

ПОПЕРЕЧНАЯ ШУМОВАЯ РАСКАЧКА ПУЧКА В СИНХРОТРОНЕ У-70

© 2013 г. С. В. Иванов, О. П. Лебедев

ГНЦ РФ “Институт физики высоких энергий”

Россия, 142281, Протвино Московской обл., пл. Науки, 1

Поступила в редакцию 19.06.2012 г.

Представлены результаты исследования поперечной шумовой (стохастической) раскачки пучка при медленном выводе частиц на нижнем плато магнитного поля в синхротроне У-70 ГНЦ ИФВЭ. Приведено уравнение диффузии частиц и получена оценка достижимого масштаба времени поперечной (горизонтальной) шумовой раскачки. Определена глубина заброса частиц за кромку внутренней мишени-замедлителя и сформулированы вытекающие из этого требования к геометрии мишени. Приводятся результаты экспериментов на углеродном пучке в У-70.

DOI: 10.7868/S0032816213020201

1. ВВЕДЕНИЕ

Практический интерес к проблеме контролируемой поперечной шумовой (стохастической) раскачки пучка в синхротроне У-70 ГНЦ ИФВЭ связан с разработкой технических средств, предназначенных для наведения частиц на внутреннюю мишень-замедлитель. Эта мишень используется в схеме медленного вывода углеродного пучка на вводном плато магнитного поля в У-70.

2. МЕДЛЕННЫЙ ВЫВОД ПУЧКА ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЭНЕРГИИ

Медленный вывод пучка легких ионов из синхротрона У-70 проводится на нижнем плато магнитного поля. Применяется классическая двухкаскадная схема Piccioni–Wright [1, 2], использующая тонкую внутреннюю мишень-замедлитель (далее мишень) и отклоняющий магнит.

Подобная схема успешно применялась ранее в 71.8-метровом слабофокусирующем протонном синхротроне COSMOTRON [3] (3.3 ГэВ, BNL, США, 1953–66 гг.). Именно с ее помощью был впервые в мире получен протонный пучок, выведенный из кольцевого резонансного ускорителя на внешнюю мишень.

Схематическое представление схемы Piccioni–Wright, адаптированной для большого сильнофокусирующего синхротрона У-70, показано на рис. 1.

Удельная кинетическая энергия циркулирующего пучка ионов углерода $^{12}\text{C}^{6+}$ в У-70 составляет 450–455 МэВ на нуклон (режим накопителя и растяжителя пучка). Частицы из гало пучка наводятся на тонкую мишень-замедлитель VM_{28} , расположенную с положительным радиальным отклонением от равновесной орбиты, $x > 0$ (внешний радиус), в начале 28-го прямолинейного

промежутка $ПП_{28}$ магнитной структуры У-70. Материал мишени – бериллий, толщина 4.0 мм.

После однократного взаимодействия с мишенью VM_{28} происходит сброс относительного импульса выводимой фракции пучка $\delta p/p_0 = -0.69\%$ (или -5.20 МэВ на нуклон). В результате частицы вовлекаются в свободные бетатронные колебания относительно новой, смещенной внутрь кольца равновесной орбиты (штриховая линия на рис. 1).

Через половину длины волны бетатронных колебаний вниз по ходу пучка при отрицательном радиальном отклонении от равновесной орбиты, $x < 0$ (внутренний радиус), происходит пространственное разделение выводимой фракции и циркулирующего пучка, ожидающего вывода (сплош-

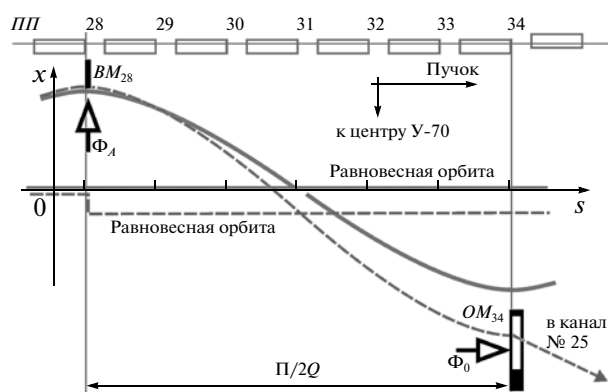


Рис. 1. Схема медленного вывода пучка промежуточной энергии из У-70. $ПП_{28}$ – $ПП_{34}$ – прямолинейные промежутки; OM_{34} – септум-магнит; VM_{28} – мишень-замедлитель; Φ_A , Φ_0 – соответственно диффузионный и дрейфовый потенциалы. Ордината x – радиальное отклонение от равновесной орбиты для номинального импульса p_0 ; абсцисса s – расстояние вдоль орбиты; Π – длина орбиты (1483.7 м); Q – горизонтальная бетатронная частота (9.7–9.9).

