

После подстановки значений эффективных пороговых сечений, определенных по исходному спектру нейтронов на первой стенке ИТЭРа, имеем

$$\int_{0,4 \text{ МэВ}}^{1,4 \text{ МэВ}} \Phi(E) dE = (I_{Np} - 1,81 I_U) / 0,97.$$

Для сигналов камер $I_U = 8,42 \cdot 10^{10}$ и $I_{Np} = 7,14 \cdot 10^{11}$ б/(с·см²) получаем значение потока в диапазоне 0,4—1,4 МэВ, равное $5,78 \cdot 10^{11}$ с⁻¹·см⁻², совпадающее с исходным.

Итак, располагая сигналом одной камеры деления с ²³⁸U и оцененными эффективными пороговыми сечениями ²³⁸U по априорному спектру термоядерных нейтронов, можно определить интегральные потоки нейтронов в двух энергетических группах 1,4—6,5 и 6,5—14,2 МэВ. Оценка эффективных пороговых сечений должна проводиться по результатам нейтронно-физических расчетов спектра термоядерного реактора ИТЭР или из прямых измерений в модельных нейтронных полях. При этом наряду с общепринятым для ²³⁸U эффективным пороговым сечением деления в диапазоне 1,4—14,2 МэВ предложены два значения $\sigma_{\text{эф1}}$ и $\sigma_{\text{эф2}}$, которые позволяют определить интегральные потоки в энергетических группах 1,4—6,5 и 6,5—14,2 МэВ этого диапазона.

Совместное применение камер деления с ²³⁷Np и ²³⁸U позволяет расширить энергетический диапазон и определить интегральный поток быстрых нейтронов в трех энергетических группах: 0,4—1,4, 1,4—6,5 и 6,5—14,2 МэВ.

Представление сигнала камеры деления в форме (3) при регистрации термоядерных нейтронов ИТЭРа обусловлено резким возрастанием сечения деления ²³⁸U и ²³⁷Np, а также характерным минимумом в спектре нейтронов (первичных термоядерных и рассеянных) в области энергии $E \geq 6,5$ МэВ.

Таким образом, показано, что сигналы пороговых камер деления позволяют получить информацию об интегральных потоках нейтронов в упомянутых энергетических группах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дмитриев А.Б., Малышев Е.К. Нейтронные ионизационные камеры для реакторной техники. М.: Атомиздат, 1975. 96 с.
2. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968. 456 с.
3. Климентов В.Б., Кончинский Г.А., Фрунзе В.В. Активационные измерения потоков и спектров нейтронов в ядерных реакторах. М.: Изд-во стандартов, 1974. с. 178—179.
4. Конаков С.А., Чувилин Д.Ю., Бондарс Х.Я., Нисдритис А.М. Влияние априорной информации на точность постановки «термоядерных» спектров нейтронов. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 1, с. 66—69.
5. Голубев В.И., Николаев М.Н., Орлов М.Ю. Групповые сечения ядерных реакций. Бюллетень ядерного центра по ядерным данным. Вып. 1. М.: Атомиздат, 1964, с. 372—375.
6. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964, с. 108.

Поступила в Редакцию 20.03.01

УДК 621.384.665

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ПУЧКА НА АКСЕПТАНС НАКОПИТЕЛЬНОГО КОЛЬЦА

Большаков А.Е., Зенкевич П.Р. (ГНЦ РФ — ИТЭФ)

В последнее время во многих институтах исследуется возможность создания мощных ионных пучков с помощью накопительных колец [1—3]. Решение этой задачи

позволит выполнить эксперименты по физике мощных пучков и физике плазмы, необходимые для проектирования установки по выработке электрической энергии с помощью тяжелоионного инерционного термоядерного синтеза.

