

Ветров А.А., Ишханов Б.С., Посеряев А.В., Шведунов В.И.

**СИСТЕМА ИНЖЕКЦИИ В ЛИНЕЙНЫЙ
СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ
НА СТОЯЧЕЙ ВОЛНЕ**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2005 – 28/794

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА

Ветров А.А., Ишханов Б.С., Посеряев А.В., Шведунов В.И.

**СИСТЕМА ИНЖЕКЦИИ В ЛИНЕЙНЫЙ
СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ
НА СТОЯЧЕЙ ВОЛНЕ**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2005 – 28/794

A.A.Vetrov, B.S.Ishkhanov, A.V.Poseryaev, V.I.Shvedunov
E-mail address: poseryaev@nm.ru

**INJECTION SYSTEM INTO HIGH-CURRENT ELECTRON LINEAR
ACCELERATOR WITH A STANDING WAVE OPERATING MODE**

Preprint INP MSU – 2005 – 28/794

Abstract

We propose an injection system for a high-current electron linear accelerator with a standing wave operating mode. It allows avoiding the problem associated with back bombardment of electron gun cathode by electrons which had not been captured into accelerating regime. This system consists of bending magnet and focusing solenoid placed in the drift space between the magnet and accelerating structure. Optimal characteristics of injection system are given. The efficiency of additional transversal beam focusing by a solenoid magnetic field and the possibility of injection current variation has also been analyzed.

Ветров А.А., Ишханов Б.С., Посеряев А.В., Шведун В.И.

**СИСТЕМА ИНЖЕКЦИИ В ЛИНЕЙНЫЙ СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ
ЭЛЕКТРОНОВ НА СТОЯЧЕЙ ВОЛНЕ**

Препринт НИИЯФ МГУ – 2005 – 28/794

Аннотация

В работе предложена система инжекции пучка в сильноточный линейный ускоритель электронов, работающий на стоячей волне, которая позволяет избежать проблем связанных с обратной бомбардировкой катода электронами, не попавшими в режим ускорения. Она состоит из поворотного магнита и фокусирующего соленоида, расположенного в пространстве дрейфа между магнитом и ускоряющей структурой. В работе приведены оптимальные характеристики системы инжекции, а также изучены эффективность дополнительной поперечной фокусировки пучка соленоидальным магнитным полем и возможность вариации тока инжекции.

Оглавление.

Введение.	5
§1. Оценка эффекта обратной бомбардировки катода. ...	7
§2. Описание системы инжекции.	10
§3. Выбор положения и основных параметров поворотного магнита.	11
§4. Выбор положения и тока соленоида.	13
§5. Расчётная динамика пучка электронов в ускорителе.	16
§6. Изучение возможности вариации тока пучка.	20
§7. Дополнительная поперечная фокусировка пучка соленоидальным магнитным полем.	21
§8. Выводы.	23
Список литературы.	24

Введение.

В работе [1] исследовалась возможность создания малогабаритного сильноточного линейного ускорителя электронов на энергию 10 МэВ с высокой средней мощностью пучка. При этом предполагалось, что ускоряющая структура будет работать в режиме стоячей волны. Это даёт несколько преимуществ по сравнению с режимом бегущей волны:

1. существенное уменьшение габаритов установки (поскольку шунтовое сопротивление ускорителя со стоячей волной примерно вдвое больше шунтового сопротивления ускорителя на бегущей волне), и
2. использование в качестве фокусирующего элемента на начальном этапе ускорения высокочастотного ускоряющего поля (в ускорителях на бегущей волне для этих целей используются внешние фокусирующие соленоиды).

Основной недостаток традиционной системы питания структур со стоячей волной, заключающийся в использовании ферритового развязывающего устройства для предотвращения разрушения окна клистрона отражённой волной в моменты нарастания и спада ускоряющего поля, при выходе высокочастотной ускоряющей структуры за пределы резонанса и при существенном изменении нагрузки током пучка, предполагается преодолеть, работая в режиме автоколебаний с ускоряющей структурой в цепи обратной связи. При работе в данном режиме отсутствует необходимость в высокостабильном задающем генераторе, усилителе и системе стабилизации температуры (резонансной частоты) структуры, что существенно удешевляет систему СВЧ питания.

