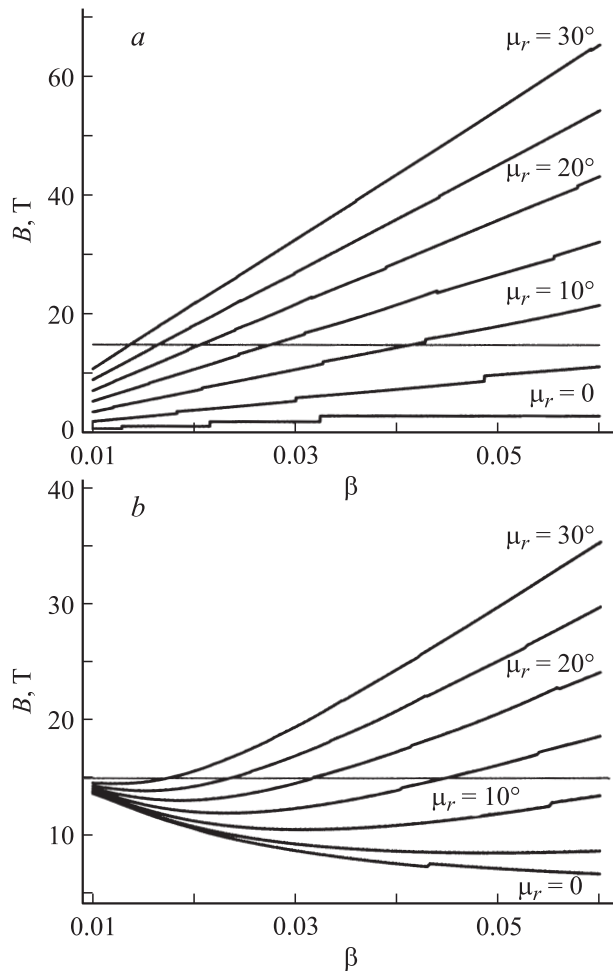


Рис. 3. Зависимость величины фокусирующего магнитного поля от скорости ионов β для разных значений параметра Флоке μ_r .

магнитного поля всегда изменяется немонотонно при небольшой скорости частиц. При больших β величина магнитного поля B превышает 15 Т, если $\mu_r > 10\text{--}15^\circ$.

Окончательный выбор конкретных значений магнитного поля B и параметра Флоке μ_r может быть сделан, если задан максимальный размер огибающей пучка. Можно показать, что значение огибающей будет минимальным в середине резонатора, а максимальным — в середине соленоида. Поэтому дальнейший анализ устойчивости движения пучка будем проводить для случая, когда начало периода совпадает с центром соленоида.

На рис. 4 показана зависимость параметра Флоке μ_r от β для трех значений магнитного поля 9, 12 и 15 Т при $\varphi_0 = -20^\circ$ (сплошные линии). Здесь же приведены величины μ_r , соответствующие условию, что величина огибающей не превышает 3 мм (пунктир). Видно, что при магнитном поле $B = 15$ Т можно реализовать условия фокусировки практически для всего рассматриваемого диапазона скоростей при условии, что огибающая пучка не превышает 3 мм (кроме небольшого участка $0.01 < \beta < 0.018$).

Если считать, что максимальный размер огибающей пучка X_m задан на всем участке ускорения, несложно

найти зависимость минимальной величины магнитного поля B от скорости ионов β для фокусировки пучка в системе из периодической последовательности соленоидов и резонаторов.

На рис. 5 приведен график $B_{\min}(\beta)$ для двух значений огибающей пучка $X_m = 3$ мм и $X_m = 4$ мм. В случае, когда максимальная величина огибающей равна $X_m = 3$ мм, B_{\min} всегда больше 10 Т и с увеличением скорости уменьшается от 19.5 Т при $\beta = 0.01$ до 11 Т при $\beta = 0.06$. Если $X_m = 4$ мм, то $B \leq 9$ Т только при скорости $\beta > 0.05$. При меньших скоростях минимальная величина $B_{\min} > 9$ Т.