Интенсивность накопленного пучка ограничивается, в первую очередь, эффектом пространственного заряда, т.е. влиянием кулоновского поля пучка на траекторию частиц. Обычно предполагается, что линейные компоненты силы пространственного заряда, пропорциональные току пучка, приводят к сдвигу некогерентных бетатронных частот $\Delta Q_{x,y}$, ограниченному некоторым максимальным значением, например, $\Delta Q_{x,y} \leq 0,15$. Этот подход, однако, имеет оценочный характер, более содержательный ответ можно получить численным моделированием динамики частиц. Точный расчет динамики с учетом кулоновских сил может быть выполнен с помощью метода макро-частиц, в котором на каждом шаге интегрирования самосогласованное электрическое поле находится путем численного решения уравнения Пуассона [4–6]. Однако траектории адронов должны рассчитываться и на длительном отрезке времени, в типичных случаях 10^4 – 10^5 оборотов. Такое моделирование требует применения суперкомпьютеров и значительных затрат машинного времени. Разработанная программа позволяет выполнять расчеты на персональном компьютере за время 1–100 мин для Пентиум III 600 МГц.

В настоящей работе использована полуаналитическая модель, впервые предложенная в работе [7]. В ней линейные характеристики траекторий (параметры Твисса и дисперсионная функция) рассчитаны с учетом линейных компонентов сил пространственного заряда. Предполагается, что распределение частиц по инвариантам поперечных колебаний стационарно, тогда нелинейные компоненты собственного поля пучка являются периодической функцией продольной координаты с периодом, равным периоду структуры. Аналитические исследования, однако, позволяют провести лишь качественные оценки эффекта.

На основе этой модели составлена вычислительная программа расчета поперечного движения частиц с учетом собственного поля пучка. В статье описан алгоритм и структура программы (некоторые предварительные результаты даны в работе [8]), а также ее применение для исследования эффекта пространственного заряда в двух кольцах: накопительном кольце ИТЭФа [1] и ACR, которое в настоящее время проектируется в Институте физических и химических исследований (RIKEN, Япония) [2].

Алгоритм и структура программы. Программа включает следующие подпрограммы: 1) инициализация; 2) расчет параметров Твисса и дисперсионной функции с учетом пространственного заряда; 3) расчет пространственной плотности и потенциала пучка; 4) расчет траекторий частиц и аксептанса кольца.

Инициализация состоит в формировании набора макрочастиц в пространстве инвариантов (интегралов движения I_k), которые определяются как

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix} = \begin{cases} H_{\text{ion}}; \\ \gamma_x x_f^2 + 2\alpha_x x_f x'_f + \beta_x x_f'^2; \\ \gamma_y y^2 + 2\alpha_y y y' + \beta_y y'^2. \end{cases}$$

Здесь x, y — поперечные координаты; $\alpha_{x,y}$, $\beta_{x,y}$, $\gamma_{x,y}$ — параметры Твисса; $x_f = x - \Psi_x(\Delta p/p)$; $x'_f = x' - \Psi'_x(\Delta p/p)$; $\Delta p/p$ — отклонение импульса от равновесного значения; Ψ_x , Ψ'_x — дисперсионная функция и ее производная по продольной координате; $I_{1,2,3}$ — инварианты Куранта—Снайдера. Для несгруппированного пучка продольный инвариант $H_{\text{ion}} = (1/\gamma^2)(\Delta p/p)^2$.

Предполагается, что все частицы равномерно распределены по бетатронным фазам.

Массив параметров макрочастиц формируется по заданному распределению в пространстве инвариантов, которое имеет следующую форму: $F_0(I_k) = \Phi(I_1)\Phi_2(I_2)\Phi_3(I_2)$, где $\Phi(I_1)$, $\Phi_2(I_2)$, $\Phi_3(I_3)$ — заданные функции.

Параметры Твисса и дисперсионная функция рассчитываются с учетом пространственного заряда путем численного решения системы связанных дифференциальных уравнений, которая в безразмерной форме имеет следующий вид (справедливость этой системы без учета дисперсионной функции была впервые показана в работе [9]; обобщение на случай разброса по импульсам носит, строго говоря, феноменологический характер):

$$\begin{cases} b_x'' + \omega_x^2(s)b_x - \frac{1}{b_x^3} - \frac{\tilde{K}b_x\mu}{(B_x + b_y\mu)B_x} = 0; \\ b_y'' + \omega_y^2(s)b_y - \frac{1}{b_y^3} - \frac{\tilde{K}}{B_x + b_y\mu} = 0; \\ \Psi''' + \omega_x^2(s)\Psi_x - \frac{\tilde{K}\Psi\mu}{(B_x + b_y\mu)B_x} = \frac{1}{R(s)}; \end{cases} \quad (1)$$