ная линия на рис. 1). В этом месте (начало 34-го прямолинейного промежутка $ПП_{34}$) расположен отклоняющий септум-магнит $ОМ_{34}$. Он направляет частицы далее внутрь кольца У-70 в экспериментальный зал 1БВ, где сооружается новый канал транспортировки пучка № 25.

В качестве тестового также используется протонный пучок с кинетической энергией 1.32 ГэВ. В этом случае вводится мишень $ВМ_{28}$ из графита толщиной 30 мм. Сброс относительного импульса тот же, $\Delta p/p_0 = -0.69\%$ (или -12.8 МэВ по энергии).

Физическое обоснование такой схемы вывода пучка для У-70 изначально предполагало использование поперечного шумового наведения пучка на $ВМ_{28}$. Достоинством такого наведения является не только стационарность трасс циркулирующего и выводимого пучков, но и оптимальное азимутальное положение $ВМ_{28}$. Дело в том, что линейный хроматический разброс углов входа пучка в мишень при поперечной шумовой раскачке составляет

$$\Delta \frac{dx}{ds_{ВМ_{28}}} = \frac{\Delta p}{p_0} \left[\frac{\alpha}{\beta} D + \frac{dD}{ds} \right]_{ВМ_{28}} = \frac{\Delta p}{p_0} 1.7 \text{ мрад}, \quad (1)$$

где $\Delta p/p_0$ – относительный разброс по импульсам в пучке; β и α – бетатронные амплитудные функции; D – дисперсионная функция (все горизонтальные).

При достигнутом разбросе $\Delta p/p_0 = \pm 0.2\%$ поправка (1) очень мала. Поэтому при бетатронном шумовом наведении все частицы выводимой фракции пучка имеют почти одинаковые углы входа в мишень $ВМ_{28}$. Это важно для практической реализации схемы $Риссион-Уайт$, когда ключевое значение имеет процесс взаимодействия пучка с кромкой, а не с массивом мишени-замедлителя.

3. УРАВНЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ДИФФУЗИИ

В качестве независимой поперечной переменной используем аналог переменной действия – произведение E полуосей фазового эллипса, по которому движется частица. Рассматривается только горизонтальное бетатронное движение.

Переменная E имеет смысл геометрического (ненормализованного, без множителя π) эмиттанса пучка, охватываемого выбранной фазовой траекторией. Амплитуда поперечных колебаний определяется выражением

$$A(s) = \sqrt{\beta(s)E}, \quad (2)$$

где $\beta(s)$ – амплитудная β -функция; s – расстояние вдоль орбиты.

Пучок согласован с фазовыми траекториями. Его профиль в момент времени t представляется функцией распределения $F(E, t)$.

Предположим, что на пучок действует случайная стационарная дипольная отклоняющая сила с нулевым средним значением. Тогда эволюция $F(E, t)$ описывается уравнением диффузии

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E} \left(D_1 E \frac{\partial F}{\partial E} \right). \quad (3)$$

Линейная зависимость от E коэффициента диффузии в виде

$$D(E) = D_1 E \quad (4)$$

является следствием предположения о дипольном характере возмущающей силы, профиль (эпюра) которой в границах пучка не зависит от поперечной координаты. Коэффициент пропорциональности D_1 определяется как

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{d \langle E \rangle}{dt} = D_1. \quad (5)$$

Угловые скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение по статистическому ансамблю реализаций случайного процесса.

Уравнение (3) дополняется начальным условием для $E \geq 0$:

$$F(E, t)|_{t=0} = F_0(E) \quad (6)$$

и парой граничных условий для $t \geq 0$:

$$\Phi(E, t) = -D_1 E \frac{\partial F}{\partial E}(E, t) \Big|_{E=0} = 0; \quad (7)$$

$$F(E, t) \Big|_{E=E_A} = 0. \quad (8)$$

Здесь Φ обозначает диффузионный поток, а E_A есть поперечный аксептанс ускорителя. Условие (7) означает, что в центре пучка нет источника частиц. Условие (8) учитывает уход частиц из пучка на апертуре камеры (на внутренней мишени).

Решение краевой задачи (3), (6)–(8) полностью описывает (дипольную) поперечную шумовую раскачку пучка.

4. ВРЕМЕННОЙ МАСШТАБ ПРОЦЕССА ДИФФУЗИИ

Считаем, что исходный профиль пучка $F_0(E)$ сосредоточен на отрезке $[0; E_0]$. Величина E_0 имеет смысл начального эмиттанса пучка (по основанию распределения).

