

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



8289

Экз. чит. зала

9 - 8289

А.П.Беляев, Ю.С.Дерендяев, Г.В.Долбилов,  
А.Д.Коваленко, Ю.Л.Обухов, К.А.Решетникова,  
В.П.Саранцев, А.П.Сумбаев

ФОКУСИРОВКА ИНТЕНСИВНОГО  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ  
ИНДУКЦИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ "СИЛУНД"

**1974**

ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

9 - 8289

А.П.Беляев, Ю.С.Дерендяев, Г.В.Долбилов,  
А.Д.Коваленко, Ю.Л.Обухов, К.А.Решетникова,  
В.П.Саранцев, А.П.Сумбаев

**ФОКУСИРОВКА ИНТЕНСИВНОГО  
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ  
ИНДУКЦИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ "СИЛУНД"**

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

Беляев А.П., Дерендяев Ю.С., Долбилов Г.В.,  
Коваленко А.Д., Обухов Ю.Л., Решетникова К.А.,  
Саранцев В.П., Сумбаев А.П.

9 - 8289

Фокусировка интенсивного электронного пучка в линейном  
индукционном ускорителе "СИЛУНД"

Изложены результаты численного решения методом Рунге-Кутты  
параксиального уравнения движения пучка электронов в реальной структуре  
линейного индукционного ускорителя.

Показано, что в данном приближении фокусирующая система ускорителя  
СИЛУНД позволяет транспортировать электронные пучки с током до  
10 кА.

Методом "крупных частиц" рассчитаны колебания радиальной проекции  
фазового объема пучка на длине одной ускоряющей секции.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований  
Дубна, 1974

Для получения интенсивных электронных колец в адгезаторе ускорителя тяжелых ионов /1/ необходимо иметь в качестве инжектора высокоточный электронный ускоритель с током пучка не менее 500 А, энергией электронов порядка 2 МэВ с относительным энергетическим разбросом не более  $\pm 2,5\%$ . В данной работе рассматриваются фокусирующие свойства ускоряющей секции ускорителя "СИЛУНД".

В качестве уравнения, описывающего радиальное движение частицы пучка по тракту ускорителя, возьмем параксиальное уравнение частицы в поле электромагнитной линзы с учетом пространственного заряда пучка и ускоряющего поля секции /2/:

$$\sqrt{\phi(1+k\phi)} \frac{d}{dz} \left( \sqrt{\phi(1+k\phi)} \frac{dr}{dz} \right) + \frac{1}{4} \{ (1+k\phi) \times$$

$$\times \left[ \frac{d^2\phi}{dz^2} - \frac{I}{\pi r^2 \sqrt{\frac{2e\phi}{m} \sqrt{\frac{1+k\phi}{1+2k\phi}}}} \right] + kV_z^2 \} r = 0. \quad /1/$$

Здесь  $r$  и  $z$  - текущие координаты частицы в цилиндрической системе,  $k = \frac{e}{2mc^2}$ , где  $e$  и  $m$  - заряд и масса покоя электрона,  $c$  - скорость света в вакууме,

$I$  - ток пучка,  $\phi$  и  $B_z$  - потенциал электрического поля и  $z$  - компонента индукции магнитного поля на оси линзы.

На основании магнитных измерений в реальной структуре секции ускорителя величину  $B_z(z)$  аппроксимируем выражением:

$$B_z(z) = B_0 [1 + b(1 + \xi_1 r^2) \cos \frac{2\pi}{L} \cdot z], \quad /2/$$

где  $B_0 = \frac{1}{2} (B_{\max} + B_{\min})$  - среднее значение индукции на оси,  $b = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_{\max} + B_{\min}}$  - глубина модуляции магнитного поля

с периодом модуляции  $L$ . Коэффициент  $\xi_1$  учитывает неоднородность поля на радиусе конечной длины.

