

В данной упрощенной методике не учтен теплообмен теплоносителя с торцами базы. Поэтому получена независимость результатов от длины ℓ базы. Для обоснования расчетных результатов необходимо показать, что теплообмен с торцами базы по сравнению с цилиндрической поверхностью при выбранной длине ℓ будет примерно в 10 раз меньше. Это связано только с базой и несущественно для чувствительного элемента. Расчеты показали, что это требование выполняется для длины $\ell > 250$ мм.

Заметим, что не имеет смысла уточнять эти рекомендации за счет составления более точной программы и расчета по ней, поскольку все не точности лежат в области закладываемых исходных данных (α , $\lambda_{\text{из}}$, контактное сопротивление, жесткость упорных конструкций и др.). Целесообразно исходя из предложенных рекомендаций выбрать длину ℓ , а дальнейшее обоснование пассивного стержня осуществлять экспериментально. Ресурс поглощающего стержня определяется ресурсом твэлов (предельно допустимым выгоранием топлива). Поэтому принципиально важна проверка срабатывания перед каждой микрокампанией (1 раз в год). Наиболее чувствительным узлом является удерживающее устройство, которое может отказать вследствие заклинивания. В концепции предусматривается возможность 1 раз в год с помощью штока δ с внешним приводом, снабженным соответствующими силовыми и измерительными средствами, контролировать расцепление и сцепление удерживающего устройства 12.

Таким образом, предложенная концепция пассивно срабатывающего стержня аварийной защиты, основанная на тепловом расширении чувствительного элемента, обладает чрезвычайно малой инерционностью и принципиальной возможностью увеличения длины чувствитель-

ного элемента и силового воздействия на спусковой механизм сборки поглощающих элементов при очень быстром повышении температуры натрия на выходе из активной зоны.

Принципиально возможно достижение максимального удлинения чувствительного элемента до 6 мм, инерционности устройства — менее 3 с, действующей в начальный момент (для принятой температуры срабатывания) силы на устройство срабатывания — десятки тонн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bagdassarov Yu.E., Buksha Yu.K., Voznesenski R.M. Development of Passive Safety Devices of Sodium-cooled Fast Reactors. TECDOC-884. Vienna: IAEA. 1996.
2. Ионайтис Р.Р., Шведов Н.Л. Прямодействующая аварийная защита. — Атомная техника за рубежом, 1988, № 1, с. 10—16.
3. Вознесенский Р.М., Егоров В.С., Лисица В.Г. и др. Разработка и изучение характеристик пассивного устройства аварийной защиты для реактора на быстрых нейтронах, срабатывающего на нескольких физических эффектах по превышению температуры выходящего из активной зоны натрия: Препринт ФЭИ-2549, 1996. 27 с.
4. Портяной А.Г., Сердунь Е.Н., Сорокин А.П. и др. Разработка и изучение характеристик пассивного устройства останова быстрого реактора. — Атомная энергия, 1999, т. 86, вып. 1, с. 77—81.
5. Поплавский В.М., Цибуля А.М., Камаев А.А. и др. Перспективный натриевый быстрый реактор БН-1800, удовлетворяющий требованиям ядерной энергетики XXI в. — Там же, 2004, т. 96, вып. 5, с. 335—342.
6. Ошканов Н.Н., Баканов М.В., Потапов О.А. Опыт эксплуатации энергоблока БН-600 Белоярской АЭС. — Там же, с. 342—346.
7. Чиркин В.С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М.: Атомиздат, 1968.
8. Багдасаров Ю.Е., Пинхасик М.С., Кузнецов И.А. и др. Технические проблемы реакторов на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1969. 495 с.
9. Михеев М.А. Основы теплопередачи. М.—Л.: Гос. энергетич. изд-во, 1956.