При низкой скважности работы ускорителя с высоким значением среднего тока пучка возникает проблема, связанная с бомбардировкой катода электронной пушки частицами пучка, не попавшими в режим ускорения (обратная бомбардировка).

Рассмотрим физику этого явления. Формально любая идеальная периодическая система с двумя одинаковыми бегущими волнами, распространяющимися в противоположных направлениях, есть система на стоячей волне, поэтому общий вид распределения ускоряющего поля вдоль продольной оси z можно представить в виде

$$E_z(z) = E_+(z)e^{\frac{i\mu z}{d}} + E_-(z)e^{-\frac{i\mu z}{d}},$$

где d – длина элемента периодичности ускоряющей структуры (длина регулярной ячейки), μ – сдвиг фазы СВЧ поля на элементе периодичности, $E_+(z)$ и $E_-(z)$ – комплексные амплитуды волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Направление распространения волны с амплитудой $E_+(z)$ совпадает с направлением распространения инжектируемого пучка, а её фазовая скорость в регулярной части ускоряющей структуры равна скорости света $v_\phi = c$. При инжекции релятивистского пучка электронов его фаза относительно волны $E_+(z)$, бегущей в положительном направлении, меняется значительно медленнее по сравнению с фазой относительно волны $E_-(z)$, являющейся быстро осциллирующей величиной. Поэтому основное воздействие на частицы пучка происходит со стороны волны $E_+(z)$, что и обуславливает возможность ускорения в структуре со стоячей волной. Тем не менее, для захвата инжектируемой частицы в процесс ускорения в регулярной

структуре необходимо предварительно сообщить ей достаточную энергию и подобрать определённым образом фазу влёта в регулярную часть. В противном случае кратковременное взаимодействие с волной $E_-(z)$ может привести не только к неэффективному ускорению, но и сообщить частице скорость в отрицательном направлении (направлении катода). При этом средняя мощность энергии, выделяющейся на катоде за счёт обратного потока частиц, может оказаться достаточно большой, вызывая тем самым перегрев катода и сокращая срок его службы.

В настоящей работе предлагается система инъекции интенсивного пучка электронов в компактный линейный ускоритель, работающий в режиме стоячей волны, которая позволяет избежать трудностей, связанных с обратной бомбардировкой катода электронной пушки, без заметного снижения коэффициента захвата ускорителя и качества ускоренного пучка.

§1. Оценка эффекта обратной бомбардировки катода.

Проблема обратной бомбардировки катода была изучена нами для ускорителя, основные параметры которого представлены в таблицах 1 и 2.

Таблица 1. Основные параметры линейного ускорителя.