Распределение потенциала электрического поля  $\phi(z)$ , измеренное на макете в электролитической ванне и рассчитанное методом сеток /3/, можно описать функцией:

$$\phi(z) = \phi_0 [1 + az + \frac{q \cdot L \cdot a}{2\pi} (1 + \xi_2 r^2) \sin \frac{2\pi}{L} \cdot z]. \quad /3/$$

Здесь величина  $\phi_0$  характеризует начальную энергию частицы,  $a$  определяет среднюю напряженность ускоряющего поля в индукторе. По аналогии с /2/ величину

$q = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}$  будем называть глубиной модуляции

электрического поля. Коэффициент  $\xi_2$  также отражает неоднородность поля по радиусу. Выбранный потенциал однозначно определяет величину ускоряющего поля:

$$E(z) = - \frac{d\phi}{dz} = - \phi_0 a [1 + q(1 + \xi_2 r^2) \cos \frac{2\pi}{L} \cdot z]. \quad /4/$$

Учитывая влияние на поведение пучка начальных условий на катоде, введем в уравнение /1/ член, характеризующий поле на катоде  $V_k$ , и перейдем к безразмерной переменной  $R = r/r_0$ , где  $r_0$  - радиус частицы на входе в ускоряющую систему /при  $z = 0$ /. Тогда уравнение /1/ перепишем в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 R}{dz^2} = & \frac{I(1 + 2k\phi) \sqrt{\frac{m}{2e\phi}}}{4\pi r_0^2 \phi(1 + k\phi) \sqrt{(1 + k\phi)}} \cdot \frac{1}{R} + \\ & + \frac{k B_0^2 G}{4\phi(1 + k\phi)} \cdot \frac{1}{R^3} - \frac{k B_0^2 [1 + 2b(1 + \xi_1 R^2 r_0^2) \cos \frac{2\pi}{L} z] R}{4\phi(1 + k\phi)} \\ & - \frac{\alpha \phi_0 (1 + 2k\phi) [1 + q(1 + \xi_2 R^2 r_0^2) \cos \frac{2\pi}{L} \cdot z]}{2\phi(1 + k\phi) \sqrt{\phi(1 + k\phi)}} \cdot \frac{dR}{dz} + \\ & + \frac{\phi_0 \alpha q 2\pi}{4L\phi} \cdot \frac{(1 + \xi_2 R^2 r_0^2) \sin \frac{2\pi}{L} \cdot z}{4L\phi} \cdot R. \quad /5/ \end{aligned}$$

Здесь  $G = (\frac{r_k}{r_0})^4 (\frac{V_k}{B_0})^2$  - параметр экранировки катода,

$r_k$  - радиус пучка на нем.

Уравнение /5/ решалось численно методом Рунге-Кутты с помощью ЭВМ БЭСМ-6 с различными начальными условиями на длине 18 периодов, что соответствует длине одной секции ускорителя. В качестве начальных условий были выбраны следующие: энергия частицы на входе в ускоряющую систему 300 кэВ, ток пучка  $I = 1000$  А, начальный радиус пучка  $r_0 = 1,5$  см, радиус пучка на катоде  $r_k = 1,5$  см. Начальный угловой разброс учитывался при расчетах выбором  $\frac{dR}{dz} \Big|_{z=0} = 0; \pm 0,1$ , что соответствовало трем направлениям влета частицы в ускоряющую систему, под углами  $0^\circ, \pm 8^\circ 30'$ .

### Влияние поля на катоде

При анализе движения частицы в фокусирующей системе без ускорения в однородном магнитном поле, соответствующем бриллюэновскому  $V_0 = V_b$ , при полностью экранированном катоде  $G = 0$  видно, что наличие даже незначительного углового разброса ведет к рассогласованию пучка и появлению пульсаций, амплитуда которых превышает апертуру ускорительной трубки  $r_{\text{мр}} = 3$  см, что соответствует  $R=1$ . "Включение" ускорения на длине одной секции не приводит к существенному уменьшению пульсаций, а наличие модуляции электрического и магнитного полей ухудшает ситуацию: "Включение" на катоде магнитного поля, равного среднему полю в секции /что соответствует незэкранированному катоду/,