Поступила в Редакцию 25.04.11

УДК 621.384.6.01+621.3.038.62+001.57

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРИПУЧКОВОГО РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ В КОЛЬЦЕВЫХ УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ ПУТЕМ ПРИБЛИЖЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ФОККЕРА—ПЛАНКА В ПРОСТРАНСТВЕ ИНВАРИАНТОВ

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

Многократное внутрипучковое рассеяние частиц обычно рассчитывается в предположении гауссовского распределения пучка в пространстве инвариантов [1—3]. Эта модель ис-

пользуется в численных кодах [4—6], однако она непригодна для расчета потерь частиц вследствие внутрипучкового рассеяния, так как в ней предполагается наличие бесконечного

распределения, т.е. неограниченных периферических «хвостов» (потери возникают из-за ограничений на максимальное значение инвариантов). Этот недостаток устранен в предложенном ранее методе бинарных соударений [7], в котором внутривпучковое рассеяние моделируется путем бинарных соударений между макрочастицами с правильно подобранными параметрами. На основе этого метода разработана программа МОСАС (Monte Carlo Code), примененная для численного моделирования эффекта внутривпучкового рассеяния в ускорителях. Недостатками метода являются значительный статистический шум, типичный для программ, основанных на методе Монте-Карло, а также рост компьютерного времени пропорционально M^2 , где M — число макрочастиц. Поэтому предложен приближенный метод моделирования внутривпучкового рассеяния — квазигауссовская модель, в которой предполагается, что разница между реальным и гауссовским распределением мала [8]. Для расчета эволюции пучка применяется следующая процедура:

период магнитной структуры разделен на N эквидистантных точек;

импульс каждой частицы с заданным инвариантом вычисляется в данной точке периода методом случайного выбора фаз;

коэффициенты трения и компоненты тензора диффузии рассчитываются в фазовом пространстве;

изменение импульса каждой макрочастицы вычисляется с помощью уравнений Ланжевена;

по новым значениям импульса вычисляются новые инварианты.

Настоящая работа посвящена усовершенствованию этой схемы. Выведены аналитические формулы для коэффициентов силы трения и тензора диффузии в пространстве инвариантов, которые выражены через полные эллиптические интегралы, ранее примененные в работе [9] для расчета эволюции средних значений. Интегрирование по периоду структуры позволяет найти компоненты силы трения и тензора диффузии в пространстве инвариантов. Эти значения используются для расчета эволюции макрочастиц путем решения уравнения Ланжевена в пространстве инвариантов.

Ограничимся случаем, когда в кольце имеется лишь горизонтальная дисперсионная функ-

ция (вертикальная дисперсионная функция равна нулю). Тогда свободные колебания частиц описываются вектором координат $\mathbf{r}$ и безразмерным вектором моментов $\mathbf{P}$:

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} x - D\gamma P_2 \\ Z - Z_s \\ y \end{pmatrix}; \quad \mathbf{P} = \begin{pmatrix} \dot{x} - \dot{D}\gamma P_1 \\ \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta p}{p} \\ \dot{y} \end{pmatrix}.$$

Здесь Z — продольная координата сгустка; Z_s — продольная координата центра сгустка; x, y — горизонтальная и вертикальная поперечная координата соответственно; s — длина, отсчитываемая вдоль кольца; p — импульс частицы; Δp — его отклонение от равновесного значения; $\dot{x}, \dot{y} = p_{x,y}/p$; p_x, p_y — горизонтальный и вертикальный компонент импульса соответственно; β, γ — релятивистские параметры; $D, \dot{D}$ — горизонтальная дисперсионная функция и ее производные по s соответственно. Таким образом, индекс $j=1$ соответствует горизонтальным, $j=2$ — продольным, $j=3$ — вертикальным колебаниям. Инварианты определяются следующим выражением:

$$2I_j = \gamma_j (r_j)^2 + 2\alpha_j r_j P_j + \beta_j (P_j)^2 = \\ = \frac{1}{\beta_j} (\tilde{r}_j)^2 + \beta_j \left(P_j - \frac{\alpha_j}{\beta_j} r_j \right)^2.$$

