



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

9-87-196

Ю.И.Алексахин

**ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ДЕФОКУСИРОВКА
ЭКРАНИРОВАННОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ПУЧКА**

Направлено в Оргкомитет X Всесоюзного
семинара по линейным ускорителям
заряженных частиц /Харьков, 2-4 июня 1987 г./

1987

Заряды, индуцируемые на стенках канала смещённым относительно его оси электронным пучком, затягивают пучок на стенку /1-3/. Если ток превосходит пороговое значение, которое определяется жёсткостью внешней фокусировки, то пучок высаживается на стенку канала.

На центр пучка, смещённый на расстояние r от оси канала радиуса d , действует сила со стороны зарядовых и токовых изображений:

$$F_r = \frac{2eI}{c\beta_z} (f_E - \beta_z^2 f_H) \frac{r}{d^2 - r^2}, \quad (1)$$

где I - ток в пучке, $c\beta_z$ - аксиальная скорость электронов, f_E и f_H - коэффициенты экранирования электрического и магнитного полей пучка, зависящие, вообще говоря, от величины смещения и времени.

При стационарном отклонении пучка коэффициенты экранирования лежат в пределах $0 \leq f_E \leq 1$, $-1 < f_H \leq 1$. Для пучка в гладкой проводящей трубе $f_E = f_H = 1$, так что имеет место компенсация сил изображений в $\beta_z^2 = (1 - \beta_z^2)^{-1}$ раз. Если труба имеет кольцевые разрезы шириной Δ с периодом L вдоль оси z , то /2/

$$f_E = \frac{1}{1 + \varepsilon \ln \frac{2}{1 + \mu}}, \quad f_H = \frac{\varepsilon \ln \frac{2}{1 - \mu}}{1 + \varepsilon \ln \frac{2}{1 - \mu}}, \quad (2)$$

где $\varepsilon = L/2\pi d$, $\mu = \cos \pi \Delta/L$. Формулы (2) показывают, что для снижения дефокусировки при фиксированных значениях Δ и d следует увеличивать период структуры L , при этом $f_{E,H} \rightarrow 1$.

Дефокусировка центра пучка имеет место и при движении по каналу в диэлектрике /3/, причём если среда обладает ферромагнитными свойствами, то токовые изображения усиливают действие зарядовых ($f_H < 0$). Появление зарядов на стенке вызвано поляризацией диэлектрика в поле пучка. Коэффициент экранирования электрического поля с ℓ азму-

тальными вариациями трубкой, имеющей внутренний радиус d и наружный b , равен

$$f_E = \frac{(\varepsilon^2 - 1)(g^2 - 1)}{g^2(\varepsilon + 1)^2 - (\varepsilon - 1)^2}, \quad (3)$$

где ε - диэлектрическая проницаемость материала трубки, $g = (b/d)^2$. С ростом b коэффициент (3) стремится к значению для неограниченной среды $(\varepsilon - 1)/(\varepsilon + 1)$, близкому к единице при $\varepsilon \gg 1$. По мере увеличения отклонения пучка от оси вес высоких азимутальных гармоник в фурье-разложении его поля возрастает, соответственно увеличивается и дефокусирующее действие поляризационных зарядов.

Для материала с отличной от нуля проводимостью σ коэффициент экранирования гармонически зависящего от времени поля ($\sim e^{-i\omega t}$) получается из (3) заменой $\varepsilon \rightarrow \varepsilon + i4\pi\sigma/\omega$. Если в момент $t = 0$ в канал вошёл пучок, смещение которого остаётся затем постоянным, то происходит перераспределение заряда по сечению трубки; переходный процесс описывается формулой

$$f_E(t) = 1 - \frac{g+1}{g(\varepsilon+1) - (\varepsilon-1)} e^{-t/\tau_-} - \frac{g-1}{g(\varepsilon+1) + (\varepsilon-1)} e^{-t/\tau_+}, \quad (4)$$

где

$$\tau_{\pm} = \frac{1}{4\pi\sigma} \left(\varepsilon + \frac{g \mp 1}{g \pm 1} \right). \quad (5)$$

В начальный момент времени электрическое поле пучка экранируется в соответствии с формулой (3), а при $t > \tau_-$ экранирование практически полное.

Приведем численный пример. Пусть $\varepsilon = 6$, $d = 3$ см, $b = 3,5$ см. Тогда для $l = 1$ из (3) имеем $f_E(0) = 0,3$. При удельном сопротивлении материала трубки 1 ком.м время релаксации $\tau_- = 170$ нс.

Для радиального движения пучка, фокусируемого однородным продольным магнитным полем B_z , можно определить эффективную потенциальную энергию:

$$U(r) = \frac{eI}{c\beta_z} (f_E - \beta_z^2 f_H) \ln(1 - \frac{r^2}{d^2}) + \frac{M^2}{2mr^2} + \frac{e^2 B_z^2 r^2}{8m\beta_z c^2}, \quad (6)$$

где $\beta = (1 - \beta_z^2)^{-1/2}$, m - масса покоя электрона, M - обобщенный момент, определяемый нормальной составляющей магнитного поля на катоде B_n и начальным смещением центра пучка r_0 :

$$M = er_0^2 B_n / 2c. \quad (7)$$

При $r_0 = 0$ условие устойчивости равновесия пучка на оси $d^2 U/dr^2 > 0$ даёт ограничение на индукцию фокусирующего поля^{2,3/}

$$B_z > B_0 \equiv \frac{2}{cd} [2II_0 \beta (f_E - \beta_z^2 f_H) / \beta_z]^{1/2}, \quad (8)$$

где $I_0 = mc^3/e$ ($I_0 = 17$ кА в единицах СИ). Отметим, что вследствие корневой зависимости от коэффициентов экранирования пороговое поле (8) приблизительно одинаково для всех структур, в которых подавлены продольные токи ($f_H \ll f_E$).