Таким образом, исследование условий фокусировки пучка с помощью магнитных соленоидов в сверхпроводящих ускорителях показывает, что при малой скорости ионов фокусировка пучка может быть реализована только с помощью сверхпроводящих соленоидов, у которых величина магнитного поля намного больше 9 Т. Как было сказано выше, в настоящее время в ускорителях уже

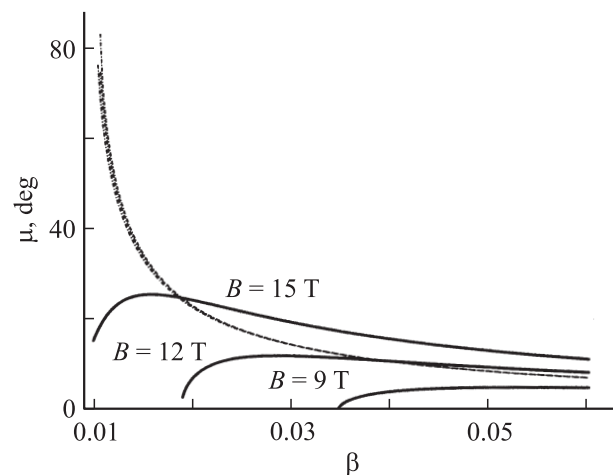


Рис. 4. Выбор магнитного поля для реализации фокусировки пучка.

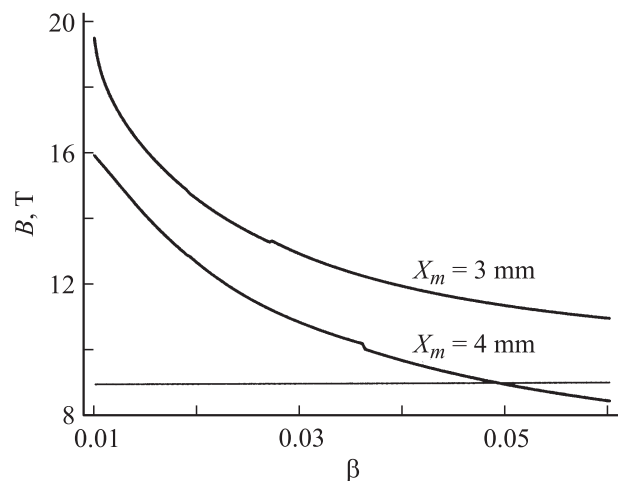


Рис. 5. Распределение фокусирующего магнитного поля в зависимости от скорости пучка при постоянной величине огибающей.

успешно используются соленоиды с магнитным полем $B \approx 9 \text{ Т}$ [6]. Поэтому целесообразно найти возможность фокусировки тяжелых ионов с $Z/A \geq 1/66$, когда можно использовать эти же соленоиды в сверхпроводящем ускорителе RIA.

Комбинированная фокусировка с одним соленоидом на периоде структуры

Значение магнитного поля можно уменьшить, если использовать дополнительную ВЧ-фокусировку. Самый простой способ ВЧ-фокусировки — это так называемая фазопеременная фокусировка. Как видно из формулы (6), при отрицательном значении фазы влета частицы в резонаторе ВЧ-поле фокусирует частицы в продольном направлении и дефокусирует в поперечном, а при положительном значении фазы, наоборот, пучок дефокусируется в продольном и фокусируется в поперечном направлении. Общее действие фокусирующей и дефокусирующей линз в сумме может давать фокусирующий эффект. Из-за того что знак фазы ускоряющего поля должен меняться от одного резонатора к другому, данный тип фокусировки получил название фазопеременной фокусировки (ФПФ) [8].

Проанализируем влияние комбинированной фокусировки на изменение границы области устойчивости пучка. Пусть период структуры состоит из соленоида длиной L_{sol} , двух резонаторов с длинами L_{res} и фазами влета квазиравновесной частицы φ_1 и φ_2 . Будем исходить из предположения, что $\varphi_1 < 0$ и $\varphi_2 > 0$. Расстояние между резонатором и соленоидом равно L_d , а между резонаторами L_1 . Период такой структуры, изображенный на рис. 6, равен $L = 2L_{res} + 2L_d + L_{sol} + L_1$. Наличие соленоида не влияет на продольную динамику пучка, в то время как поперечное движение претерпевает существенное изменение.