Для $j=1, 3$ $\alpha_j, \beta_j, \gamma_j$ являются параметрами Твисса, зависящими от продольной переменной s ; $2I_j$ — инварианты Куранта—Снайдера. Для продольных колебаний и несгруппированного пучка $\gamma_2 = 0, \alpha_2 = 0, \beta_2 = 1$, для сгруппированного — $\beta_2 = 1, \alpha_2 = 0, \gamma_2 = (v_s)^2/(\gamma R)^2$, где v_s — синхротронная частота; R — средний радиус кольца; $\Gamma = 1/\gamma^2 - \alpha$; α — коэффициент пространственного сжатия орбит. Компоненты векторов $\mathbf{r}, \mathbf{P}$ выражаются через инварианты I_j и фазы ψ_j следующим образом:

$$\begin{cases} r_j = \sqrt{2I_j\beta_j} \cos(\psi_j); \\ P_j = -\frac{\alpha_j}{\beta_j} r_j - \sqrt{\frac{2I_j}{\beta_j}} \sin(\psi_j). \end{cases} \quad (1)$$

Используя уравнение (1) и усредняя по распределению (символ $||_f$ означает такое усреднение), найдем, что

$$\left\{ \begin{array}{l} |(r_j)^2|_f = \bar{I}_j \beta_j; \\ \left| \left(P_j + \frac{\alpha_j}{\beta_j} r_j \right)^2 \right|_f = \frac{1}{\beta_j} \bar{I}_j. \end{array} \right.$$

Здесь $\bar{I}_j$ означает средний инвариант. Таким образом, $(\sigma_{x,y})^2 = \bar{I}_{x,y} \beta_{x,y}$, $(\sigma_{\dot{x}_b, \dot{y}_b})^2 = 1/\beta_{x,y} \bar{I}_{x,y}$ для поперечных колебаний. Здесь $\dot{x}_b, \dot{y}_b$ означает угол наклона свободных колебаний после вычитания гидродинамического компонента. Легко видеть, что эмиттанс $\varepsilon_{x,y} = \sigma_{x,y} \sigma_{\dot{x}_b, \dot{y}_b} = \bar{I}_{x,y}$ на уровне 1σ .

Уравнение Фоккера—Планка в фазовом пространстве имеет следующий вид (здесь и далее предполагаем суммирование по повторяющимся индексам):

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial P_i} (F_m \Phi) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial P_i \partial P_j} (d_{i,j} \Phi). \quad (2)$$

Здесь Φ — функция распределения в фазовом пространстве; F_m — компоненты силы трения $\mathbf{F}$; $d_{i,j}$ — коэффициенты тензора (все коэффициенты в уравнении (2) и функция распределения зависят от $\mathbf{r}$, $\mathbf{P}$, t). Пусть $\mathbf{P} = \mathbf{u}$ для «пробной» и $\mathbf{P} = \mathbf{w}$ для полевой частицы. Сила трения

$$\mathbf{F} = \frac{d\langle \Delta U \rangle}{dt} = -A_0 \left| L_C(\mathbf{u}, \mathbf{w}) \frac{\mathbf{u} - \mathbf{w}}{|\mathbf{u} - \mathbf{w}|^3} \right|_F. \quad (3)$$

В уравнении (3) $A_0 = 2\pi c(r_j)^2/\beta^3 \gamma^5$, r_i — классический радиус иона, кулоновский логарифм $L_C(\mathbf{u}, \mathbf{w}) = \ln(\tilde{d}^2 \beta^2 \gamma^2 |\mathbf{u} - \mathbf{w}|^2 / 2r_i)$, $\tilde{d} = a_y$, где a_y — вертикальный размер пучка. Индекс F означает усреднение по полевым частицам.

Коэффициенты диффузии

$$d_{i,j} = -\frac{A_0}{2} \left| L_C(\mathbf{u}, \mathbf{w}) \frac{\delta_{i,j} |\mathbf{u} - \mathbf{w}|^2 - (u_i - w_i)(u_j - w_j)}{|\mathbf{u} - \mathbf{w}|^3} \right|_F,$$

где $\delta_{i,j}$ — символ Кронекера—Капелли. Введем следующие упрощающие предположения:

гауссовский пучок, т.е. распределение в фазовом пространстве определяется по формуле

$$\Phi(I, t) = \frac{1}{(2\pi)^3 \bar{I}_1 \bar{I}_2 \bar{I}_3} \exp\left(-\frac{I_1}{\bar{I}_1} - \frac{I_2}{\bar{I}_2} - \frac{I_3}{\bar{I}_3}\right);$$

кулоновский логарифм постоянный (обычно $L_C \sim 20$);

компоненты силы трения $F_i = -K_i P_i$ с постоянными коэффициентами K_i ;

компоненты тензора диффузии $d_{i,j} = \text{const}$.