$$B_x = \sqrt{b_x^2 + \Psi_x^2 \frac{\sigma_p^2}{\epsilon_x}}. \quad (2)$$

В уравнениях (1), (2) x, y — поперечные координаты; s — продольная координата; $R(s)$ — радиус кривизны траектории; $b_{x,y} = \sqrt{\langle x^2, y^2 \rangle / \sqrt{\epsilon_{x,y}}}$ — безразмерные огибающие; среднеквадратичный эмиттанс $\epsilon_x = \langle x^2 \rangle \langle (x')^2 \rangle - \langle (xx') \rangle^2$ (знак $\langle \rangle$ означает усреднение по амплитудам и фазам свободных колебаний). Безразмерный первеанс $\tilde{K} = K / \sqrt{\epsilon_{x,y}}$, где физический первеанс $K = 2IZ_i / I_A A_i (\beta\gamma)^3$ (I_A — альфвеновский протонный ток, $I_A = 3,12 \cdot 10^7$ А; Z_i, A_i — зарядовый и атомный номер иона соответственно; I — ионный ток; β, γ — релятивистские параметры). Параметр $\mu = \sqrt{\epsilon_y / \epsilon_x}$, σ_p — среднеквадратичный разброс по отклонению импульса $\Delta p / p$; $\omega_{x,y}^2(s)$ описывают внешнюю фокусировку с учетом случайных ошибок градиента, которые находятся методом случайных бросаний для максвелловского распределения с заданной дисперсией. Подпрограмма находит решение системы уравнений (1), (2), удовлетворяющее периодическим условиям

$$b_{x,y}(s) = b_{x,y}(s + L); \quad b'_{x,y}(s) = b'_{x,y}(s + L); \quad \Psi(s + L) = \Psi(s),$$

где L — длина периода магнитной системы. Параметры Твисса определяются следующими равенствами: $\beta_{x,y} = b_{x,y}^2$, $\alpha_{x,y} = -b'_{x,y} b_{x,y}$.

Потенциал пучка рассчитывается для нескольких значений азимута кольца. Для каждой макрочастицы бетатронная фаза в каждом данном месте находится методом случайного бросания. Затем численно решается двумерное уравнение Пуассона для найденной плотности пространственного заряда в прямоугольной области со сторонами $a \times b$ (a и b — горизонтальная и вертикальная апертура вакуумной камеры) и нулевыми граничными условиями для электрического потенциала. При решении уравнения используется метод быстрого преобразования Фурье конечных разностей на однородной сетке. Найденные компоненты поля пространственного заряда используются для расчета траекторий частиц.

Для расчета траекторий частиц каждый элемент структуры кольца делится на N пространственных интервалов. Матрица передачи интервала

$$M = M2(\Delta s/2)M_k M1(\Delta s/2). \quad (3)$$

В уравнении (3) матрица толчка $M_k = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \Delta x', \Delta y' & 1 \end{pmatrix}$ прикладывается к центральной точке каждого интервала (такой алгоритм имеет второй порядок точности по длине интервала Δs [4]). Матрицы $M1(\Delta s/2)$ и $M2(\Delta s/2)$ есть матрицы передачи первой и второй половины интервала соответственно. Матрица передачи от точки 0 до точки 1 связана с параметрами Твисса β, α следующей формулой:

$$M1 = \begin{pmatrix} \sqrt{\beta_1/\beta_0} (\cos\theta + \alpha_0 \sin\theta); & \sqrt{\beta_1\beta_0} \sin\theta; \\ -1/\sqrt{\beta_0\beta_1} [\sin\theta(1 + \alpha_0\alpha_1) + \cos\theta(\alpha_1 - \alpha_0)]; & \sqrt{\beta_0/\beta_1} (\cos\theta - \alpha_1 \sin\theta). \end{pmatrix}$$