На рис. 7 приведена граница области устойчивости на плоскости (φ_1, φ_2) для скорости пучка $\beta = 0.03$ при разных значениях магнитного поля. Граница области устойчивости находится выше линий $\mu_r = 0$ и ниже $\mu_z = 0$. Как видно из этого рисунка, при $B = 0$ совместная область устойчивости отсутствует. С ростом магнитного поля появляется возможность ускорять и

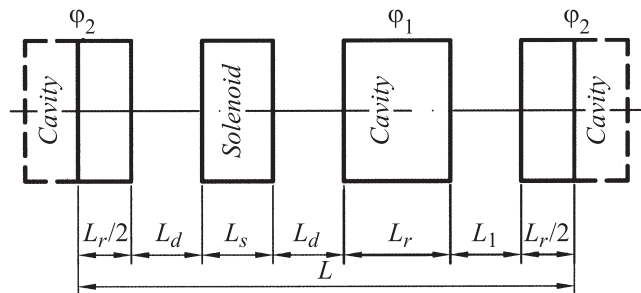


Рис. 6. Период ускоряющей структуры.

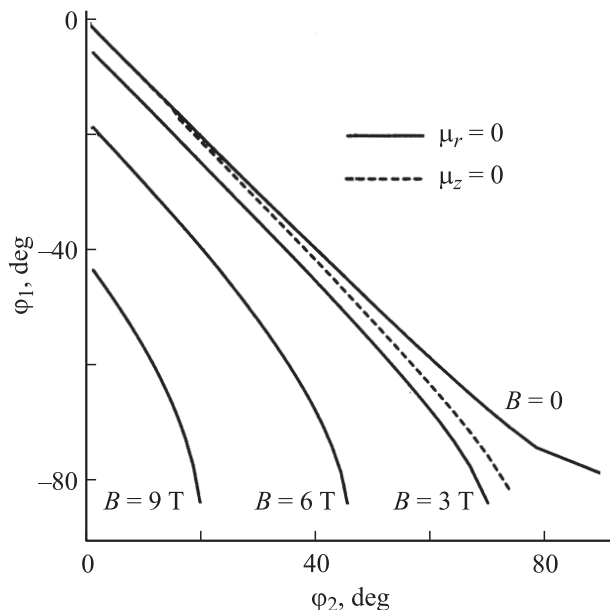


Рис. 7. Зависимость ширины области устойчивости движения ионов от величины магнитного поля соленоида.

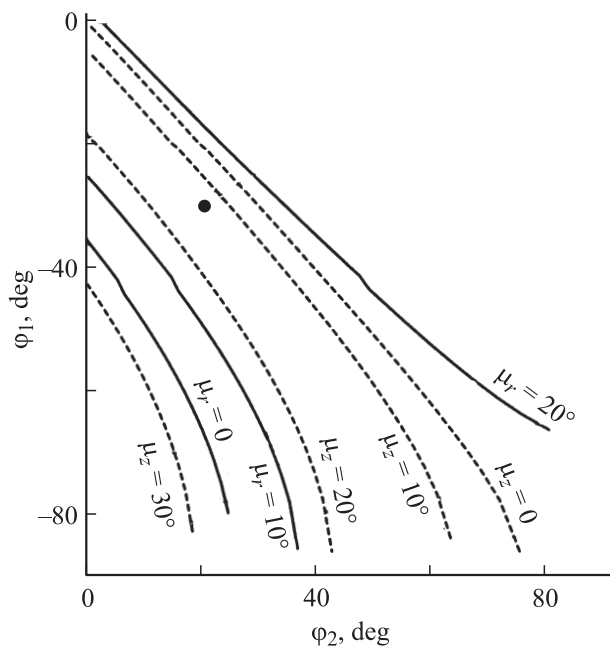


Рис. 8. Диаграмма устойчивости в переменных φ_1 и φ_2 для разных значений параметров Флоке.

фокусировать пучок, причем с увеличением магнитного поля B граница области устойчивости расширяется.

