В заключение авторы выражают глубокую благодарность Ю. Г. Фадееву и Г. А. Сычеву за участие в конструировании установки.

Поступило в Редакцию 14/X 1970 г.

В окончательной редакции 17/XII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Вахтин, Е. М. Филиппов. «Геология и геофизика», № 2, 72 (1970).
2. Р. Г. Гамбарян, Е. В. Рогов, А. С. Штань. «Атомная энергия», 25, 237 (1968).
3. Б. С. Вахтин, Е. М. Филиппов. «Геология и геофизика», № 2, 101 (1968).

Продольная устойчивость пучка в линейных индукционных системах

В. К. ГРИШИН

УДК 621.384.65

В настоящее время активно исследуются различные методы получения интенсивных пучков ускоренных частиц. Одной из перспективных в этом отношении систем являются линейные индукционные ускорители (ЛИУ), простота и надежность эксплуатации которых открывают широкие перспективы в их применении [1, 2]. Однако и здесь при больших токах появляется продольная неустойчивость пучка, нарушающая его однородность.

Ускоряющая система ЛИУ представляет собой набор кольцевых индукторов с ферромагнитным сердечником. Поэтому частицы движутся в ферромагнитном канале, причем магнитная проницаемость его материала $\mu \gg 1$. Уже при сравнительно небольших скоростях выполняются условия своеобразной черенковской неустойчивости [3] $\mu\beta^2 > 1$, где β — отношение скорости частицы v и скорости света c в вакууме. Это положение подкрепляется следующими простыми физическими соображениями. При возникновении локальных возмущений плотности возбуждается дополнительное поле, кулоновская составляющая которой будет способствовать рассасыванию, а вихревая индукционная часть — нарастанию неоднородности тока. При $\mu\beta^2 > 1$ последнее явление преобладает и пучок теряет продольную устойчивость.

Для конкретных оценок рассмотрим бесконечную систему кольцевых индукторов ЛИУ, расположенных вдоль оси z. Состояние пучка в такой системе можно описать кинетическим уравнением, которое определяет изменение плотности частиц F в фазовом пространстве координаты z и продольного импульса P_z:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + e\mathscr{E}\frac{\partial F}{\partial P_z} + v\frac{\partial F}{\partial z} = 0, \tag{1}$$

где предполагается, что частицы с зарядом e движутся вдоль оси z в канале ускорителя со скоростью v; их движение изменяется под действием продольного электрического поля $\mathscr{E}$. Отвлекаясь от поперечного движения частиц (это допустимо, если рассматривать продольные возмущения, длина которых много больше поперечных размеров пучка), предполагая его устойчивым, можно сказать, что F совпадает с линейной плотностью тока частиц со скоростями v. Полный ток в пучке равен

$$J = e\int_{-\infty}^{\infty} vF\,dP_z. \tag{2}$$

Собственное поле пучка определяется взаимодействием частиц с ферромагнитным окружением. При условии $\mu\beta^2 \gg 1$ кулоновской составляющей можно пренебречь [4], а вихревая составляющая будет описываться с помощью обычных понятий самоиндукции кольцевой системы [5]:

$$\mathscr{E}_F \approx -\frac{\bar{\mu}l_0}{c^2}\cdot\frac{\partial J}{\partial t}, \tag{3}$$

где $\bar{\mu}l_0$ — среднее значение коэффициента самоиндукции единицы длины системы. При длине волны возмущения заметно больше поперечных размеров индукторов (подробнее о конструкции индукторов см. в работе [2]) $l_0 \simeq 2\ln R/r$, где R и r — максимальный и минимальный радиусы индукторов. Поле $\mathscr{E}_F$ практически постоянно по сечению камеры.

Учитывая, что $F = F(z - vt)$,

$$\mathscr{E}_F = \bar{\mu}l_0\frac{\partial}{\partial z}\int_{-\infty}^{\infty}\beta^2 F\,dP_z. \tag{4}$$

Малые возмущения однородного бесконечного пучка будут описываться как:

$$F \approx F_0(P_z) + f(t, P_z, z), \tag{5}$$

где $f \ll F_0$. Очевидно, F_0 не создает поле, и линеаризованное кинетическое уравнение после преобразования Фурье по z и Лапласа по времени приобретает вид:

$$pf_k + ik\bar{\mu}l_0\frac{\partial F}{\partial P_z}\int_{-\infty}^{\infty}\beta^2 f_k\,dP_z + ikvf_k = f_0, \tag{6}$$

где f_0 — начальное возмущение (внешнее поле не учитывается).

Согласно обычной методике анализа кинетического уравнения [6] асимптотическое наведение возмущения будет определяться корнем p уравнения

$$1 = ik\bar{\mu}l_0 e^2\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\beta^2\dfrac{\partial F_0}{\partial P_z}}{p + ikv}\,dP_z, \tag{7}$$

имеющим наибольшую действительную часть.

