ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 621.384.6

К коррекции орбиты в синхротронах

ДИНЕВ Д. Х. (Физический факультет Софийского университета, Болгария)

В реальном ускорителе вследствие отклонения магнитного поля от идеального, наличия в уравнении движения членов более высокого порядка, импульсного разброса в ускоряемом пучке, разных неточностей в расположении магнитных элементов и т. п. поперечное движение частиц отличается от движения в так называемом идеальном ускорителе. В частности, появляются отклонения замкнутой орбиты от ее идеального положения. Проблема разработки эффективных методов коррекции этого отклонения и соответствующих корректирующих систем является одной из основных проблем проектирования и эксплуатации ускорителя.

В настоящей работе рассматривается алгоритм для коррекции орбиты в течение цикла ускорения. Основной особенностью алгоритма является то, что функционал, подлежащий минимизированию, выводится аналитически.

Как известно, в переменных $\eta = x/\beta^{1/2}$ и $\varphi = \int ds/Q\beta$ уравнение движения в поперечной плоскости для синхротрона принимает вид [1]

$$d^2\eta/d\varphi^2 + Q^2\eta = Q^2 f(\varphi). \tag{1}$$

Здесь x — поперечная координата; s — продольная координата; $\beta(s)$ — β — функция Твисса; Q — число бетатронных колебаний за оборот. Функция $f(\varphi)$ описывает отклонения магнитных полей от расчетных.

Замкнутая орбита является периодическим решением уравнения (1) с правой частью и ее можно представить интегралом

$$\eta(\varphi) = \frac{Q}{2\sin\pi Q}\int\limits_{\varphi}^{\varphi+2\pi} f(t)\cos Q(\varphi+\pi-t)\,dt. \tag{2}$$

Дальше будем рассматривать магнитную систему с разделенными функциями поворота и фокусировки. Так как $f = 0$ вне магнитных элементов и $f = f_i$ в i-м магнитном элементе, то выражение (2) можно свести к матричному равенству:

$$\eta(\varphi_i) = \Sigma a_{ij}\delta_j; \tag{3}$$

$$a_{ij} = \cos Q(\varphi_i + \pi - \varphi_j); \tag{4}$$

$$\delta_j = \begin{cases} \dfrac{1}{2\sin\pi Q}\dfrac{\sqrt{\beta_j}\,\Delta B_j\,\Delta s_j}{B_0\rho} & \text{(в магнитах и корректирующих магнитах);} \quad (5) \\[2ex] \dfrac{1}{2\sin\pi Q}\dfrac{\sqrt{\beta_j}\,g_j\,\Delta x_j\,\Delta s_j}{B_0\rho} & \text{(в квадрупольных линзах).} \quad (6) \end{cases}$$

Здесь использованы традиционные обозначения: ρ — радиус кривизны в магнитах; $B_0\rho$ — магнитная жесткость; $\Delta B = B - B_0$ — отклонение реального магнитного поля от расчетного; g — градиент в квадрупольных линзах; Δx — поперечное смещение квадрупольных линз; Δs — длина магнитного элемента. Переменные η и δ одинаковой размерности.

Из многочисленных методов для коррекции замкнутой орбиты в настоящее время самое большое распространение получили локальный итеративный «beam — bump»-метод [2, 3] и метод общей коррекции [4, 5].

В методе общей коррекции вводится функционал

$$\Psi = \gamma\sum_i \eta_i^2 + (1-\gamma)\sum_j \delta^2_{BC_j}. \tag{7}$$

Замкнутая орбита считается оптимальной, если Ψ имеет минимум. В выражении для Ψ γ является параметром, оптимальное значение которого обычно определяют моделированием методом Монте-Карло.