На рис. 8 приведены зависимости $\varphi_1(\varphi_2)$ для постоянных μ_z и μ_r при $\beta = 0.03$ для магнитного поля $B = 9 \text{ Т}$. Как видно из рисунков, чтобы получить достаточно хорошую фокусировку пучка, фаза равновесной частицы должна отличаться не только по знаку, но и по абсолютной величине. Из рисунка видно, что параметры Флоке μ_z и μ_r можно выбрать вдали от границ области устойчивости, если выбрать $\varphi_1 = -30^\circ$, а $\varphi_2 = 20^\circ$ (на

рисунке это условие обозначено точкой). Это позволяет существенно улучшить продольную фокусировку.

Этот же результат можно проиллюстрировать с помощью рис. 9, где приведены зависимости μ_z и μ_r при разных скоростях для двух случаев: a — $\varphi_1 = -\varphi_2 = 20^\circ$ и b — $\varphi_1 = 20^\circ$, а $\varphi_2 = -30^\circ$. Видно, что в случае рис. 9, a величина μ_z быстро убывает и уже при $\beta > 0.03$ мы находимся вблизи границы области продольной устойчивости. В случае рис. 9, b величина μ_z убывает, но всегда превышает μ_r . При этом всегда находимся вдали от границ области устойчивости продольного и поперечного движения.

Как это было сделано в случае магнитной фокусировки, интересно рассмотреть совместное решение системы уравнений (9) и (10) для комбинированной фокусировки. Это позволяет определить минимальную величину маг-

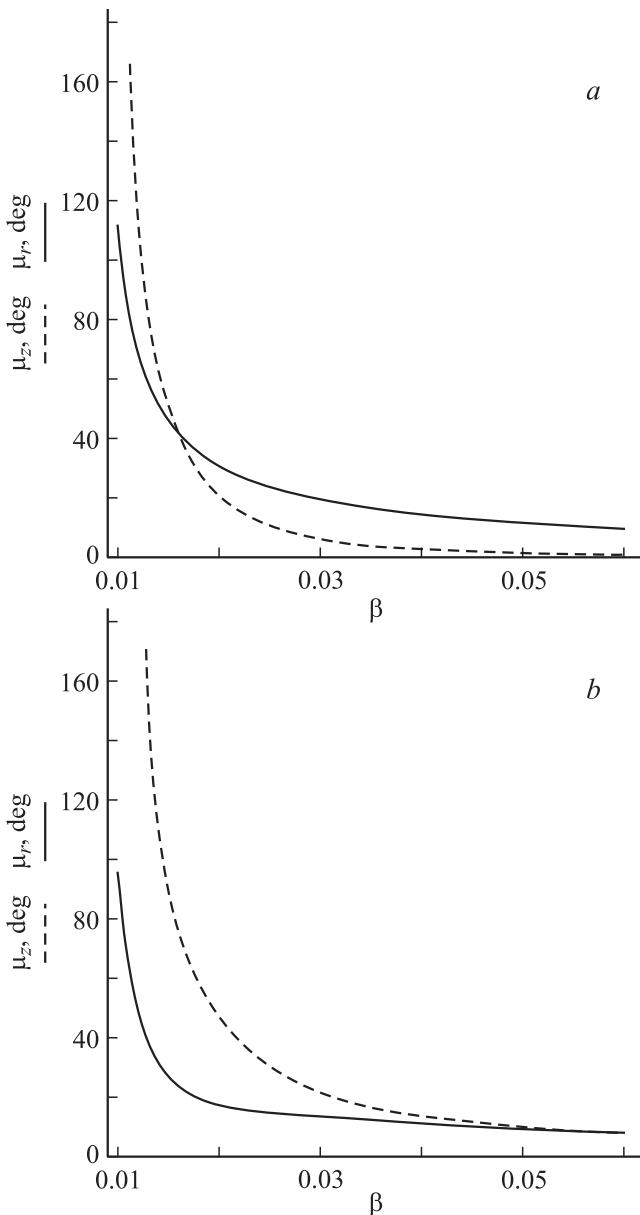


Рис. 9. Зависимость μ_z и μ_r от скорости ионов.