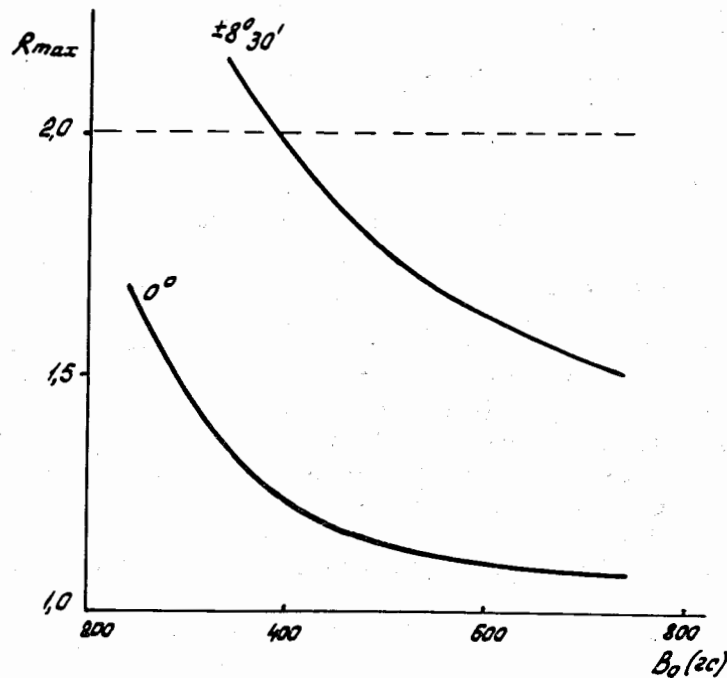


Рис. 1. Зависимость радиуса огибающей от величины среднего поля в секции при  $V_k = V_b$ .

полностью рассогласовывает пучок, раскачивая даже частицы, влетающие в ускоряющую систему параллельно оси. И только лишь увеличение среднего поля в секции до значений, превышающих  $V_b$ , уменьшает пульсации радиуса пучка и величину радиуса огибающей, оставляя его в пределах радиуса ускорительной трубки. На рис. 1 представлены изменения радиуса огибающей  $R_{\text{max}}$  в зависимости от величины среднего поля в секции  $V_0$  при постоянном поле на катоде  $V_k = V_b$  /частично экранированный катод/, и  $b = 0,1$ ;  $q = 0,1$ . Там же показано изменение фактора  $G$  в зависимости от поля в секции. Видно, что рабочий диапазон изменения фокусирующего поля в секции должен быть в пределах 700-1200 Гс.

На рис. 2 показана зависимость радиуса огибающей от величины среднего поля в секции при  $V_k = V_0$  /неэкранированный катод/ и значениях  $b = 0,1$ ;  $q = 0,1$ . Из рисунка видно, что при  $G=1$  /неэкранированный катод/ можно сфокусировать даже частицы, обладающие начальными радиальными скоростями, если увеличить среднее поле в секции до значений  $V_0 \geq 500$  Гс. Расчеты показывают, что даже при существенном увеличении поля в секции полностью избавиться от пульсаций радиуса невозможно.

Рис. 3 демонстрирует экспериментально измеренное изменение тока пучка при уменьшении среднего поля в секции от значения  $V_0 = 1200$  Гс до  $V_0 = 44$  Гс.

### Влияние глубины модуляции электрического и магнитного полей

Исследования показали, что наличие модуляции полей слабо влияет на фокусировку частиц, входящих в систему параллельно оси. Модулирование полей раскачивает частицы, обладающие начальными радиальными скоростями, однако при всех значениях  $b$  и  $q$ , реализуемых на ускорителе, это не приводит к сколько-нибудь существенным потерям пучка. И только при искусственно введенных, аномально больших значениях глубины модуляции  $b \geq 0,6$ ;  $q \geq 0,5$  пучок раскачивается настолько, что большая часть