Коэффициенты трения и компоненты тензора диффузии могут быть выражены через вспомогательные интегралы

$$INT_{i,j} = \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{\theta_i \theta_j}{4} L_{ij}\right] \frac{\theta_i \theta_j}{\theta^3} d^3 \theta,$$

где матрица

$$L = \begin{pmatrix} T_1 & \tilde{T} & 0 \\ \tilde{T} & T_2 & 0 \\ 0 & 0 & T_3 \end{pmatrix},$$

ее элементы

$$T_1 = \frac{\beta_x}{\varepsilon_x}; \quad T_2 = \frac{\gamma^2}{\sigma p^2} + \frac{\beta_x}{\varepsilon_x} \frac{\gamma^2 K(s)}{\beta_x}; \quad T_3 = \frac{\beta_y}{\varepsilon_y};$$

$$\tilde{T} = -\frac{\beta_x}{\varepsilon_x} \gamma \phi.$$

Здесь функция

$$K(s) = \frac{D^2 + \tilde{D}^2}{\beta_x}; \quad \phi(s) = \frac{\tilde{D}(s)}{\beta_x}; \quad D(s) = \dot{D}\beta_x + D\alpha_x.$$

Собственные числа матрицы L

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_1 = \frac{1}{2} \left[T_1 + T_2 + \sqrt{(T_1 - T_2)^2 + 4(\tilde{T})^2} \right]; \\ \lambda_2 = \frac{1}{2} \left[T_1 + T_2 - \sqrt{(T_1 - T_2)^2 + 4(\tilde{T})^2} \right]; \\ \lambda_3 = T_3. \end{array} \right.$$

Коэффициенты трения и коэффициенты тензора диффузии выражаются через вспомогательные интегралы

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_{1,1} = \int_0^\infty \frac{\sqrt{\Lambda} (A_2 + \Lambda) d\Lambda}{(\Lambda + \Lambda_1)^{3/2} (\Lambda + \Lambda_2)^{3/2} (\Lambda + \Lambda_3)^{1/2}}; \\ \Phi_{2,2} = \int_0^\infty \frac{\sqrt{\Lambda} (A_1 + \Lambda) d\Lambda}{(\Lambda + \Lambda_1)^{3/2} (\Lambda + \Lambda_2)^{3/2} (\Lambda + \Lambda_3)^{1/2}}; \\ \Phi_{3,3} = \int_0^\infty \frac{\sqrt{\Lambda} d\Lambda}{(\Lambda + \Lambda_1)^{1/2} (\Lambda + \Lambda_2)^{1/2} (\Lambda + \Lambda_3)^{3/2}}; \\ \Phi_{1,2} = -2A \int_0^\infty \frac{\sqrt{\Lambda} d\Lambda}{(\Lambda + \Lambda_1)^{3/2} (\Lambda + \Lambda_2)^{3/2} (\Lambda + \Lambda_3)^{1/2}}. \end{array} \right.$$

Здесь $A_{1,2} = T_{1,2}/(\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3)^{1/3}$, $A = \tilde{T}/(\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3)^{1/3}$. Используя метод [9], их можно выразить через полные эллиптические интегралы [10]

$$R_D(x, y, z) = \frac{3}{2} \int_0^\infty \frac{dt}{(t+x)^{1/2}(t+y)^{1/2}(t+z)^{3/2}}.$$