В настоящей работе выражение для функционала, подлежащего минимизированию, выводится аналитически. Пусть имеем M магнитов, K линз и $2N$ сигнальных электродов и корректирующих магнитов. Так как $M + K > 2N$, невозможно разрешить (3) относительно возмущений δ, т. е. наша информация об искаженной орбите неполная. Это также связано с фактом, что по измерениям в $2N$ точках невозможно узнать все Фурье-гармоники орбиты. Можно только вычислить приближенные значения первых N гармоник. Аппроксимируем первые N гармоники коэффициентами Бесселя:

$$U_0 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{2N}\eta_i;$$

$$U_k = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{2N}\eta_i\cos k\varphi_i; \tag{8}$$

$$V_k = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{2N}\eta_i\sin k\varphi_i.$$

Существует следующая связь между коэффициентами Бесселя и коэффициентами Фурье:

$$U_0 = u_0 + 2\sum_{j=1}^{\infty}u_{2Nj};$$

$$U_k = u_k + \sum_{j=1}^{\infty}(u_{2Nj-k} + u_{2Nj+k}); \tag{9}$$

$$V_k = V_k + \sum_{j=1}^{\infty}(-v_{2Nj-k} + v_{2Nj+k}).$$

В выражении (8) φ_i — это координаты $2N$ равноотдаленных точек. В синхротронах с разделенными функциями стремятся расположить сигнальные электроды равномерно по кольцу. Но часто из-за размещения другого оборудования появляется некоторое отклонение от строгой периодичности. В этом случае можно интерполировать отклонения орбиты в точках периодичности, где невозможно разместить сигнальные электроды, либо обратиться к более сложным формулам прикладного гармонического анализа, аппроксимирующих первые N гармоники при неравноотдаленных точках.

Будем пользоваться индексами B для отклонений, вызванных возмущениями в магнитах, g — в линзах и BC — для отклонений, вызванных коррекциями. Тогда $\eta = \eta_B + \eta_g + \eta_{BC}$.

Орбиту η можно разложить в ряд Фурье, и первые N гармоники, связанные с возмущениями в магнитах и линзах, заменить коэффициентами Бесселя согласно (9). Тогда после некоторой группировки членов можно получить, что

$$\eta = \Big\{ \frac{U_0}{\sqrt{2}} + \sum_{k=1}^{N-1} [(U_k + u_k^{BC}) \cos k\varphi + (V_k + v_k^{BC}) \sin k\varphi] + \frac{1}{\sqrt{2}} (U_N + u_N^{BC}) \cos N\varphi \Big\} + \Big\{ \Big(\frac{\sqrt{2}-1}{\sqrt{2}} \Big) u_N^{BC} \cos N\varphi + v_N^{BC} \sin N\varphi + \sum_{k=N+1}^{\infty} (u_k^{BC} \cos k\varphi + v_k^{BC} \sin k\varphi) \Big\} + \Big\{ \Big(\frac{\sqrt{2}-1}{\sqrt{2}} \Big) u_N^{(B+g)} \cos N\varphi + v_N^{(B+g)} \sin N\varphi + \sum_{k=N+1}^{\infty} (u_k^{(B+g)} \cos k\varphi + v_k^{(B+g)} \sin k\varphi) - \sum_{j=1}^{\infty} u_{2Nj}^{(B+g)} - \sum_{k=1}^{N-1} \sum_{j=1}^{\infty} (u_{2Nj-k}^{(B+g)} + u_{2Nj+k}^{(B+g)}) \cos k\varphi - \sum_{k=1}^{N-1} \sum_{j=1}^{\infty} (-v_{2Nj-k}^{(B+g)} + v_{2Nj+k}^{(B+g)}) \sin k\varphi - \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{j=1}^{\infty} (u_{2Nj-N}^{(B+g)} + u_{2Nj+N}^{(B+g)}) \cos N\varphi \Big\} = \Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_3. \tag{10}$$

Суммы Σ_1, Σ_2, Σ_3 объединяют члены в соответствующих фигурных скобках. В Σ_1 объединены первые N гармоники орбиты, а в Σ_2 — высшие гармоники орбиты, связанные с действием корректирующих магнитов. В выражении (10) суммы Σ_1 и Σ_2 зависят от η_i и δ_i^{BC}, они известны. Сумма Σ_3 составлена из высших гармоник, связанных с возмущениями в магнитах и линзах, и одна величина неизвестная, т. е. это тот остаток, который будет всегда присутствовать в скорректированной орбите.