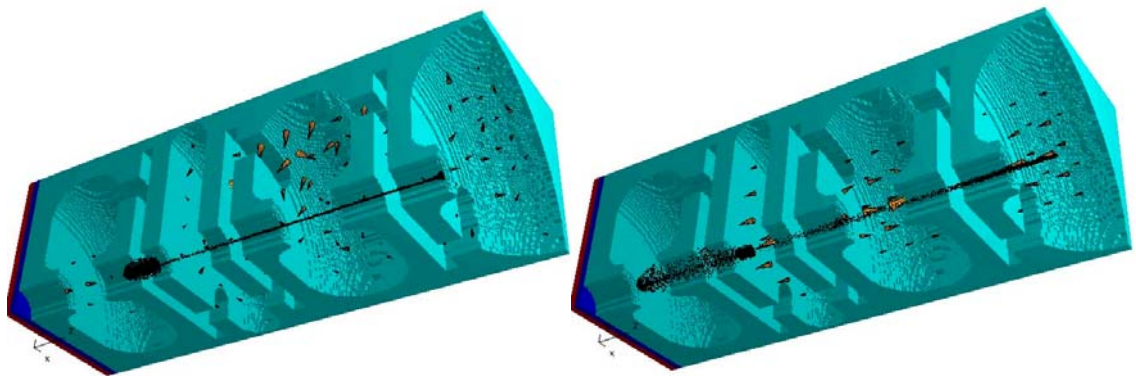
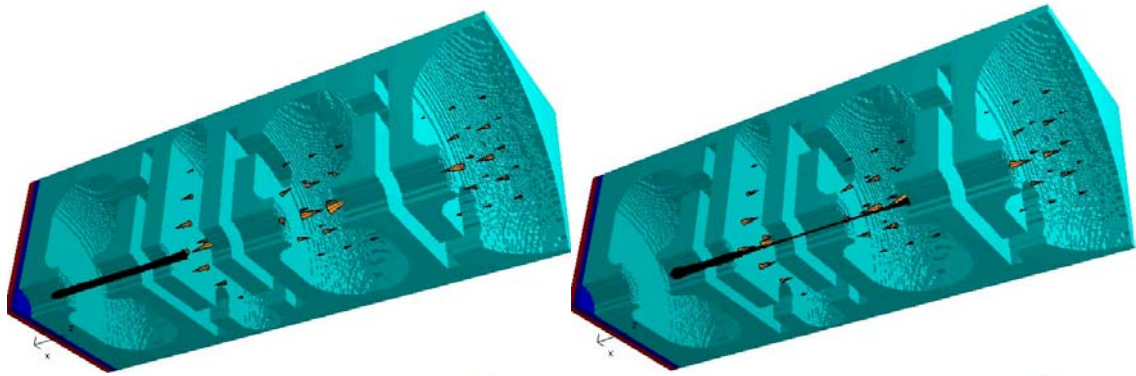
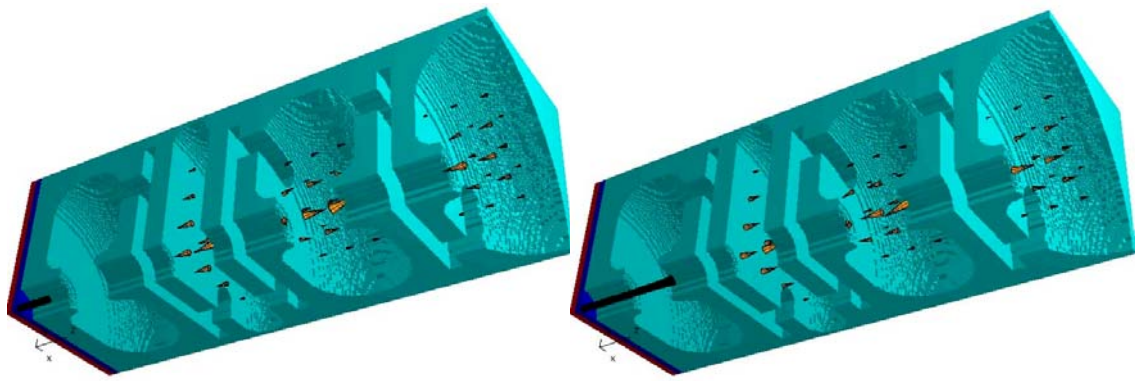
Номинальная энергия ускоренного пучка электронов, МэВ	10
Длина ускоряющей структуры, м	1.25
Частота СВЧ поля, МГц	2856
Энергия инжекции, кэВ	50
Импульсный ток инжекции, мА	800
Коэффициент захвата, %	60

Таблица 2. Основные параметры ускоряющих ячеек.

№ ячейки	Длина ячейки, см	Средняя напряжённость электрического поля на оси ячейки, МВ/м
1	3.9	1.15
2	2.7	10.5
3	4.2	10.5
4÷24	5.25	10.5

Расчёты проводились на макете из первых трёх с половиной ускоряющих ячеек и трёх ячеек связи. На рисунке 2 можно видеть трёхмерную геометрию этих ячеек и изображение распределения частиц в пучке в различные моменты времени с шагом, равным периоду СВЧ поля. Генерация частиц инжектируемого пучка в поперечной плоскости производилась в соответствии с оптимизированными данными расчётов по программе PARMELA [1], [2]. В продольном направлении пучок предполагался равномерно распределённым в течение одного периода СВЧ поля. Его полный заряд был равен 200 пКл, что соответствует импульсному току 0.57 А. На входе в структуру был установлен монитор пучка, позволяющий регистрировать заряд и энергию электронов, вернувшихся в анодное отверстие, с течением времени. Несколько завышенную оценку мощности обратной бомбардировки можно получить, предположив, что все частицы, попавшие в анодное отверстие, долетят до катода, потеряв при этом энергию, соответствующую величине анодного напряжения.