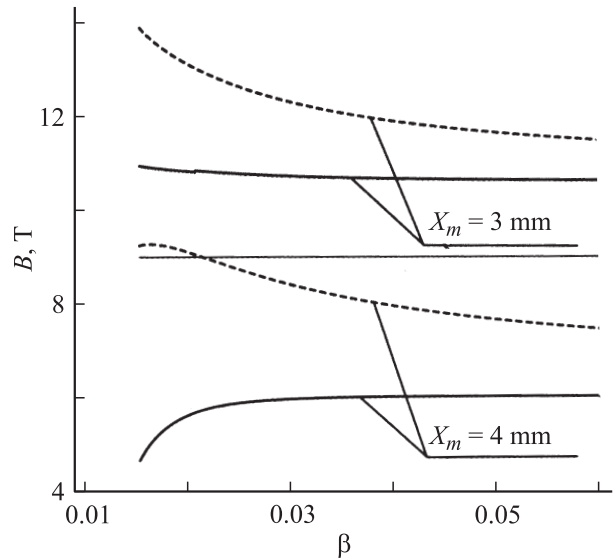


Рис. 10. Минимальная величина магнитного поля соленоидов: при $-\varphi_1 = \varphi_2 = 20^\circ$ (сплошные кривые) и при $\varphi_1 = -30^\circ$, $\varphi_2 = 20^\circ$ (пунктир).

нитного поля соленоидов, при котором огибающая пучка не превышает заданного значения X_m . Результат решения этой системы уравнений для $X_m = 3$ мм и $X_m = 4$ мм показаны на рис. 10. Как видно из этого рисунка, для комбинированной фокусировки пучка с максимальной огибающей $X_m = 4$ мм при $\varphi_1 = -\varphi_2$ достаточно использовать соленоиды с магнитным полем 6 Т. Правда, в этом случае величина μ_z будет мала, так как фазы квазиравновесной частицы здесь выбраны из условия $-\varphi_1 = \varphi_2 = 20^\circ$. Ранее было получено, что для улучшения продольной фокусировки удобно менять фазы от резонатора к резонатору несимметричным образом. На этом же рисунке пунктиром показана зависимость B_{\min} от β при $\varphi_1 = -30^\circ$ и $\varphi_2 = 20^\circ$. В этом случае при $X_m = 4$ мм магнитное поле не превышает 10 Т, и параметр Флоке для продольного движения μ_z удастся увеличить до приемлемых значений (см. рис. 9, a).

Дальнейшие расчеты показали, что вариант комбинированной фокусировки с двумя соленоидами на периоде структуры позволяет еще больше уменьшить значение магнитного поля при величине огибающей пучка $X_m \sim 3$ мм, но при этом значительно возрастет число соленоидов и стоимость ускорителя.

Сравнение двух методов фокусировки пучка

Из результатов, полученных выше, видно: для того чтобы максимальная величина огибающей пучка оставалась постоянной и не превышала 4 мм в ускорителе с МПФ с простым периодом фокусировки, состоящим из соленоида и резонатора, необходимо иметь соленоиды с магнитным полем до 15 Т. Снизить величину магнитного поля можно, если использовать комбинированную фокусировку с более сложным периодом, в котором на один

Параметры	Стандартная фокусировка		Комбинированная фокусировка	
Средняя фаза	$\varphi_c = -20^\circ$		$\varphi_1 = -33^\circ$	$\varphi_2 = 20^\circ$
Число резонаторов, N	67		74	
Число соленоидов, N	67		37	
Общая длина, m	54		46	
Средний темп ускорения, MeV/m	1.1		1.3	
Величина магнитного поля соленоида, T	$X_m = 3 \text{ mm}$	$X_m = 4 \text{ mm}$	$x_m = 3 \text{ mm}$	$X_m = 4 \text{ mm}$
	от 19.5 до 11.5	от 16 до 8.5	от 14.5 до 12	от 10 до 8

соленоид приходится два резонатора. В случае, когда фазы квазиравновесной частицы выбраны одинаковыми по модулю и равными $\varphi_1 = -\varphi_2 = -20^\circ$, существенно ухудшается продольная устойчивость пучка. Улучшить продольную фокусировку пучка можно, если выбирать фазы квазиравновесной частицы разными не только по знаку, но и по абсолютной величине. В этом случае существенно улучшается продольная устойчивость пучка.