Задачу (3), (6)–(8) удобно привести к безразмерному виду, введя приведенные переменные E/E_0 и t/T , где

$$T = E_0 / D_1. \quad (9)$$

Интервал времени T определяет характерный временной масштаб протекания диффузионных процессов. Согласно уравнению (5), T имеет физический смысл “постоянной времени удвоения (начального) эмиттанса пучка”. За время T как линейный, так и угловой размеры пучка, не ограниченного по апертуре (т.е. при условии $E_A/E_0 \rightarrow \infty$), увеличились бы в $\sqrt{2}$ раз (на 41.4%).

5. КОЭФФИЦИЕНТ ДИФФУЗИИ

Коэффициент $D(E)$ (4) и диффузионное время T (9) определяются величиной D_1 . Ее расчет в соответствии с (5) приводит к выражению

$$D_1 = V^2 \sum_{k=-\infty}^{\infty} |\sqrt{\beta}G|_k|^2 P_{\Delta dx/ds}((k + Q)\omega_0). \quad (10)$$

Здесь $V = ds/dt$ – линейная скорость пучка; ω_0 – циклическая частота обращения пучка; Q – бетатронная частота; k – целое число, номер гармоники частоты обращения.

В формуле (10) $\Delta dx/ds$ есть случайная величина – изменение угла траектории частицы после однократного пересечения дефлектора. Излом траектории зависит от величины интеграла поля дефлектора, входящего в числитель равенств

$$\Delta dx/ds = \frac{\delta BL}{B\rho} = \frac{\delta EL}{VB\rho}, \quad (11)$$

где L – эффективная длина дефлектора (магнитного с индукцией δB или электрического с напряженностью δE); $B\rho$ – магнитная жесткость пучка.

Вещественная и четная функция $P_u(\Omega)$ обозначает двустороннюю спектральную плотность мощности случайного сигнала $u(t)$ и имеет вид

$$P_u(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle u(t + \tau)u(t) \rangle \exp(i\Omega\tau) d\tau. \quad (12)$$

Подынтегральная функция в угловых скобках есть четная функция времени τ (автокорреляция стационарного шума $u(t)$). Она не зависит от текущего времени t .

Азимутальная локализация поля дефлектора представлена периодической функцией $G(s) = G(s + \Pi)$, где Π – длина орбиты. Функция $G(s)$ нормирована на единицу:

$$\int_0^{\Pi} G(s) ds = 1. \quad (13)$$

В формулу (10) входят гармоники разложения в ряд Фурье от периодической (с периодом Π) функции

$$\sqrt{\beta(s)}G(s) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} |\sqrt{\beta}G|_k \exp\left(\frac{2\pi i k s}{\Pi}\right). \quad (14)$$

Для очень короткого дефлектора, расположенного на координате s_0 ,

$$G(s) = \delta_{\Pi}(s - s_0), \quad (15)$$

где $\delta_{\Pi}(s)$ – периодическая (с периодом Π) дельта-функция. Тогда

$$|\sqrt{\beta}G|_k = \sqrt{\beta(s_0)} \frac{1}{\Pi} \exp\left(-\frac{2\pi i k s_0}{\Pi}\right). \quad (16)$$

В таком приближении выражение (10) упрощается до вида

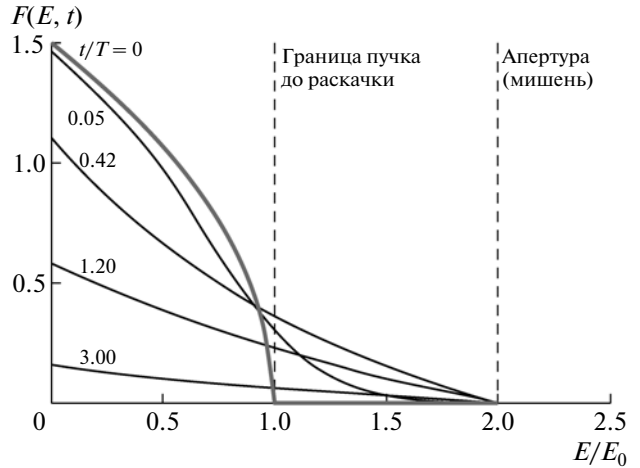


Рис. 2. Шумовое размытие распределения частиц.

$$D_1 = \left(\frac{\omega_0}{2\pi}\right)^2 \beta(s_0) \sum_{k=-\infty}^{\infty} P_{\Delta dx/ds}((k + Q)\omega_0), \quad (17)$$

в котором используется далее.

6. ЧИСЛОВЫЕ ОЦЕНКИ ДЛЯ У-70. НИЖНЕЕ ПЛАТО

Шум действует на пучок на дискретных гармониках частоты обращения (см. ряды в (10), (17)). Это открывает возможность использовать для раскачки, например, шум в области нижних частот $|\Omega| < \omega_0/2$.