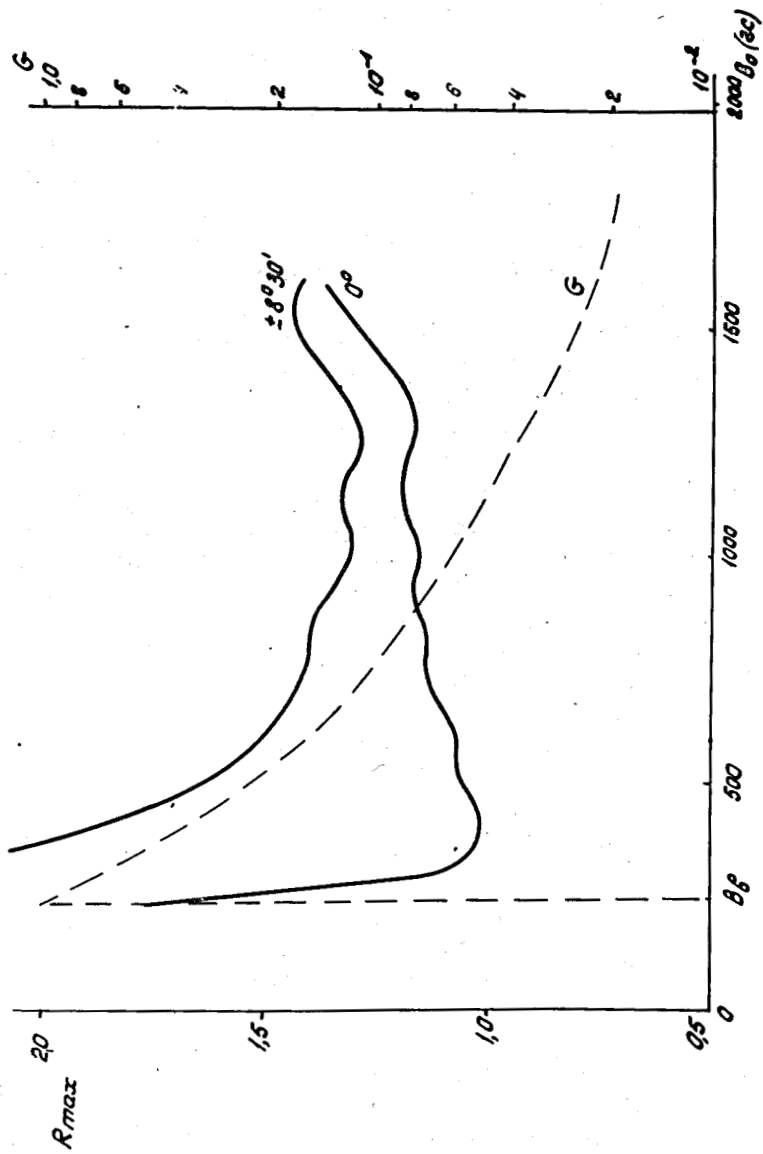
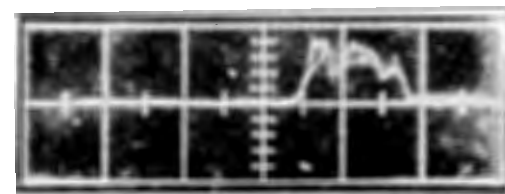


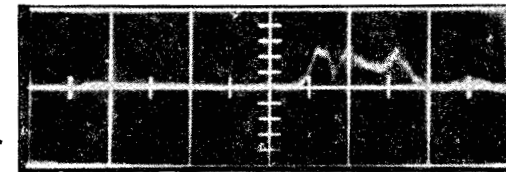
Рис. 2. Зависимость радиуса огибающей от величины среднего поля в секции при  $V_k = V_0$ .



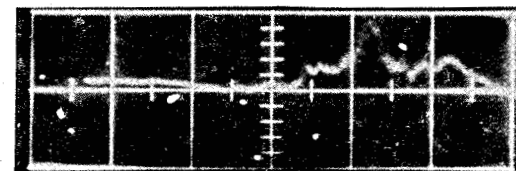
a



б



в



г

Рис. 3. Осциллограммы импульсов тока на выходе секции при различных значениях  $V_0 / V_k = 600$  Гс/: а/  $V_0 = 1200$  Гс, б/  $V_0 = 820$  Гс, в/  $V_0 = 420$  Гс, г/  $V_0 = 44$  Гс. а/, б/, в/ - чувствительность осциллографа 1000 А/дел. г/. - 200 А/дел.