Сдвиг бетатронной фазы между точками $\theta = \int_0^1 ds/\beta(s)$. Амплитуда толчка определяется выражением

$$\begin{cases} \Delta x' = \left[\lambda E_x(x, y) - \frac{Kx}{(A_x + a_y)A_x} - \frac{\Delta B_y(x, y)}{BR} \Delta s \right]; \\ \Delta y' = \left[\lambda E_y(x, y) - \frac{Ky}{(A_x + a_y)a_y} + \frac{\Delta B_x(x, y)}{BR} \Delta s \right]. \end{cases}$$

Здесь член, пропорциональный $\Delta B_{x,y}(x, y)$, описывает нелинейные компоненты магнитного поля, $a_y = b_y \sqrt{\epsilon_y}$, $A_x = B_x \sqrt{\epsilon_x}$. Компоненты электрического поля определяются из ранее найденного решения уравнения Пуассона, параметр $\lambda = eZ_l/m_p A_l c^2 \beta^2 \gamma^3$, где m_p — масса протона.

Траектория частицы находится путем перемножения матриц, что обеспечивает симплектичность интегрирования. На основе расчета некоторых траекторий частиц с различными начальными условиями определяются два параметра: физическая и динамическая апертура камеры. Физическая апертура рассчитывается с учетом ограничений на размер камеры. Предполагается, что частица гибнет, если в данной точке ее отклонение от оси превышает размер камеры, который определяется следующими выражениями: $A_{y\max}(s) = \sqrt{\epsilon_y^0 \beta_y^0(s)}$; $A_{x\max}(s) = |\Psi_0(s)| (\Delta p/p)_0 + \sqrt{\epsilon_x^0 \beta_x^0(s)}$ (здесь верхним индексом «0» отмечены параметры, соответствующие номинальной рабочей точке).

При расчете динамической апертуры реальные границы камеры не учитываются, (камера предполагается бесконечной), и апертура камеры определяется граничной траекторией, отделяющей устойчивые траектории от неустойчивых.

Необходимость введения понятия «физической апертуры» связана с механизмом воздействия эффекта пространственного заряда, который, в первую очередь, определяется приближением частиц к ближайшему полуцелому резонансу вследствие уменьшения когерентной частоты. Для иллюстрации рассмотрим пучок с микроканоническим распределением частиц в фазовом пространстве (пучок К-В), в котором нелинейные компоненты поля пространственного заряда отсутствуют. В таком пучке увеличение тока приводит к росту амплитуды колебаний огибающей, движение всех частиц вне зоны резонанса устойчиво, и динамическая апертура формально равна бесконечности. Тем не менее аксептанс камеры может сильно уменьшаться из-за модуляции огибающей.

При определении физической и динамической апертуры кольца, где циркулируют адроны (протоны или тяжелые ионы), основные трудности связаны с отсутствием поперечного затухания пучка и большим временем жизни частиц в накопителе (1—1000 с). Вычислительная мощность компьютеров не позволяет выполнить расчет траекторий для столь большого числа оборотов N ($N = 10^6$ — 10^9). Поэтому необходимо

экстраполировать результаты, полученные для конечного значения N , на $N = \infty$. Анализ такой экстраполяции для динамической апертуры исследуемых колец показал, что в данном случае для расчета динамической апертуры $D(\infty)$ можно с хорошей точностью использовать значение $D(N)$ для $N = 10^5$. Тот же подход используется и при расчете физической апертуры колец.

Исследование акцептанса в ACR. Разработанная программа была приложена к исследованию стабильности интенсивного пучка ионов в накопительном кольце ACR. Основные параметры последнего варианта структуры кольца [10] таковы (акцептанс камеры рассчитан для нулевого тока и номинальных значений бетатронной частоты):

Длина окружности, м . . .	134,788
Акцептанс камеры A_x/A_y , л·мм·мрад . . .	125/40
Максимальный разброс по импульсу $\Delta p/p$, % . . .	± 1
Бетатронные частоты Q_x/Q_y . . .	3,228/2,575
Максимальная магнитная жесткость, Тл·м . . .	7,4