После интегрирования получим

$$\left\{ \begin{aligned} \Phi_{1,1} &= \frac{2}{3} \frac{1}{\Lambda_2 - \Lambda_1} \left[\left(\frac{A_2}{\Lambda_1} - 1 \right) R_D \left(\frac{1}{\Lambda_2}, \frac{1}{\Lambda_3}, \frac{1}{\Lambda_1} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{A_2}{\Lambda_2} - 1 \right) R_D \left(\frac{1}{\Lambda_3}, \frac{1}{\Lambda_1}, \frac{1}{\Lambda_2} \right) \right]; \\ \Phi_{2,2} &= \frac{2}{3} \frac{1}{\Lambda_2 - \Lambda_1} \left[\left(\frac{A_1}{\Lambda_1} - 1 \right) R_D \left(\frac{1}{\Lambda_2}, \frac{1}{\Lambda_3}, \frac{1}{\Lambda_1} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{A_1}{\Lambda_2} - 1 \right) R_D \left(\frac{1}{\Lambda_3}, \frac{1}{\Lambda_1}, \frac{1}{\Lambda_2} \right) \right]; \\ \Phi_{3,3} &= \frac{2}{3} \frac{1}{\Lambda_3} R_D \left(\frac{1}{\Lambda_1}, \frac{1}{\Lambda_2}, \frac{1}{\Lambda_3} \right); \\ \Phi_{1,2} &= 2\tilde{A} \frac{2}{3} \frac{1}{\Lambda_1 - \Lambda_2} \left[R_D \left(\frac{1}{\Lambda_2}, \frac{1}{\Lambda_3}, \frac{1}{\Lambda_1} \right) - \right. \\ &\quad \left. - R_D \left(\frac{1}{\Lambda_3}, \frac{1}{\Lambda_1}, \frac{1}{\Lambda_2} \right) \right]. \end{aligned} \right.$$

Эти формулы позволяют найти коэффициенты трения и компоненты тензора диффузии в фазовом пространстве, которые выражаются через функции $\Phi_{i,j}(\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3)$ следующим образом:

$$d_{i,j} = \frac{4\pi C_0}{(\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3)^{1/3}} \left\{ \delta_{i,j} \text{Tr} [\Phi_{i,j}(\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3)] - \Phi_{i,j}(\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3) \right\}; \quad (4)$$

$$K_i = \frac{4\pi C_0}{(\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3)^{1/3}} \frac{1}{\langle P_i^2 \rangle} \Phi_{i,i}(\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3). \quad (5)$$

Заметим, что $\langle P_{x,y}^2 \rangle = \varepsilon_{x,y} / \beta_{x,y}$, для продольных колебаний $\langle P_s^2 \rangle = \varepsilon_s / M$, где $M = 2$ для несгруппированного и $M = 1$ для сгруппированного пучка. Представляется полезной также формула

$$\left\langle \frac{d(P_i P_j)}{dt} \right\rangle = \frac{4\pi C_0}{(\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3)^{1/3}} \left\{ \delta_{i,j} \text{Tr} [\Phi_{i,j}(\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3)] - 3\Phi_{i,j}(\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3) \right\}. \quad (6)$$

В уравнениях (4)–(6) константа

$$C_0 = \frac{r_i^2 c L_C}{16\pi \sqrt{\pi} \sigma_p \varepsilon_x \varepsilon_y \beta^3 \gamma^4} \times \frac{N_b}{2\sqrt{\pi} \sigma_s}, BB, \frac{N}{C}, CB,$$

где BB означает сгруппированный, CB — несгруппированный пучок; N_b — число частиц в сгустке; σ_s — среднеквадратичный продольный размер сгустка; σ_p — среднеквадратичный импульсный размер сгустка; N — число частиц в кольце несгруппированного пучка CB ; C — окружность кольца. Скорость роста инвариантов, которая и есть сила трения в пространстве инвариантов, определяется как

$$\begin{pmatrix} \frac{dI_x}{dt} \\ \frac{dI_z}{dt} \\ \frac{dI_y}{dt} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_x (-I_x K_1 / \beta_x + 0,5d_{1,1}) - \gamma \tilde{D}d_{1,2} + \\ + \gamma^2 K(s) (-I_z K_2 + 0,5d_{2,2}) \\ - I_z K_2 + 0,5d_{2,2} \\ \beta_y (-I_y K_3 / \beta_y + 0,5d_{3,3}) \end{pmatrix}.$$