На рисунках 3 и 4 представлены зависимости заряда и энергии (без учёта анодного напряжения) электронов, вернувшихся на катод, от времени. Нетрудно заметить два отчётливых пика, соответствующих обратному току электронов из второй и третьей ускоряющих ячеек. Действие первой ячейки, играющей роль группирователя частиц, не способно привести к обратному току пучка в силу невысокой напряжённости продольного электрического поля. А фазовые траектории частиц, попавших в регулярную часть ускоряющей структуры, оказываются в большинстве своём при положительных значениях импульса. Поэтому практически все эти частицы долетают до конца структуры, хотя некоторые из них обладают при этом невысокой энергией и образуют низкоэнергетический “хвост” ускоренного пучка.



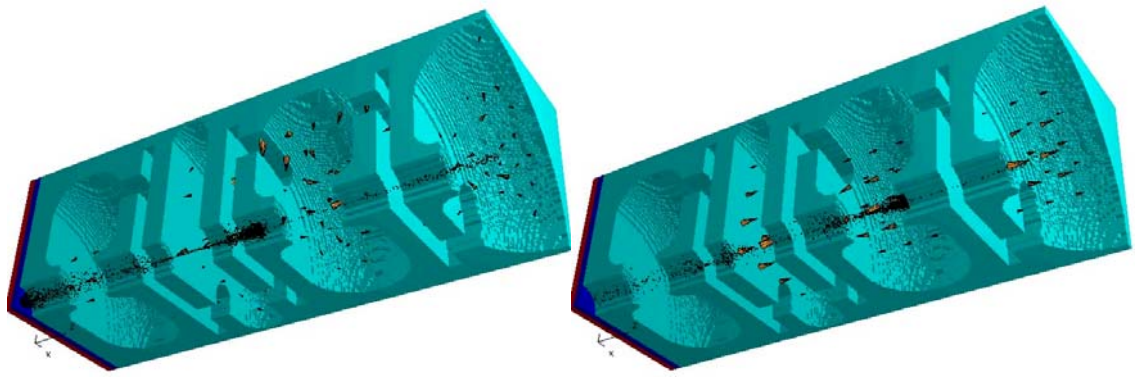


Рис. 2. Расчёт обратной бомбардировки катода.

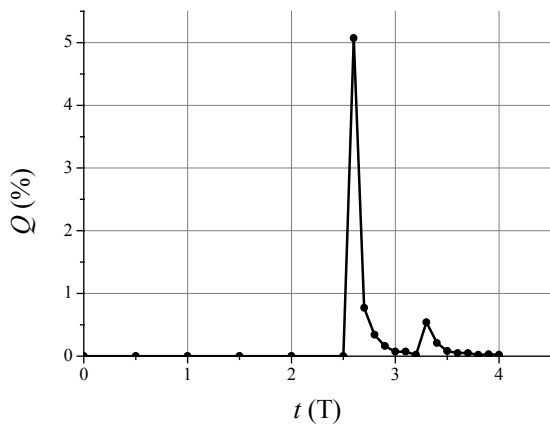


Рис. 3. Зависимость заряда Q электронов, вернувшихся на катод электронной пушки от времени (в единицах периода T СВЧ поля).