Так как представляет интерес отклонение орбиты вообще, а не только в сигнальных электродах, вводим функционал

$$\Delta^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\Sigma_1 + \Sigma_2)^2 \, d\varphi. \tag{11}$$

Будем считать, что орбита скорректирована, если Δ^2 имеет минимум. Используя свойство ортогональности тригонометрических функций, можно показать что

$$2\Delta^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{2N} \eta_i^2 + \sum_{p,\, q=1}^{2N} A_{pq} \eta_p \delta_q^{BC} + \sum_{p,\, q=1}^{2N} B_{pq} \delta_p^{BC} \delta_q^{BC}; \tag{12}$$

$$A_{pq} = \frac{2}{N} \sum_{k=1}^{N-1} c_k \cos k (\varphi_p - \varphi_q) + \frac{\sqrt{2}}{N} c_N \cos N\varphi_p \cos N\varphi_q; \tag{13}$$

$$B_{pq} = \sum_{k=1}^{\infty} c_k^2 \cos k (\varphi_p - \varphi_q); \tag{14}$$

$$c_k = \frac{2Q \sin \pi Q}{\pi (Q^2 - k^2)}. \tag{15}$$

Это и есть искомое аналитическое выражение для функционала, минимизирующего отклонение орбиты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Брук Г.** Циклические ускорители заряженных частиц. М., Атомиздат, 1970.
2. **Averill R.** IEEE Trans. Nucl. Sci., 1965, v. NS-12, N 3, p. 899.
3. **Bossart R., Bosser J.** CERN 77-2, Geneva, 1977.
4. **Baconnier Y.** CERN 65-35, Geneva, 1965.
5. **Guignard G.** CERN 70-2, Geneva, 1970.

Поступило в Редакцию 26.06.79

УДК 621.039.517

Изменение чувствительности термонейтронных датчиков в интенсивных полях ионизирующего излучения

УВАРОВ В. И., АФАНАСЬЕВ П. Г., ЗЛОКАЗОВ С. Б., НАЛИВАЕВ В. И., ПАМПУРА В. Б., САФИН Ю. А.

Для контроля энерговыделения в активных зонах ядерных реакторов термонейтронные датчики (ТНД) применяются с начала развития реакторостроения [1]. Впоследствии из-за несовершенства технологии изготовления чувствительного элемента, довольно больших габаритов и инерционности как внутризонные датчики в системах контроля энерговыделения, управления и защиты в активных зонах больших энергетических реакторов они уступили место малогабаритным камерам деления [2]. Однако в последнее время с появлением новых технологии и материалов интерес к ТНД вновь возрос [3—6].

В настоящей работе приведены результаты исследований изменения чувствительности ТНД в процессе ресурсных испытаний в активной зоне исследовательского реактора ИВВ-2М [7]. Экспериментальный канал с 20 термонейтронными датчиками (см. таблицу) находился в ячейке активной зоны [плотность потока тепловых и быстрых ($E \geqslant 1{,}15$ МэВ) нейтронов $1 \cdot 10^{14}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}$ и $4{,}5 \cdot 10^{13}$ см$^{-2} \times \times$ с$^{-1}$, мощность дозы γ-излучения $2{,}1 \cdot 10^2$ А/кг].

Исследуемый датчик — это герметичный цилиндрический корпус из стали марки 12Х18Н10Т, в котором размещена хромель-алюмелевая термопара. «Горячий» спай термопары находится в тепловом контакте с чувствительным к тепловым нейтронам элементом, изготовленным из металлического сплава урана, «холодный» спай, расположенный на расстоянии 12 мм от горячего, служит для авто-