Можно ограничиться расчетом изменения инварианта вследствие внутривидового рассеяния в первом порядке по изменению компонентов импульса, поскольку члены более высокого порядка имеют более высокий порядок по углу рассеяния. Тогда получим

$$\begin{cases} \Delta I_1 = \Lambda_{1,1} \Delta P_1 + \Lambda_{1,2} \Delta P_2; \\ \Delta I_2 = \Lambda_{2,2} \Delta P_2; \\ \Delta I_3 = \Lambda_{3,3} \Delta P_3; \end{cases} \quad \Lambda_{1,1} = \beta_x \left(\dot{x} + \frac{\alpha_x}{\beta_x} x \right) - \gamma P_2 \tilde{D};$$

$$\Lambda_{1,2} = \gamma^2 P_2 K(s) - \gamma \frac{Dx + \tilde{D}\beta_x \left(\dot{x} + \frac{\alpha_x}{\beta_x} x \right)}{\beta_x};$$

$$\Lambda_{2,2} = P_2 \Delta P_2;$$

$$\Lambda_{3,3} = \beta_y \left(\dot{y} + \frac{\alpha_y}{\beta_y} y \right).$$

Возводя в квадрат ΔI_1 и усредняя по углу рассеяния, получим

$$D_{1,1}(s) = (\Lambda_{1,1})^2 d_{1,1}(s) + 2\Lambda_{1,1}\Lambda_{1,2}d_{1,2}(s) + \Lambda_{1,2}^2 d_{2,2}(s). \quad (7)$$

В уравнении (7) $d_{i,j}(s)$ — коэффициенты диффузии в фазовом пространстве, строго говоря, зависящие от инвариантов. Для упрощения

вычислений заменим их средними значениями $\langle d_{ij}(s) \rangle$. Множители перед коэффициентами диффузии можно найти, усредняя $D_{1,1}(s)$ по фазам горизонтальных и продольных колебаний. Выполняя усреднение, получим следующие выражения:

$$D_{1,1}(I, s) = I_x [\beta_x(s) d_{1,1}(s) - \gamma \tilde{D}(s) d_{1,2}(s) + \gamma^2 K(s) d_{2,2}(s)] + I_z \frac{2}{M} \gamma^2 [\tilde{D}(s)^2 d_{1,1}(s) - \gamma \tilde{D}(s) K(s) d_{1,2}(s) + \gamma^2 K(s)^2 d_{2,2}(s); \quad (8)$$

$$D_{2,2}(I, s) = \frac{2}{M} \gamma^4 d_{2,2}(s) I_z; \quad (9)$$

$$D_{3,3}(I, s) = \beta_y(s) d_{3,3}(s) I_y; \quad (10)$$

$$D_{1,2}(I, s) = -\frac{2}{M} \gamma^3 \tilde{D}(s) d_{2,2}(s) I_x + \frac{2}{M} \gamma^4 K(s) d_{2,2}(s) I_z. \quad (11)$$

Последней операцией является усреднение по периоду структуры. Приведем в качестве примера сравнительно простое выражение для среднего коэффициента диффузии вертикальных колебаний

$$D_{3,3}(I, s) = K_y I_y;$$

$$K_y = 4\pi C_0 \frac{1}{L_{\text{пер}}} \int_0^{L_{\text{пер}}} \frac{\beta_y}{(\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3)^{1/3}} (\Phi_{1,1} + \Phi_{3,3}) ds, \quad (12)$$

где $L_{\text{пер}}$ — длина периода структуры. Остальные компоненты имеют аналогичную форму и могут быть вычислены с помощью уравнений (7)—(12). Полный список этих выражений не приводится ввиду громоздкости.