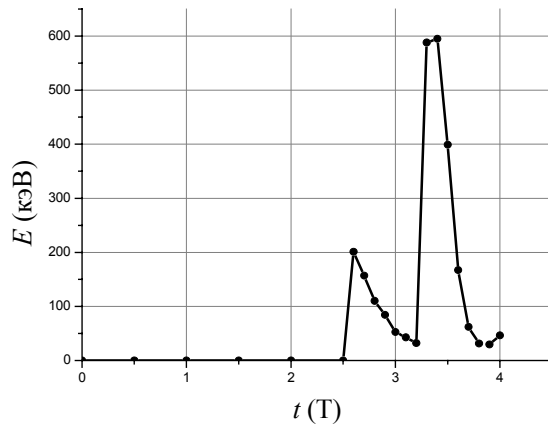


Рис. 4. Зависимость энергии E электронов, вернувшихся на катод электронной пушки от времени (в единицах периода T СВЧ поля).

Результаты расчетов показали, что средняя энергия электронов, возвращающихся на катод, составляет 175 кэВ, а заряд, падающий на катод равен 15 пКл или 7.5 % от полного заряда сгустка. Таким образом, энергия, выделяемая на катоде обратными движущимися электронами за один период СВЧ поля, составляет около 2.6 мкДж, что соответствует импульсной мощности в 7.5 кВт. На минимальной скважности работы ускорителя средняя мощность, выделяющаяся на катоде, может достигать 80-90 Вт, то есть величины, вдвое превышающей мощность нагрева катода.

Поэтому необходимо принимать специальные меры для предотвращения преждевременного разрушения материала катода.

§2. Описание системы инжекции.

Во избежание проблем, связанных с обратной бомбардировкой катода, нами предлагается система инжекции, изображённая на рисунке 5. Пучок электронов, идущий от электронной пушки, выводится на ось симметрии ускоряющей структуры через поворотный магнит. Далее с помощью фокусирующего соленоида, расположенного в пространстве дрейфа между поворотным магнитом и ускоряющей структурой, подбираются оптимальные поперечные размеры и расходимость пучка на входе в ускоряющую структуру.

Основными требованиями, предъявляемыми к системе инжекции, являются её компактность, сохранение аксиальной симметрии пучка и обеспечение коэффициента захвата и основных параметров ускоренного пучка близкими к случаю прямой инжекции в ускоряющую структуру.

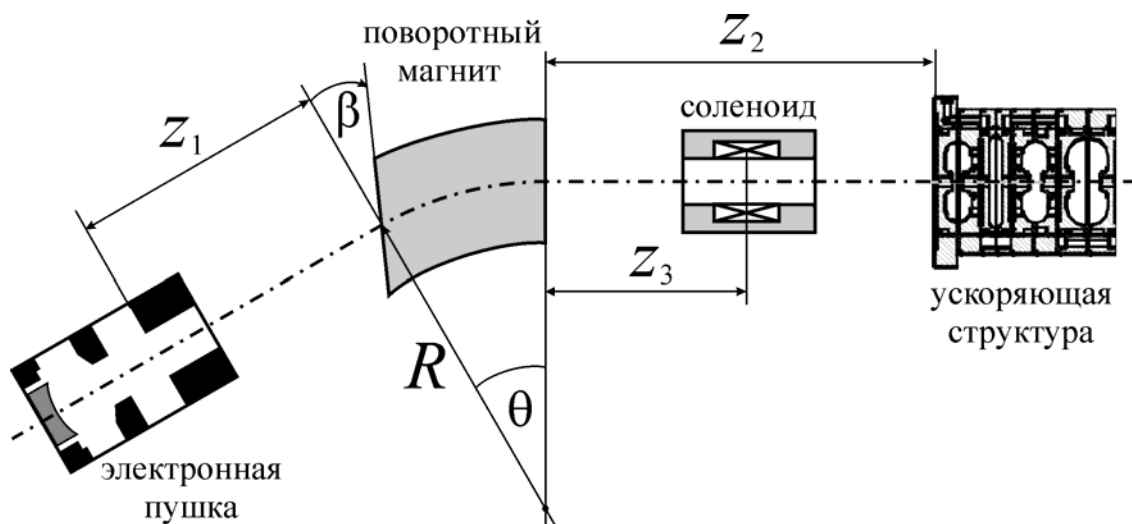


Рис. 5. Схема инжекции сильноточного пучка электронов в линейный ускоритель, работающий в режиме стоячей волны.