Параметры ионных пучков в ACR, находящихся в состоянии равновесия по отношению к нагреву из-за внутривидового рассеяния и электронного охлаждения, рассчитаны для кулоновского сдвига некогерентной бетатронной частоты, равного 0,15 [8]. В настоящей работе все расчеты выполнены для равновесного пучка ионов $^{27}\text{Al}^{+13}$ со следующими параметрами: энергия 400 МэВ/а.е.м., ток пучка 5,88 А, ток в электронной системе охлаждения 160 мА, среднеквадратичный эмиттанс пучка $\epsilon_x = 20,2$ мм·мрад, $\epsilon_y = 8,73$ мм·мрад, импульсный разброс $\Delta p/p = 8,82 \cdot 10^{-4}$.

Прежде всего была изучена зависимость динамической апертуры от параметров ускорителя (от вертикальной бетатронной частоты при номинальной горизонтальной бетатронной частоте и нулевом отклонении импульса, а также от отклонения импульса для номинальных бетатронных частот) для случая, когда система коррекции хроматичности включена, ток пучка $I = 0$. Расчеты совпали с результатами программы MAD, что подтверждает корректность алгоритма для нулевого тока пучка. Отсутствие «открытых» программ, моделирующих динамику частиц с учетом поля пространственного заряда, не позволило сравнить результаты для $I \neq 0$. Расчеты показали, что динамическая апертура сильно зависит от обоих параметров, что объясняется присутствием резонансных линий внутри рабочей клетки. Заметим, что для всех точек динамическая апертура в 10—100 раз больше номинального акцептанса камеры.

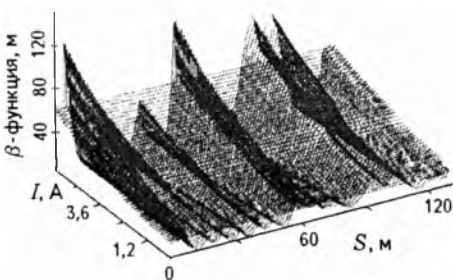


Рис. 1. Зависимость вертикальной β -функции от тока пучка ($^{27}\text{Al}^{+13}$)

В соответствии с выбранным алгоритмом была изучена зависимость параметров Твисса и дисперсионной функции от тока пучка. Расчеты показали, что для номинальных бетатронных частот и параметров, соответствующих равновесному состоянию, такая зависимость является критичной только для вертикальной β -функции (рис 1, $^{27}\text{Al}^{+13}$). Видно, что ввиду близости к параметрическому резонансу вертикальная β -функция сильно зависит от тока пучка.

Рис. 2 показывает зависимость нормализованных поперечных размеров пучка и дисперсионной функции от вертикальной бетатронной частоты для номинальных параметров пучка ($^{27}\text{Al}^{+13}$). Видно, что ввиду близости к параметрическому резонансу вертикальная β -функция сильно зависит от тока пучка.

Рис. 2 показывает зависимость нормализованных поперечных размеров пучка и дисперсионной функции от вертикальной бетатронной частоты для номинальных параметров пучка ($^{27}\text{Al}^{+13}$). Видно, что ввиду близости к параметрическому резонансу вертикальная β -функция сильно зависит от тока пучка.

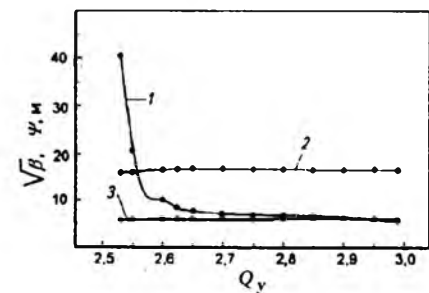


Рис. 2. Зависимость нормализованных размеров пучка $\sqrt{\beta_y}$ (1), $\sqrt{\beta_x}$ (3) и дисперсионной функции ψ_x (2) от вертикальной бетатронной частоты для номинальных параметров пучка ($^{27}\text{Al}^{+13}$)

тоты для номинальной горизонтальной бетатронной частоты. Рис. 3, а показывает зависимость физической (1) и динамической апертуры (2) от вертикальной бетатронной частоты для ионного тока, соответствующего равновесным параметрам пучка ионов $^{27}\text{Al}^{+13}$. Видно, что физическая апертура становится меньше номинального аксептанса камеры, что указывает на важность данного эффекта. На рис. 3, б построена зависимость физической и динамической апертуры от числа частиц для того же пучка ($Q_x = 3,228$, $Q_y = 2,613$).