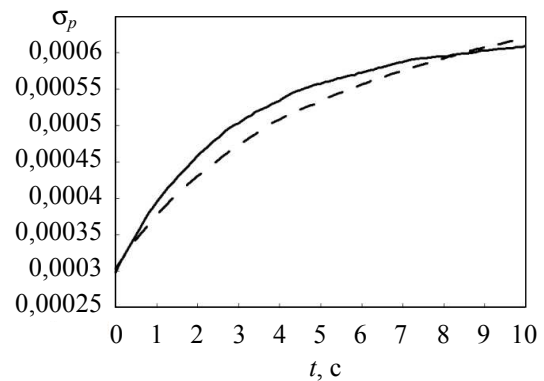
Вычисленные значения силы трения и тензора диффузии позволяют решить уравнение Фоккера—Планка путем применения уравнений Ланжевена в пространстве инвариантов к каждой макрочастице [11]. Применение уравнений к трехмерному уравнению Фоккера—Планка с недиагональным тензором диффузии представляет собой нетривиальную процедуру, допускающую определенную свободу выбора. Выбрана следующая форма:

$$\begin{cases} \Delta I_1(t + \Delta t) = \frac{dI_1}{dt} \Delta t + \sqrt{|D_{1,1}| \Delta t} \zeta_{1,1}; \\ \Delta I_2(t + \Delta t) = \frac{dI_2}{dt} \Delta t + \sqrt{|D_{2,2}| \Delta t} \zeta_{2,2}; \\ \Delta I_3(t + \Delta t) = \frac{dI_3}{dt} \Delta t + \sqrt{|D_{3,3}| \Delta t} \zeta_{3,3}, \end{cases}$$

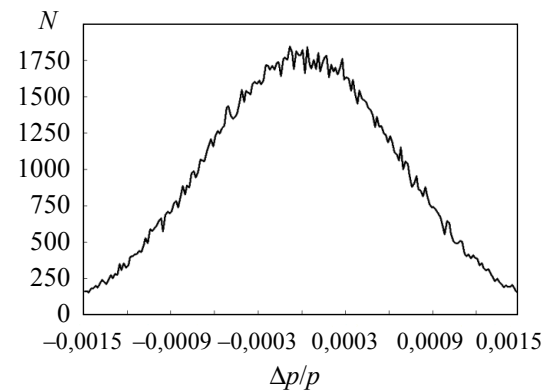
где $\zeta_{1,1}$, $\zeta_{1,2}$, $\zeta_{1,3}$ — случайные числа с гауссовым распределением и единичной дисперсией.

На основании описанного метода разработан модуль для программы МОСАС и проведено численное моделирование внутривидового рассеяния для проектируемого ускорителя SIS100 проекта FAIR [12]. Рассматривался сгруппированный пучок ионов урана U_{238}^{92} кинетической энергией на нуклон $T = 400$ МэВ и интенсивностью $N = 6 \cdot 10^{11}$. На рис. 1 показана эволюция среднеквадратичного импульсного размера пучка (---). Там же приведены результаты расчета методом бинарных соударений (—), показывающие хорошее совпадение. На рис. 2 показано импульсное распределение частиц в пучке для циркуляции пучка 10 с, на рис. 3 — относительная интенсивность пучка в зависимости от времени. Потери возникают вследствие выхода частиц за пределы сепаратрисы сгустка. В расчете предполагалось, что предельный импульсный разброс в пучке $(\Delta p/p)_{\text{lim}} = 0,0015$.

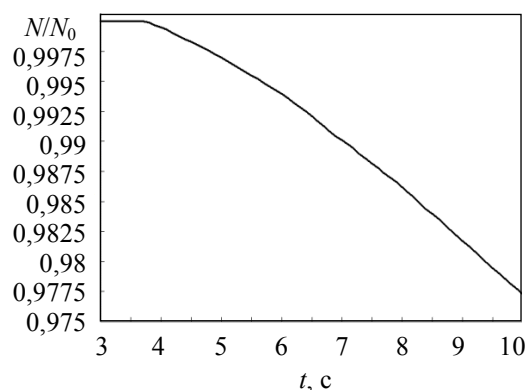
Сравнение эволюции среднеквадратичного разброса по импульсам (см. рис. 1), рассчитанной по новой программе и программе МОСАС,



Р и с. 1. Эволюция импульсного разброса пучка: —, --- — расчет методом бинарных соударений и предлагаемым



Р и с. 2. Импульсное распределение частиц в пучке



Р и с. 3. Относительная интенсивность пучка в зависимости от времени

подтвердило правильность применения данной модели к определению внутрипучкового рассеяния для синхротрона SIS100 проекта FAIR. Расчеты показали, что эти потери в синхротроне SIS100 вследствие внутрипучкового рассеяния для выбранных параметров сгустка пренебрежимо малы.