В этих целях в У-70 для $k = -10$ и $Q = 9.7-9.9$ применяется узкополосный электростатический дефлектор ЭСД₂. Он расположен во втором прямолинейном промежутке ПП₂. Ширина спектра шума (углового отклонения, интеграла поля или собственно поля дефлектора) должна простирается от 0 до $\pm 0.3\omega_0$, т.е. примерно до $\pm 2\pi(55-60)$ кГц.

Выполнив обратное преобразование Фурье в формуле (12), получим

$$\langle u(t + \tau)u(t) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_u(\Omega) \exp(-i\Omega\tau) d\Omega. \quad (18)$$

Отсюда следует, что дисперсия (она же, среднеквадратичная мощность) стационарного шума может быть определена как

$$\langle u^2(t) \rangle = \langle u^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_u(\Omega) d\Omega \cong 2P_0 f_M. \quad (19)$$

Приближенное равенство справа относится к низкочастотному шуму с постоянной мощностью P_0 , сосредоточенной в полосе нижних частот $|\Omega| \leq 2\pi f_M$. Для У-70 граничная частота $f_M = 55-60$ кГц.

По масштабу величины размах случайного сигнала $u(t)$ составляет

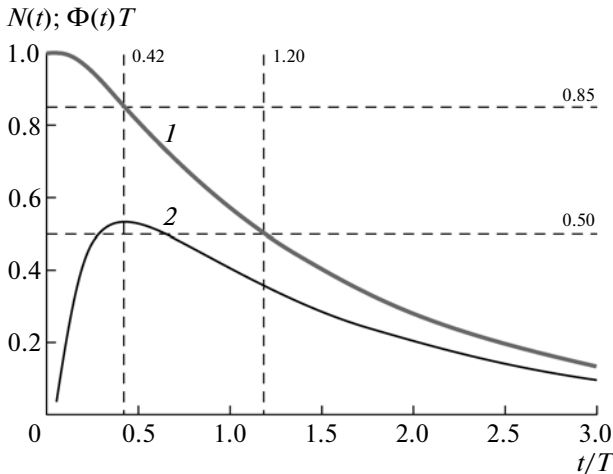


Рис. 3. Эволюция интегральных характеристик. 1 – интенсивность $N(t)$ пучка, ожидающего вывода; 2 – поток $\Phi(t)T$ выводимых частиц.

$$\frac{\text{peak-to-peak}(u(t))}{2} \cong 3\sqrt{\langle u^2 \rangle}. \quad (20)$$

На практике максимальная мощность шума ограничена доступным линейным динамическим диапазоном сигнала $u(t)$. Поэтому оценочно

$$P_0 \leq \frac{1}{2f_M} \frac{1}{9} \max \left(\frac{\text{peak-to-peak}(u(t))}{2} \right)^2. \quad (21)$$

В У-70 для дефлектора ЭСД₂ (его длина $L = 1$ м, расстояние между пластинами 0.1 м, амплитуда напряжения между ними 3.0 кВ) имеем

$$\max \left(\frac{\text{peak-to-peak}(\delta EL)}{2} \right) = 30 \text{ кВ.}$$

Горизонтальная амплитудная функция в середине прямолинейного промежутка ПП₂, где расположен дефлектор ЭСД₂, $\beta(s_0) = 25.4$ м.

На вводном плато У-70 пучок углерода с удельной кинетической энергией 455 МэВ/нуклон имеет магнитную жесткость $B\rho = 6.85$ Тл·м, частоту обращения $\omega_0/2\pi = 149.7$ кГц и релятивистский фактор $\beta = 0.74$. Максимальное угловое отклонение в дефлекторе ± 20 мкрад при уровне спектральной мощности шума $P_0 = 3.6 \cdot 10^{-4}$ мкрад²/Гц.

Оставив в сумме (17) одно слагаемое с $k = -10$, получим

$$D_1 \leq 200 \text{ мм} \cdot \text{мрад/с.}$$

Ожидаемый полный эмиттанс пучка $E_0 = 30\text{--}40$ мм·мрад, поэтому характерное время удвоения эмиттанса $T \geq 0.15\text{--}0.2$ с. Это означает, что технически возможно создание системы медленного вывода на нижнем плато синхротрона У-70 с горизонтальным бетатронным шумовым наведением и приемлемой длительностью сброса, несколько сотен миллисекунд и более.

7. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ

Семейство решений краевой задачи диффузии (3), (6)–(8) в приведенных переменных E/E_0 и t/T зависит от внешнего параметра E_A/E_0 – относительного запаса по апертуре в $t = 0$.

При шумовом выводе на нижнем плато У-70 это отношение ненамного превышает единицу. Поэтому требуется получить более полное представление о процессе шумового наведения с помощью решения уравнения диффузии. Такое решение возможно в аналитическом виде (метод разделения переменных и разложения в ряд Фурье–Бесселя).