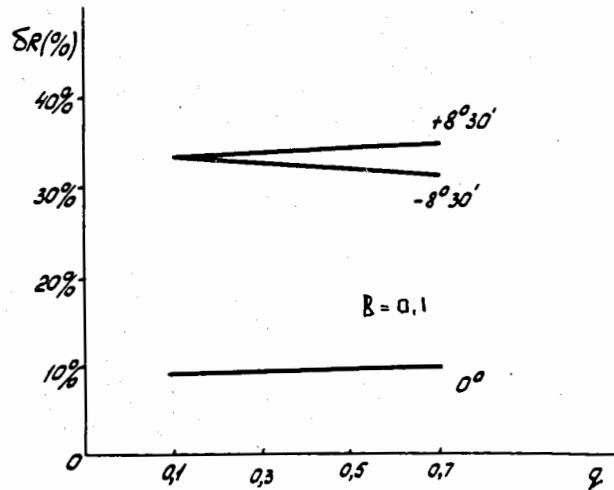
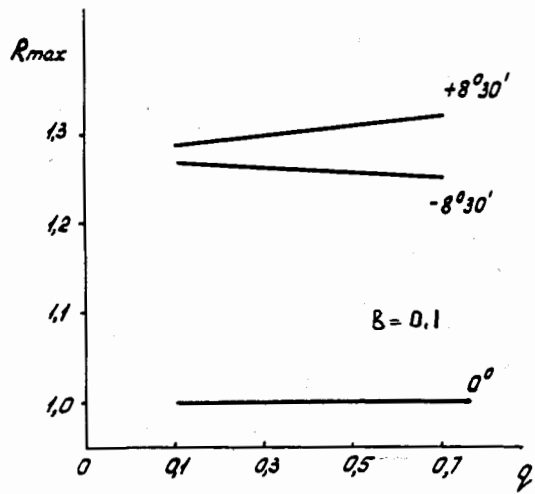


Рис. 4. Зависимость радиуса огибающей от глубины модуляции электрического поля.

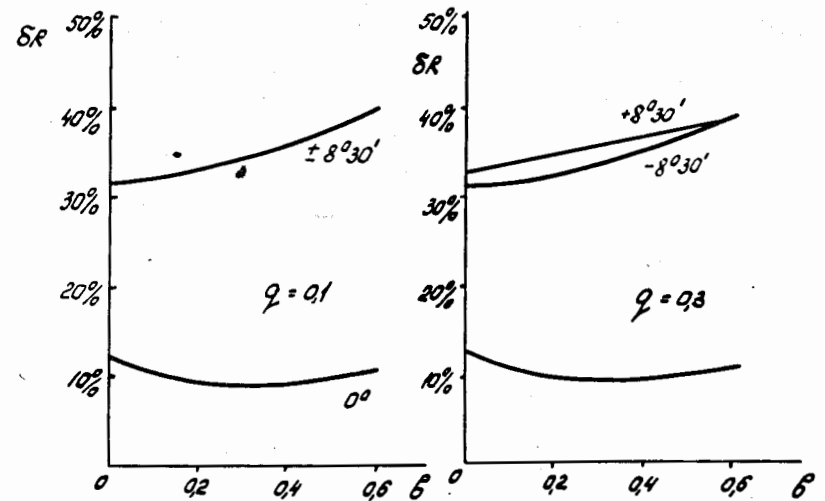
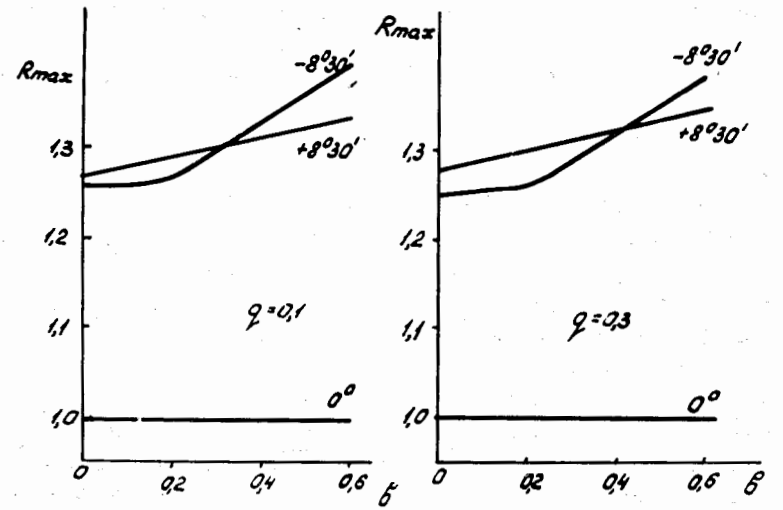