Следует отметить, что корректность использования данной модели для произвольной ускорительной установки в каждом частном случае должна быть проверена. Действительно, в данной модели сила трения линейна, коэффициент диффузии постоянный. Эти предположения справедливы только для частиц, скорость которых не слишком далека от среднеквадратичной. Поэтому модель может приводить к некоторым погрешностям при расчете эволюции частиц из периферийной части распределения.

С помощью разработанной модели можно рассчитывать потери частиц в других установках, например, в проектируемом в ОИЯИ накопительном комплексе НИКА.

Авторы выражают благодарность С.Н. Нагайцеву за полезные обсуждения работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Piwinski A.** Intra-beam scattering. — In: Proc. CERN Accelerator School. Paris, 1985, p. 402—408.
2. **Bjorken J., Mtingwa S.** Intra-beam scattering. — Particle Accelerators, 1983, v. 13, p. 115—142.
3. **Martini M.** Intra-Beam Scattering in ACOL-AA Machines. CERN PS/84-9, 1984.
4. **Giannini R., Mohl D.** INTRAB, a Computer Code to Calculate Growth Rates, Emittance Evolution and Equilibrium with Intra-Beam Scattering and Cooling. CERN PS/AR/Note 92-22, 1993.
5. **Rao Y., Katayama T.** On intra-beam scattering in a heavy ion storage ring. — Particle Accelerators, 1998, v. 59, p. 251—261.
6. **Sidorin A.O., Smirnov A.D., Trubnikov G.A. et al.** BETACOOOL program for simulation of beam dynamics in storage ring. — In: Proc. ICAP'04, 2004, p. 789—792.
7. **Alexeev N.N., Bolshakov A.E., Mustafin E.R., Zenkevich P.R.** Numerical code for Monte Carlo simulations of ion storage. — In: Proc. of Conf. on Space Charge Dominated Beam Physics for HIF. Japan, 1998, p. 31—41.
8. **Zenkevich P.R., Boine-Frankenheim O., Bolshakov A.E.** A new algorithm for the kinetic analysis of intra-beam scattering in storage rings. — Nucl. Instrum. Meth., 2006, v. A 561, p. 284—288.
10. **Nagaitsev S.N.** Intrabeam scattering formulas for fast numerical evaluation. — Phys. Rev., 2005, № 8, 064403, p. 29—33.
10. **Carlson B.C.** Complete elliptic integrals of the second kind. — J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol., 2002, v. 107, p. 413—421.
11. **Risken H.** The Fokker-Planck Equation. Berlin: Springer-Verlag, 1984.
11. **Technical Design Report FAIR SIS100 Synchrotron.** Germany, March 2008.

Поступила в Редакцию 16.06.11

УДК 504.054

ОПЕРАТИВНЫЙ АНАЛИЗ АВАРИИ НА АЭС «ФУКУСИМА-1» (ЯПОНИЯ) И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ЕЕ ПОСЛЕДСТВИЙ

*Арутюнян Р.В., Большов Л.А., Киселев А.Е., Красноперов С.Н., Павловский О.А., Панченко С.В.,
Припачкин Д.А., Стрижов В.Ф. (ИБРАЭ РАН, г. Москва)*

В 1996 г. в ИБРАЭ РАН был создан и начал функционировать Технический кризисный центр (ТКЦ), основными задачами которого являются:

оценка и прогнозирование основных характеристик источника радиоактивного выброса при авариях и инцидентах;

прогнозирование загрязнения объектов окружающей среды с учетом данных радиационного мониторинга;

оценка и прогнозирование дозы облучения населения;

выработка рекомендаций по защите населения и объектов окружающей среды;