В результате получим следующие выражения для распределения пучка $F(E, t)$, его интенсивности $N(t)$ (она нормирована на единицу в $t = 0$) и потока частиц через апертуру $\Phi(E_A, t)$ (ток вывода):

$$F(E, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0 \left(j_{0n} \sqrt{\frac{E}{E_A}} \right) \exp \left(-\frac{1}{4} \frac{j_{0n}^2}{E_A/E_0} \frac{t}{T} \right); \quad (22)$$

$$N(t) = \int_0^{E_A} F(E, t) dE = \quad (23)$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{2E_A/E_0}{j_{0n}} J_1(j_{0n}) \exp \left(-\frac{1}{4} \frac{j_{0n}^2}{E_A/E_0} \frac{t}{T} \right);$$

$$\Phi(t)T = -\frac{dN(t)}{dt/T} = \quad (24)$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{j_{0n}}{2} J_1(j_{0n}) \exp \left(-\frac{1}{4} \frac{j_{0n}^2}{E_A/E_0} \frac{t}{T} \right).$$

В этих формулах $J_0(x)$ и $J_1(x)$ – функции Бесселя; j_{0n} – n -й корень уравнения $J_0(x) = 0$; C_n – коэффициенты разложения исходного распределения $F_0(E)$ в ряд Фурье–Бесселя:

$$C_n = \frac{1}{J_1^2(j_{0n}) E_A} \int_0^{E_A} F_0(E) J_0 \left(j_{0n} \sqrt{\frac{E}{E_A}} \right) dE. \quad (25)$$

Полагаем, что функция $F_0(E)$ отлична от нуля на отрезке $[0; E_0]$ и нормирована на единицу по переменной E/E_0 . Предположим для упрощения, что исходный профиль пучка по поперечной координате x (и углу dx/ds) имеет вид отрезка перевернутой параболы. Тогда

$$F_0(E) = \begin{cases} \frac{3}{2} \sqrt{1 - \frac{E}{E_0}} & \text{для } 0 \leq E \leq E_0, \\ 0 & \text{в противном случае.} \end{cases} \quad (26)$$

На рис. 2 показано изменение функции распределения пучка при диффузии. Предполагается двукратный запас по апертуре в $t = 0$. Профили пучка построены в моменты безразмерного времени $t/T = 0, 0.05, 0.42, 1.2$ и 3.0.

На рис. 3 приведены интегральные характеристики процесса диффузии. Кривая 1 соответствует интенсивности пучка, ожидающего вывода, кри-

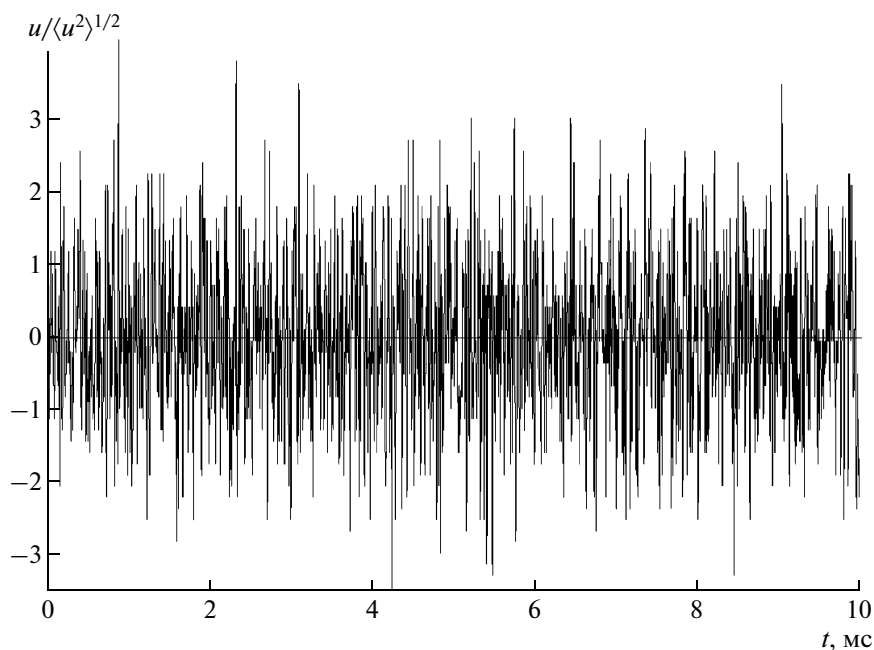


Рис. 4. Шумовое напряжение на пластинах дефлектора ЭСД₂.

вая 2 – потоку выводимых частиц. Это естественный сброс при постоянной мощности шума. Половина интенсивности пучка выводится к моменту $t/T = 1.2$, а 80% интенсивности – к моменту $t/T = 2.5$. Пик диффузионного потока приходится на время $t_A/T = 0.42$. Его можно считать временем (заметной) диффузии до апертуры. К этому моменту в пучке остается 85% интенсивности.