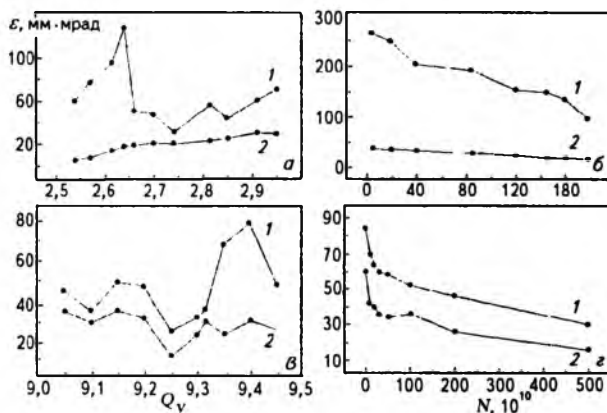


Рис. 3. Зависимость динамической (1) и физической апертуры (2) от частоты вертикальных бетатронных колебаний (а) и числа частиц ACR (б), частоты вертикальных бетатронных колебаний (в) и числа частиц ТВН (г)

Исследование аксептанса в ТВН. В проекте тераваттного накопителя ТВН ионы предполагается накапливать в магнитной системе протонного синхротрона У-10 ИТЭФа. Основные параметры установки следующие:

Длина окружности, м . . .	251,1
Аксептанс камеры A_x/A_y , п·мм·мрад . . .	110/60
Максимальный разброс по импульсу $\Delta p/p$, % . . .	± 1
Бетатронные частицы Q_x/Q_y . . .	9,291/9,315
Магнитная жесткость, Тл·м . . .	9,3

Здесь процесс накопления ввиду применения перезарядной инжекции имеет намного более сложный характер, чем в ACR. Для численного моделирования специально выбран следующий набор параметров накопленного пучка ионов $^{27}\text{Al}^{+13}$, соответствующий одному из сценариев накопления: $\varepsilon_x/\varepsilon_y = 10/8$ п·мм·мрад, разброс по импульсу $\Delta p/p = 0,0009$, кинетическая энергия частиц 700 МэВ/а.е.м., число частиц в кольце равно $1,3 \cdot 10^{12}$.

Особенностью магнитной системы У-10 является включение в структуру Е-блоков, имеющих сильную и отличающуюся от блока к блоку нелинейность магнитного поля. Эти поля были включены в моделирование с учетом конкретных результатов магнитных измерений (данные о нелинейности приведены в работе [11], где динамическая апертура рассчитана без учета эффекта пространственного заряда). Из рис. 3, в видно, что в данном случае отсутствует резкое падение аксептанса при уменьшении вертикальной бетатронной частоты, столь характерное для ACR, аксептанс камеры уменьшается примерно вдвое при интенсивности $\approx 2 \cdot 10^{12}$ (рис. 3, г).

Отметим, что данный метод формально является несамосогласованным относительно нелинейных компонентов кулоновского поля. Допускаемая ошибка, однако, невелика (она пропорциональна когерентной поправке к частоте соответствующей нелинейной моды) и уменьшается с увеличением порядка нелинейности. В дальнейшем предполагается проверить программу путем сравнения с другими моделями. Структура позволяет ее включить в программу расчета накопления ионов с помощью метода Монте-Карло [12] как подпрограмму с тем, чтобы учесть сокращение аксептанса камеры во время накопления.