Для определенности будем выбирать равновесные фазы частицы так, чтобы частоты продольных и поперечных колебаний были близки к тем значениям, которые получаются в случае МПФ. Несложно показать, что для выбранных значений огибающей пучка оптимальным является вариант, когда $\varphi_1 = -33^\circ$ и $\varphi_2 = 20^\circ$. Соответствующее распределение магнитного поля в ускорителе показано на рисунке 11.

Все сказанное удобно проиллюстрировать с помощью таблицы, где приведен сравнительный расчет основных параметров постускорителя с начальной энергией $W_{in} = 75 \text{ keV/nucl}$ и конечной энергией $W_{out} = 0.9 \text{ MeV/nucl}$ при стандартной МПФ и комбинированной фокусировке.

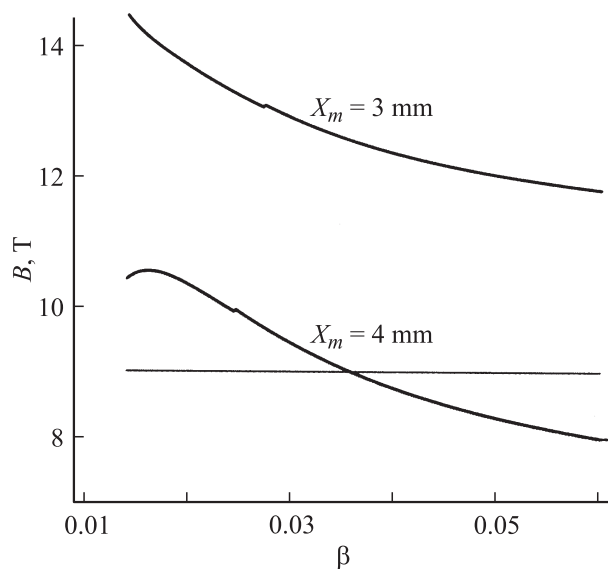


Рис. 11. Распределение магнитного поля для заданных огибающих пучка в ускоряющей системе с периодом, состоящим из соленоида и двух резонаторов.

Как видно из таблицы, при комбинированной фокусировке число резонаторов увеличивается незначительно, однако при этом удается почти в два раза уменьшить число сверхпроводящих соленоидов и сократить общую длину постускорителя. Магнитное поле соленоидов в предложенном варианте фокусировки также удается снизить до 10 Т при величине огибающей пучка 4 мм и до 14.5 Т — при 3 мм.

Заключение

Для анализа динамики пучка тяжелых ионов в сверхпроводящем линейном ускорителе на малые энергии предложено использовать матричный метод расчета. Показано, что для уменьшения магнитного поля до 9–10 Т можно дополнительно использовать фазопеременную фокусировку. Сформулированы условия, позволяющие выбрать фазы φ_1 и φ_2 для квазиравновесной частицы в резонаторах, чтобы обеспечить одновременно как продольную, так и поперечную устойчивость пучка. Полученные результаты были использованы при проведении численного моделирования, которые хорошо согласуются с проведенным выше аналитическим исследованием [9].

Авторы выражают благодарность П.Н. Остроумову за плодотворные дискуссии и обсуждения результатов работы.

Список литературы

- [1] *Ostroumov P.N. et al.* // PAC 2001. Chicago, IL. Jule 18–21. 2001. P. 4080.
- [2] *Junquera T.* // Proc. EPAC. Edinburgh, Scotland. 2006. P. 1559–1561.
- [3] *Schmor P.W.* // APAC. Indore, India. 2007. P. 325–329.
- [4] *Lindroos M.* // Proc. EPAC. Lucerne, Switzerland. 2004. P. 45–49.
- [5] *Kim J.M., Shepard K.W.* // PAC 1995. Dallas, Texas. 1995. P. 3400–3402.
- [6] *Nolen J.A.* // PAC 1995. Dallas, Texas. 1995. P. 354–356.
- [7] *Капчинский И.М.* Теория линейных резонансных ускорителей. М.: Энергоиздат, 1982.
- [8] *Файнберг Я.Б.* // ЖТФ. 1959. Т. 29. Вып. 5. С. 568–579.
- [9] *Masunov E.S. et al.* // Proceed. of LINAC 2004. Lübeck, Germany. 2004. P. 354–356.