Рис. 5. Зависимость амплитуды пульсаций радиуса от глубины модуляции магнитного поля.

частиц, имеющих начальные радиальные скорости, попадает на стенки трубки.

На рис. 4 и 5 показано изменение радиуса огибающей

$R_{\max}$  и пульсаций радиуса  $\delta R = \frac{R_{\max} - R_{\min}}{R_{\max} + R_{\min}}$  в зависимости

от изменения величин  $b$  и  $q$  для  $V_k = 800$  Гс,  $V_0 = 1000$  Гс. Расчеты показывают, что наличие начальных радиальных скоростей, обуславливающих угол влета частиц, превышающий  $10^\circ$ , существенно ухудшает фокусировку таких

частиц. При значениях  $\left. \frac{dR}{dz} \right|_{z=0} \leq 0,1$  фокусирующая система ускорителя способна транспортировать реальные пучки с током до 10 кА.

В целях проверки эта же задача решалась методом крупных частиц. Пучок моделировался в виде пятидесяти ламинарных слоев, с одинаковым дельтообразным начальным распределением. В этом случае мы отказались от параксиальных уравнений движения и решали численно методом Рунге-Кутты шесть уравнений первого порядка.

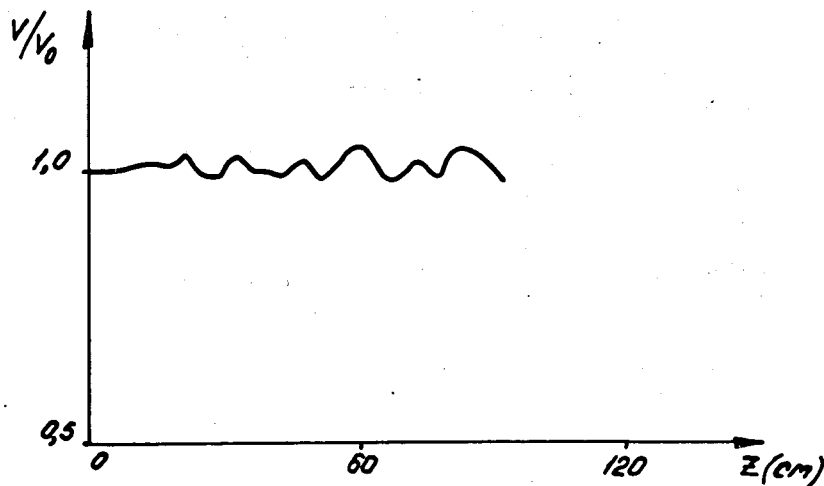


Рис. 6. Колебания фазового объема пучка в секции ускорителя.

Для некоторых сечений пучка рассматривались фазовые эллипсы. Влияние модуляции электромагнитного поля на радиальную проекцию фазового объема показано на рис. 6. Результаты обоих методов не противоречат друг другу.

#### Литература

1. Л.С. Барабаш и др. "О коллективном ускорителе тяжелых ионов ОНМУ ОИЯИ". Р9-7697, Дубна, 1974.
2. В.М. Кельман, С.Я. Явор. "Электронная оптика". Ленинград, "Наука", 1968.
3. Ю.С. Дерендяев и др. "Анализ электрического поля в ускоряющей секции СИЛУНДа". ОИЯИ, Б1-7935, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 октября 1974 года.