§3. Выбор положения и основных параметров поворотного магнита.

В соответствии с требованием компактности расстояния z_1 от внутреннего края анода электронной пушки до входа в поворотный магнит и z_2 от выхода из магнита до входа в ускоряющую структуру были выбраны равными

$$z_1 = 40 \text{ мм}, z_2 = 75 \text{ мм},$$

а угол θ и радиус R поворота магнита равными

$$\theta = 30^\circ, R = 50 \text{ мм}.$$

При этом пространственная d_x и угловая d'_x дисперсии, возникающие после прохождения магнита инжекции, оказываются при импульсном разбросе $\Delta p/p \sim 5 \cdot 10^{-3}$, обусловленном использованием электронной пушки с термокатодом, равными:

$$d_x = R(1 - \cos \theta) \frac{\Delta p}{p} \sim 33 \text{ мкм},$$

$$d'_x = \sin \theta \frac{\Delta p}{p} \sim 2.5 \text{ мрад},$$

что позволяет сделать вывод о пренебрежимо малом влиянии вариации высокого напряжения пушки на параметры ускоренного пучка.

Для сохранения аксиальной симметрии пучка предлагается использовать магнит инжекции с подобранным определённым образом углом скоса β на входе. Оценочное значение угла β можно получить исходя из требования равенства элементов R_{21} и R_{43} матрицы перехода размерности 6×6 , описывающей оптические свойства дипольного магнита, что эквивалентно равенству оптических сил магнита в горизонтальной и

вертикальной плоскостях $f_x^{-1} = f_y^{-1}$. Для дипольного магнита с ненулевым углом скоса на входе β , нулевым углом скоса на выходе и одинаковой формой краевых полей на входе и выходе матричные элементы имеют вид [3]:

$$\begin{cases} R_{21} = -\frac{1}{f_x} = \frac{\cos \theta \tan \beta - \sin \theta}{R}, \\ R_{43} = -\frac{1}{f_y} = \frac{\tan \psi_2 (1 - \theta \tan(\beta - \psi_1)) - \tan(\beta - \psi_1)}{R}, \end{cases} \quad (2)$$

где

$$\psi_1 = \frac{Kg}{R} \sec \beta (1 + \sin^2 \beta),$$

$$\psi_2 = \frac{Kg}{R}$$

углы коррекции, учитывающие влияние краевых полей магнита, g – высота межполюсного зазора. Коэффициент K зависит от конкретной формы краевого поля и определяется следующим образом

$$K = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{B_y(z)[B_0 - B_y(z)]}{gB_0^2} dz.$$

В данном случае y и z – вертикальная и продольная координаты соответственно, $B_y(z)$ – компонента индукции магнитного поля, перпендикулярная плоскости поворота, B_0 – асимптотическое значение поля $B_y(z)$ внутри магнита (на достаточно большом расстоянии от входа в магнит). Опыт предшествующих расчётов конкретной конструкции магнитов показывает, что значение коэффициента K может лежать в пределах $K \sim 0.1 \div 0.3$ при $g = 20$ мм. Поэтому в последующих расчётах предполагалось, что $g = 20$ мм и $K = 0.16$. Решая численно систему (2) в предположении равенства оптических сил $f_x^{-1} = f_y^{-1}$, нетрудно получить зависимости угла скоса полюсного наконечника и оптической силы магнита от коэффициента K (см. рис.6 и 7).