Нелинейная зависимость силы (I) от смещения пучка приводит к более сильному, чем (8), ограничению при $r_0 \neq 0$. Если катод экранирован ($B_n = 0$), то требование устойчивости имеет вид

$$B_z > B_0 / \sqrt{1 - (r_0/d)^2}, \quad (9)$$

причем отклонение центра пучка от оси не превосходит своего начального значения r_0 . В случае катода, замагниченного полем $B_n = B_z$, при $r_0 \leq d/2$ справедлива приближённая формула

$$B_z \geq B_0 / \sqrt{1 - \sqrt{2} r_0/d}. \quad (10)$$

При магнитной индукции, равной своему граничному значению (10), максимальное отклонение центра пучка от оси канала значительно превосходит начальное значение:

$$r_{max} \approx 1.2 \sqrt{r_0 d}. \quad (11)$$

Поэтому если размер пучка сравним с апертурой канала, то потери частиц могут происходить и при выполненном условии устойчивости (10),

Поскольку фокусировка продольным полем является скоростной и её жёсткость падает по мере "утяжеления" электронов (пороговое поле (8) растёт как $\sqrt{\gamma}$), рассмотренные эффекты наиболее существенны для сильноточных линейных ускорителей на большие энергии, таких, например, как ЛИУ-30^{1/4}. При $I = 250$ А, $\gamma = 60$, $d = 3$ см, $f_E = 0,3$ и $f_H = 0$ из (8) получим $B_0 = 0,82$ кГс. Благодаря проводящему покрытию вакуумной трубки коэффициент экранирования хвостовой части пучка выше (длительность импульса ускорителя ЛИУ-30 составляет 0,5 мкс^{1/4}). При $f_E = 1$ имеем $B_0 = 1,5$ кГс. Учитывая "наработку" момента M при ускорении вследствие рассеяния на неоднородностях внешних полей, индукция фокусирующего поля должна быть выбрана ещё в $\sim 1,5$ раза большей. Полученные ограничения достаточно серьезны, и их следует учитывать при проектировании сильноточных ускорителей.

Л и т е р а т у р а

1. Woods C.H. The Image Instability in High Current Linear Accelerator.-Rev.Sci.Instr., 1970, v.41, No. 7, p.959.
2. Алексахин Ю.И., Перельштейн Э.А. Влияние диафрагм на устойчивость электронного пучка в ЛИУ. - ЖТФ, 1983, т.53, в. II, с.2158.
3. Алексахин Ю.И., Перельштейн Э.А. Когерентная устойчивость электронного пучка в ЛИУ с ферритовыми индукторами. - ОИЯИ, Р9-13056, Дубна, 1980.
4. Anatsky A.N. et al. Design of 30 MeV High Current Linear Induction Electron Accelerator-Injector for ИБР -2 Pulsed Reactor.-IEKE Trans., 1971, NS-18, No3, p.625.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 марта 1987 года.

Алексахин Ю.И.

9-87-196

Электростатическая дефокусировка экранированного сильноточного пучка

Рассматриваются экранирование собственного электрического поля сильноточного электронного пучка окружающими пучок структурами и влияние наведенных зарядов на устойчивость движения центра масс пучка, фокусируемого однородным продольным магнитным полем. В частности, найдено, что поляризационные заряды, индуцируемые смещенным относительно оси пучком на поверхности диэлектрической вакуумной трубки, могут заметно дестабилизировать пучок. Анализируется влияние нелинейной зависимости поля изображений от величины смещения пучка. Показано, что пороговая напряженность фокусирующего магнитного поля растет с увеличением начального смещения, причем этот эффект проявляется сильнее в случае замагниченного пучка. Поскольку фокусировка продольным полем является скоростной и её жесткость падает по мере увеличения энергии электронов, рассмотренные эффекты наиболее существенны для сильноточных линейных индукционных ускорителей на большие энергии.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод автора

Alexahin Yu. I.

9-87-196

Electrostatic Defocusing of a High Current Shielded Beam

Shielding of a high current electron beam electric self-field by the beam environment is considered as well as the effect of image charges on the beam centroid stability in the presence of a homogeneous longitudinal magnetic field. In particular, the polarization charges induced on the surface of a dielectric vacuum tube by the off-axis beam are found to destabilize the beam significantly. The influence of the image field non-linear dependence on the beam displacement is analysed. The threshold strength of the focusing magnetic field is shown to increase with the beam initial displacement, the effect being more pronounced for the immersed beam. Since the longitudinal magnetic field provides a velocity focusing which strength falls with the beam energy increasing, the considered effects are most significant for high-energy high-current induction linacs.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987