При изменении запаса по апертуре числовые оценки изменятся, в частности, время диффузии до апертуры составит

$$\frac{t_A}{T} \propto \frac{E_A}{E_0} - 1. \quad (27)$$

Рассмотренный числовой пример является подтверждением физической значимости временного масштаба T (9), обсуждавшегося ранее.

8. ЗАБРОС ЧАСТИЦ ЗА КРОМКУ МИШЕНИ

В синхротроне У-70 поперечная диффузия наводит пучок на внутреннюю мишень-замедлитель $ВМ_{28}$, находящуюся в начале прямолинейного промежутка $ПП_{28}$. Мишень высотой h расположена с положительным радиальным отклонением от равновесной орбиты, $x > 0$ (внешний радиус).

Граничное условие (8) $F(E_A, t) = 0$ выполняется в точке $x_A = +\sqrt{\beta E_A}$. Геометрическая кромка мишени находится в координате $x_A - \Delta x < x_A$, где малая положительная величина Δx есть глубина заброса пучка за кромку мишени. Информация о забросе нужна для уточнения требований к угловой ориентации и качеству обработки плоскости

мишени, касательной к пучку, при медленном выводе по схеме Piccioni–Wright.

В ближней окрестности точки E_A распределение пучка по переменной E имеет клиновидный профиль (см. рис. 2):

$$F(E) \cong \begin{cases} \left| \frac{\partial F}{\partial E} \right|_{E_A} (E_A - E) & \text{для } E \leq E_A, \\ 0 & \text{для } E > E_A. \end{cases} \quad (28)$$

Такое распределение поддерживает диффузионный поток частиц $\Phi_A = \Phi(E_A, t)$ через апертуру

$$\Phi_A = D_1 E_A \left| \frac{\partial F}{\partial E} \right|_{E_A}. \quad (29)$$

Проекция функции двух переменных $F(E(x, dx/ds))$ на ось x определяет локальное распределение частиц по координате x . Для функции (28) это распределение имеет вид

$$f(x) \cong \begin{cases} \frac{4}{3} \left| \frac{\partial F}{\partial E} \right|_{E_A} \frac{1}{\beta^2} (x_A^2 - x^2)^{3/2} & \text{для } x \leq x_A; \\ 0 & \text{для } x > x_A. \end{cases} \quad (30)$$

Интенсивность пучка N определена в левом равенстве выражения (23). Она нормирована на единицу в $t = 0$. Часть интенсивности, обозначенная как ΔN , оказывается в области горизонтального заброса за кромку мишени и определяется как

$$\Delta N = \int_{x_A - \Delta x}^{x_A} f(x) dx. \quad (31)$$

Подставив в это выражение функцию (30) и проведя интегрирование для $\Delta x \ll x_A$, получим

$$\Delta N = \frac{4}{15} \left| \frac{\partial F}{\partial E_A} \right| E_A^2 \left(\frac{2\Delta x}{x_A} \right)^{5/2}. \quad (32)$$

Пользуясь равенством (29), выразим градиент функции распределения через поток Φ_A , тогда выражение (32) запишем в более удобном виде

$$\Delta N = \frac{4}{15} \Phi_A T \frac{E_A}{E_0} \left(\frac{2\Delta x}{x_A} \right)^{5/2}, \quad (33)$$

где T – диффузионное время (9).

При определении ΔN учтены частицы с произвольными вертикальными координатами y . С мишенью взаимодействуют только те из них, для которых выполняется условие $|y| \leq h/2$ (центр мишени по высоте находится в горизонтальной плоскости $y = 0$). Их долю характеризует весовой множитель $W \leq 1$ вида

$$W = \int_{-h/2}^{h/2} g(y) dy, \quad \int_{-y_M}^{y_M} g(y) dy = 1, \quad (34)$$

где $g(y)$ – распределение частиц по координате y ; $2y_M$ – вертикальный линейный размер пучка по основанию распределения. Выбрав для определенности $g(y)$ в виде отрезка перевернутой параболы, получим

$$W = \begin{cases} \frac{3}{2} \left(\frac{h/2}{y_M} \right) \left(1 - \frac{1}{3} \left(\frac{h/2}{y_M} \right)^2 \right) & \text{для } h/2 \leq y_M, \\ 1 & \text{в противном случае.} \end{cases} \quad (35)$$

За период одного оборота, равный $2\pi/\omega_0$, с мишенью взаимодействуют $W\Delta N$ частиц. Именно они выводятся из ускорителя. Средний (по орбите) ток вывода составит

$$\Phi_0 = \frac{W\Delta N}{2\pi} \omega_0. \quad (36)$$

Легко видеть, что Φ_0 имеет физический смысл потока продольного дрейфового переноса. Действи-

