

Также графики были построены для точек a, b, e и z (см. рис. 1), расположенных на оси камеры через равные азимутальные интервалы. Диаграммы Михоэlsa позволяют судить о фокусировке и дисперсии вторичного пучка.

Фокусирующее действие магнитного поля ускорителя представлено эквивалентной тонкой линзой. Получены формулы для расчета оптических параметров этой линзы. Определена зависимость положения и размеров эффективного источника частицы $M_{эфф}$ в меридианной плоскости ускорителя от координат мишени, импульса и угла эмиссии вторичных частиц.

Найдено, что при заданном положении мишени угловая дисперсия пучка является нелинейной функцией импульса p . Для частиц с $p \leq 2 \div 3 \text{ Гэв/с}$ дисперсия заметно меняется с вариацией угла ξ в пределах нескольких градусов. Показано, что полу-

чить хорошее разрешение по импульсам, используя в качестве анализатора магнит синхрофазотрона, можно лишь при небольшом горизонтальном угле захвата частиц ($\sim 1 \div 2 \text{ мрад}$).

Расчетные данные для пучка π -мезонов с импульсом $5,1 \text{ Гэв/с}$ хорошо согласуются с результатами эксперимента [3].

№ 64/3509

Поступила в Редакцию 17/XI 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. М. Кулакова, Л. А. Смирнова. Отчет ОИЯИ Б2-1836, 1963.
2. A. Citron et al. CERN 59-8, 1959.
3. В. С. Кладницкий, В. Б. Флягин. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 24 (1965).

Когерентная неустойчивость пучка в камере с непроводящими стенками

В. В. МАЗЕПУС, Б. В. ЧИРИКОВ

УДК 621.384.60

Исследована так называемая когерентная неустойчивость пучка в ускорителе, связанная с когерентным рассеянием частиц в магнитном поле токов, наведенных пучком в стенках камеры*. Неустойчивость возникает из-за потерь в стенках, приводящих к сдвигу фазы наведенных токов по отношению к колебанию пучка. В работе рассмотрена камера с двумя параллельными достаточно толстыми стенками, изготовленными из шихтованного железа (полюса магнита). Зазор между стенками $2b$. Свойства такой стенки характеризуются эффективными постоянными:

$$\mu = \frac{\delta + \mu_0 \Delta_0}{\delta + d} + i \frac{\mu_0 \Delta_0}{\delta + d}; \quad \epsilon = \frac{\delta + d}{\delta} \quad (1)$$

Здесь $\Delta_0 = c(2\pi\omega\sigma\mu_0)^{-1/2}$ — толщина скин-слоя в железе; μ_0, σ — проницаемость и проводимость железа соответственно, d — толщина листов, δ — расстояние между ними.

Исследование неустойчивости производилось с помощью упрощенного кинетического уравнения; поле пучка определялось методом отраженных токов.

В пренебрежении затуханием Ландау инкремент неустойчивости равен

$$Im \omega = 2\Omega_0 \frac{\Phi}{\sqrt{1+\Phi^2}} |\mu|^{\pm 1} \ln |\mu|^{\pm 1}; \quad (2)$$

$$\Omega_0 = \frac{e^2 N_1 \beta^2}{2m\gamma\omega_0 b^2}; \quad \Phi = \frac{Im \mu}{Re \mu},$$

где Ω_0 — сдвиг частоты бетатронных колебаний (ω_0) за счет отраженных токов; N_1 — линейная плотность

* L. Laslett, V. Neil, A. Sessler. Transverse Resistive Instabilities of Intense Coasting Beam in Particle Accelerators. UCR L-11090, 1963 В. И. Балбеков, А. А. Коломенский. «Атомная энергия», 19, 126 (1965).

пучка; $v = \beta c$ — скорость частиц; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; верхние знаки соответствуют $|\mu| \ll 1$, нижние — $|\mu| \gg 1$. Толщина стенки $D \gg b$, в противном случае справедлива оценка

$$Im \omega \sim \Omega_0 \Phi \left(|\mu| \frac{D}{b} \right)^{\pm 1} \quad (3)$$

Необходимое условие стабилизации неустойчивости с помощью затухания Ландау имеет вид

$$\Delta(kv - \omega_0) \gtrsim \Omega_n \times \begin{cases} 1 - \left(\frac{\gamma a}{b}\right)^2, & \mu \gtrsim 1; \\ 1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2, & |\mu| \ll 1; \end{cases} \quad (4)$$

$$\Omega_n = \frac{e^2 N_1}{\gamma^3 m \omega_0 a^2}.$$

Здесь a — радиус пучка; Δ означает разброс по скоростям (Δv) или из-за нелинейности ($\Delta \omega_0$); ω, k — частота и волновой вектор Фурье-компоненты возмущения пучка; Ω_n — сдвиг частоты ω_0 за счет объемного заряда пучка.

Отметим, что в случае $\mu \gtrsim 1$ стабилизация значительно облегчается для определенной энергии частиц:

$$\gamma \sim \frac{b}{a}.$$

Основное условие применимости расчета определяется неравенством

$$\frac{\omega b}{c} \sqrt{\mu \epsilon} \ll 1. \quad (5)$$

Неустойчивость возбуждается только в направлении магнитного поля. Все расчеты проведены в линейном приближении.

№ 65/3481

Поступила в Редакцию 16/X 1965 г.