Для примера рассмотрим распределение

$$F_0 = \begin{cases} J/(2ev_0\Delta) & \text{при } |P_z - P_0| \leqslant \Delta, \\ 0 & \end{cases} \tag{8}$$

где v_0 — средняя скорость в пучке. Тогда из (7) следует, что ($\beta \sim 1$)

$$p = -ikv_0 + kc\,(\Lambda - (\Delta\beta)^2)^{1/2}, \tag{9}$$

где $\Lambda = \bar{\mu} l_0 J\,(1-\beta^2)^{3/2}/J_A$; $J_A = \frac{mc^3}{e} \approx 17\,000$ *а*; $\Delta\beta$ — разброс скоростей в пучке. Как следует из (9), пучок остается устойчивым ($\mathrm{Re}\,p \to 0$) лишь при малых токах. Для распределения [7]

$$F_e = \frac{J}{e\pi v_0} \cdot \frac{P_1}{(P_z - P_0)^2 + P_1^2}, \tag{10}$$

имеем $\mathrm{Re}\,p = kc\,(\sqrt{\Lambda} - \Delta\beta)$, откуда следуют те же выводы.

При практических оценках следует учесть сильную дисперсию магнитной проницаемости материала. По длине волны возмущения порядка 1—3 *м* магнитная проницаемость материалов не превышает 10^2—10^3 [2]. Тогда при $J = 200$ *а* время развития неустойчивости пучка с энергией электронов 1—10 *Мэв*:

$$\tau = \frac{1}{\mathrm{Re}\,p} \sim (0{,}1 \div 3) \cdot 10^{-8}\ \textit{сек},$$

т. е. неустойчивость развивается на расстоянии в несколько метров. Правда, в реальных системах необходимо учесть потери в сердечнике (мнимая часть μ), а также внешнее ускоряющее поле, которое, не изменяя качественной стороны явления, ограничивает развитие возмущений, поскольку $\mathrm{Re}\,p$ сильно зависит от энергии частиц.

Реальным результатом продольной неустойчивости пучка будет возбуждение собственного поля пучка (или усиление поля неоднородностей, вносимых при инжекции), которое может заметно нарушить энергетическую однородность частиц [5].

Автор благодарит А. А. Коломенского за обсуждение результатов.

Поступило в Редакцию 23/VII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Christofilos. Тр. Международной конференции по ускорителям высоких энергий (Дубна, 1963). М., Госатомиздат, 1964, стр. 1073.
2. А. И. Анацкий и др. «Атомная энергия», 21, 439 (1966).
3. А. И. Ахиезер, Я. Б. Файнберг. ЖЭТФ, 21, 1262 (1951); Я. Б. Файнберг. «Атомная энергия», 11, 313 (1961).
4. Л. Гинзбург, И. М. Франк. «Докл. АН СССР», 56, 699 (1947).
5. В. К. Гришин. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 35 (1970).
6. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 16, 574 (1946).
7. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев. «Атомная энергия», 7, 549 (1959).

Абсолютное измерение интенсивности пучков частиц флюктуационным методом

Ю. П. ЛЯХНО, В. А. НИКИТИН

УДК 539.16.08

Число частиц, рожденных на тонкой мишени стабильным пучком частиц от импульсного ускорителя, флюктуирует (от посылки к посылке) около среднего значения согласно закону Пуассона. В этом случае относительное отклонение или так называемый коэффициент вариации (КВ) числа частиц $v(n) = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}}$, где $\bar{n}$ — среднее число рожденных на мишени частиц за одну посылку ускорителя. Это значит, что непосредственное измерение интенсивности пучка частиц можно заменить измерением их КВ. Коэффициент вариации числа частиц можно измерить с помощью относительного детектора. Пусть проведено m относительных измерений $x_1, x_2, \ldots, x_m$, пропорциональных реализациям случайной величины n: $n_1, n_2, \ldots, x_m$. Тогда среднее значение относительных измерений $\bar{x} = \sum_{i=1}^{m} x_i = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m} kn_i = k\bar{n}$, а дисперсия $D(x) = \frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m}(x_i - \bar{x})^2 = \frac{1}{m}\sum_{i-1}^{m}(kn_i - k\bar{n})^2 = k^2 D(n)$, где k — коэффициент пропорциональности между x_i и n_i. Согласно определению КВ [1]

$$v(x) = \frac{\sqrt{D(x)}}{\bar{x}} = \frac{\sqrt{D(n)}}{\bar{n}} = v(n). \tag{1}$$

Таким образом, описываемая здесь методика при известном законе изменения от посылки к посылке числа вторичных частиц позволяет с помощью относительного детектора проводить абсолютные измерения интенсивности пучков частиц без использования операции калибровки. Интенсивность этих пучков может превышать возможности счетчиков элементарных частиц вплоть до интенсивностей, измеряемых с помощью интегрирующих приборов (калориметра, цилиндра Фарадея и т. д.).

Иногда падающие на мишень частицы имеют значительную вероятность взаимодействия с ней. В этом случае число вторичных частиц флюктуирует согласно биномиальному распределению [1], а их КВ $v(n) = \sqrt{\frac{1-p}{\bar{n}}}$, где p — вероятность рождения падающей частицей вторичной частицы. При известной вероятности p измерение числа частиц $\bar{n}$ можно таким же образом заменить измерением $v(n)$.