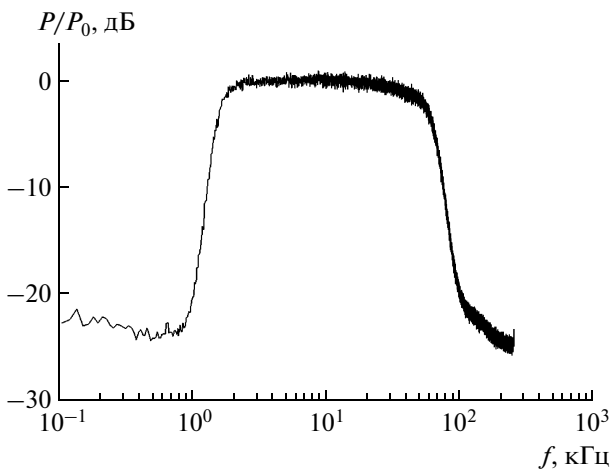


Рис. 5. Спектральная плотность мощности шума наведения.

тельно, $W\Delta N/2\pi$ есть средняя по обобщенному азимуту $\Theta = 2\pi s/\Pi$ плотность частиц в выводимой фракции, а $\omega_0 = d\Theta/dt$ – угловая скорость движения пучка по орбите.

Потребуем непрерывности двух потоков частиц: 1) поперечного диффузионного потока Φ_A , направленного к мишени BM_{28} , и 2) продольного дрейфового потока Φ_0 , направленного от мишени и далее через магнит OM_{34} из кольца. Оба потока показаны стрелками на рис. 1.

Условие сшивки $\Phi_A = \Phi_0$ приводит к равенству

$$1 = \frac{4}{15} W \frac{\omega_0 T}{2\pi} \frac{E_A}{E_0} \left(\frac{2\Delta x}{x_A} \right)^{5/2}, \quad (37)$$

из которого следует искомая оценка для глубины заброса:

$$\Delta x = \frac{x_A}{2} \left(\frac{4}{15} W \frac{\omega_0 T}{2\pi} \frac{E_A}{E_0} \right)^{-2/5}. \quad (38)$$

Доступным техническим фактором, способным регулировать глубину заброса при ограниченной мощности P_0 шума наведения, является подбор высоты мишени h , поскольку $\Delta x \propto (P_0/h)^{2/5}$.

9. МЕХАНИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ К МИШЕНИ

Обозначим δx глубину “плохого” слоя на кромке мишени. Такой слой появляется по двум причинам:

1) из-за шероховатости при механической обработке поверхности мишени, когда $\delta x = Rmax \cong \cong 4Ra$, где $Rmax$ – наибольшая высота неровно-

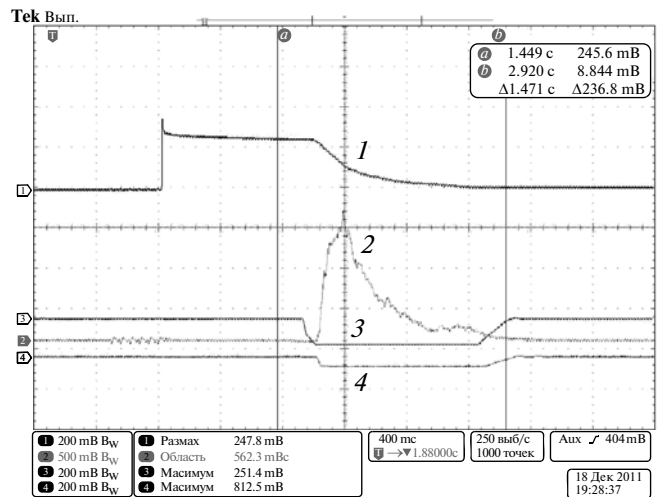


Рис. 6. Осциллограммы медленного вывода углеродного пучка при поперечном шумовом наведении. 1 – интенсивность пучка, ожидающего вывода; 2 – ток медленно выведенного пучка; 3, 4 – токи в дополнительных обмотках, возбуждающих локальные горизонтальные искажения орбиты вблизи мишени BM_{28} и магнита OM_{34} соответственно.

стей профиля, Ra – средний арифметический модуль отклонения профиля от центральной линии;

2) из-за ошибки $\delta\varphi$ угловой ориентации мишени, когда $\delta x = \delta\varphi d$, где d – толщина мишени по ходу пучка.

Для функции распределения (30) при малых Δx доля η выводимых частиц, взаимодействующих с “хорошим” массивом вещества мишени, составит

$$\eta = \left(1 - \frac{\delta x}{\Delta x}\right)^{5/2}. \quad (39)$$

Так, чтобы получить $\eta = 90\%$, требуется $\delta x/\Delta x = 0.04$.