Разработанная программа открывает возможности численного исследования и оптимизации параметров сильноточных накопительных колец на современных персональных компьютерах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sharkov B.Yu., Koshkarev D.G., Churazov M.P. Heavy-ion fusion activities at ITEP. — NIM-A, 1998, v. 415, p. 20.
2. Katayama T., Ohtomo K., Inabe K. e.a. Muses Conceptual Design Report. RIKEN, 1999.
3. Boine-Frankenheim O., Hoffmann I. Scientific Report GSI. 1999, p. 195.
4. Iselin P.C., Jowett J., Pancin I., Adelmann A. MAD Version 9. — In: Proc. of EPAC-2000. Vienna, 2000, p. 1042.
5. Giovannozzi M., Scandale W., Todesco E. Prediction of long-term stability in large hadron colliders. — Beam Dynamics Newsletter, 1996, p. 12.
6. Todesco E., Giovannozzi M. Dynamic aperture estimates and phase space distortions in non-linear betatron motion. — Phys. Rev. E, 1996, v. 53, p. 4067.
7. Zenkevich P., Korolev A. Non-linear effects in high current beams. — In: Proc. of the 1st EPAC. Roma, 1988, p. 740.
8. Bolshakov A., Zenkevich, P., Katayama T. Code for Calculation of Dynamical Aperture with Account of Space Charge Effect and its Application to ACR Storage Ring. RIKEN-AF-AC-26, 2000.
9. Sacherer F. RMS envelope equations with space charge. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, v. Ns-18, p. 1105.
10. Ohtomo K. New ACR Lattice. — In: MUSES Seminar, 01.09.2000.
11. Большаков А.Е., Зенкевич П.Р. Динамическая апертура накопителя в проекте ТВН: Препринт ИТЭФ 26-00, 2000.
12. Zenkevich P., Bolshakov A., Hoffmann I. Electron Cooling Rates in High Current Storage Rings: Preprint ИТЭФ 23-00, 2000.

Поступила в Редакцию 4.05.01

УДК 621.384.633.5/6

ИСТОЧНИК СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТРЕТЬЕГО ПОКОЛЕНИЯ В ОИЯИ

Балалыкин Н.И., Белошицкий П.Ф., Кадышевский В.Г., Кобец В.В., Мешков И.Н., Морозов Н.А., Сидоров Г.И., Сисакян А.Н., Сыресин Е.М., Титкова И.В., Ширков Г.Д., Юрков М.В. (ОИЯИ), Антохин Е.И., Воблый П.Д., Кулипанов Г.Н., Левицев Е.Б., Мезенцев Н.А., Скринский А.Н. (ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН), Михайлин В.В., Колобанов В.Н. (НИИЯФ МГУ), Люкс Г., Маас Р., ван Мидделькоп Г., Спелт Я. (NIKHEF, Нидерланды)

За последние 5 лет достигнуты значительные результаты в развитии источников синхротронного излучения третьего поколения. Вступили в строй большие накопительные кольца APS (США) и SPRING-8 (Япония), в стадии пуска накопитель SLS (Швейцария). В накопительном кольце ESRF (European Synchrotron Radiation Facility, Гренобль, Франция) яркость синхротронного излучения увеличена с 10^{18} до 10^{20} фотон/(с·мм²·мрад²·0,1% ш.п.). Столь высокая яркость достигается благодаря использованию ондуляторов, встроенных в накопительном кольце. В диапазоне энергии электронов от 0,5 до 3 ГэВ яркость синхротронного излучения, выходящего из поворотных магнитов, составляет $2 \cdot 10^{12} - 5 \cdot 10^{15}$ фотон/(с·мм²·мрад²·0,1% ш.п.), из ондулятора — $3 \cdot 10^{18}$ фотон/(с·мм²·мрад²·0,1% ш.п.), из вигглера (для различных источников) — $3 \cdot 10^{12} - 1,5 \cdot 10^{16}$ фотон/(с·мм²·мрад²·0,1% ш.п.). Размер электронного пучка в современных источниках синхротронного излучения близок к дифракционному пределу, при достижении которого уменьшение размера источника уже не повышает его яркость.

Ускорительный комплекс ДЭЛСИ (Дубненский электронный синхротрон) создается на базе ускорительного комплекса Национального института ядерной физики и физики высоких энергий NIKHEF (Амстердам, Голландия), который по соглашению между ними в 1999 г. был демонтирован и передан в Дубну [1]. Ускорительный комплекс NIKHEF включает в себя электронный линейный ускоритель MEA (Medium Energy Accelerator) на энергию электронов 700 МэВ и накопительное кольцо AmPS