Продолжим числовой пример для ускорителя У-70. Примем $E_A/E_0 = 1$, $x_A = y_M = 30$ мм, $h = 10$ мм, $T = 0.2$ с и получим $\Delta x = 0.7$ – 0.8 мм. Для $\eta = 90\%$ требуется $\delta x = 28$ – 32 мкм. При этом параметр шероховатости поверхности для кромки мишени достаточно выбрать не хуже $R_{max}28$ – 32 или $Ra7$ – 8 (получистовое обтачивание без шлифовки). Для бериллиевой мишени толщиной $d = 4.0$ мм, используемой при выводе пучка ядер углерода, ошибки угловой ориентации не должны превышать ± 7 – 8 мрад.

10. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Представленные расчеты послужили физическим обоснованием для создания схемы поперечной шумовой раскачки при медленном выводе пучка ядер углерода из синхротрона У-70. Схема была успешно опробована на практике во время сеансов работы Ускорительного комплекса У-70 в 2011 г.

В качестве внешнего источника шума наведения используется аналоговая электронная схема со стабилизатором КС482А, имеющим лавинный механизм пробоя. В области формирования пробоя (при токах 0.1–1.0 мА) наблюдаются спонтанные флуктуации тока и напряжения (шум). Спектр первичного шума равномерный в полосе ± 100 кГц. Для коррекции спектра шумового напряжения, подаваемого на пластины дефлектора, используются активные RC-фильтры нижних и верхних частот. Их частоты среза по уровню -3 дБ составляют 1.5 и 70 кГц соответственно.

На рис. 4 показана осциллограмма шумового напряжения $u(t)$, снятого с пластин дефлектора ЭД₂ и нормированного на среднеквадратичную амплитуду $\sqrt{\langle u^2 \rangle}$, а на рис. 5 – спектральная плотность мощности этого сигнала, измеренная с помощью цифрового осциллографа LeCroy WP 7100А. Проведено статистическое усреднение по 230 реализациям случайного процесса.

На рис. 6 приведены осциллограммы медленного вывода углеродного пучка при поперечном шумовом наведении.

Луч 1 соответствует интенсивности пучка, ожидающего вывода. Сигнал измерен с помощью индукционного датчика тока.

Луч 2 – ток медленно выведенного пучка. Этот сигнал получен с помощью малой ионизационной камеры (0.05 л, молекулярный азот, 0.4 атм), разработанной в отделе электроники и автоматики ГНЦ ИФВЭ (В.С. Селезнев). Камера размещена на трассе выведенного пучка после магнита OM_{34} .

Расчетные кривые для первого и второго лучей показаны на рис. 3. Расчет и эксперимент хорошо соответствуют друг другу. По измерениям характерное время диффузии $T(9)$ составляет ~ 0.4 с.

Лучи 3, 4 – токи в дополнительных обмотках, возбуждающих локальные горизонтальные искажения орбиты вблизи мишени BM_{28} и магнита OM_{34} соответственно. Искажения орбиты, которые подводят пучок к этим устройствам системы вывода, и трассы пучка стационарны, и наведение пучка на BM_{28} происходит только с помощью поперечной шумовой раскачки.

На рис. 3 и 6 показан так называемый естественный шумовой сброс, получаемый при постоянной мощности шума наведения. Введение системы обратной связи, замыкаемой по каналу “ток выведенного пучка – мощность шума наведения”, позволит получить хорошо контролируемые прямоугольные (плоские) сбросы пучка промежуточной энергии. Такая технология уже отработана при создании действующей системы медленного стохастического вывода пучка из У-70 на верхнем плато магнитного поля [4].

Ожидаемая длительность плоского сброса составит нескольких сотен миллисекунд и выше.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обоснованы и проверены экспериментально технические средства для системы медленного вывода пучка на нижнем плато магнитного поля синхротрона У-70 с поперечным шумовым наведением. Подтверждена эффективность и гибкость этого метода наведения.

Вывод осуществлялся в головную часть нового, 25-го, канала транспортировки пучка. В скором времени в его состав войдут, в том числе, стенды для радиобиологических исследований на медленно выведенном пучке ядер углерода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Piccioni O., Clark D., Cool R. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1955. V. 26. P. 232.
2. Wright B.T. // Rev. Sci. Instrum. 1954. V. 25. P. 429.
3. Collins G.B. // Proc. of CERN Symposium on High-Energy Accelerators and Pion Physics. (Geneva, 1956.) Report CERN 56-25, 1956.
4. Иванов С.В., Лебедев О.П. // ПТЭ. 2006. № 6. С. 15; Иванов С.В., Лебедев О.П. Препринт ИФВЭ ОУ У70 2006-3. Протвино, 2006.