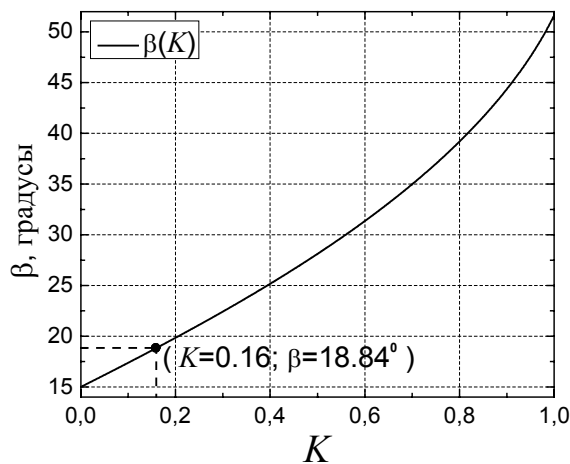


Рис. 6. Зависимость угла скоса полюсного наконечника поворотного

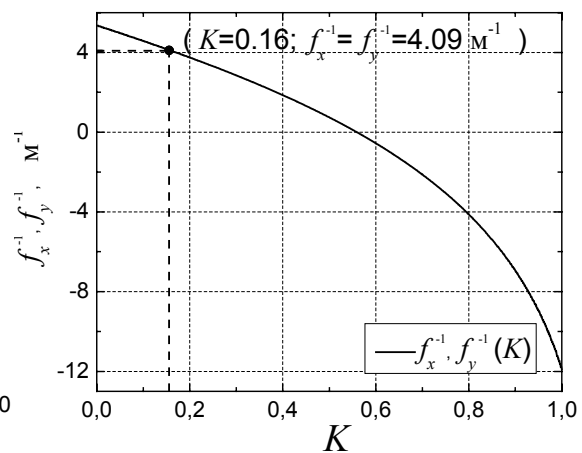


Рис. 7. Зависимость оптической силы поворотного магнита от коэффициента K .

В частности, для нашего случая получаем:

$$\beta = 18.84^\circ, f_x^{-1} = f_y^{-1} = 4.09 \text{ м}^{-1}, f_x = f_y = 24.5 \text{ см}.$$

Следует отметить, что соблюдение условия равенства оптических сил не гарантирует сохранение аксиальной симметрии пучка, так как в данном случае дипольный магнит не является тонкой линзой. Для минимизации отклонения азимутального распределения частиц на выходе линейного ускорителя от аксиально-симметричного угол скоса β полюсного наконечника варьировался в процессе расчетов динамики пучка.

§4. Выбор положения и тока соленоида.

Для оптимизации параметров ускоренного пучка электронов в системе инжекции предлагается использовать бронированный соленоид, расположенный в пространстве дрейфа между поворотным магнитом и ускоряющей структурой. Его положение, определяемое расстоянием z_3 от выхода из поворотного магнита до центра зазора соленоида (см. рис. 5), и полный ток оптимизировались в процессе расчётов. При этом предполагалось, что распределение магнитного поля на оси симметрии имеет вид

$$B(r=0, z) = \frac{\mu_0 \sinh\left(\frac{2.636 \cdot l}{D}\right) I}{l \left(\sinh\left(\frac{2.636 \cdot l}{D}\right) + \cosh\left(\frac{5.272}{D}(z - z_0)\right) \right)}, \quad (3)$$

где $l = 5$ мм – размер зазора соленоида, $D = 20$ мм – диаметр апертуры, I – количество ампер-витков или полный ток соленоида, z – продольная координата (z_0 – координата центра зазора).

В таблице 3 представлены характеристики инжектируемого пучка, находящегося на расстоянии 7 мм от внутреннего края основного анода электронной пушки. Его поперечный и фазовый портреты можно видеть на рисунках 8(а) и 8(б). Начальное количество макрочастиц, использованных при изучении динамики по программе PARMELA [2], равно 100000.

Таблица 3. Характеристики инжектируемого пучка на расстоянии 7 мм от внутреннего края основного анода электронной пушки.

$\langle r_x \rangle$, мм	$\langle r_y \rangle$, мм	$\langle D_x \rangle$, мрад	$\langle D_y \rangle$, мрад	E , кэВ	ΔE , кэВ
0,54	0,54	8,4	8,4	50	0,045

Основными характеристиками, по которым производилась оптимизация параметров соленоида, являлись параметры пучка на выходе ускоряющей структуры и коэффициент захвата ускорителя. На рисунках 9, 10 и 11 представлены зависимости среднеквадратичных радиусов и расходимостей пучка, а также коэффициента захвата ускорителя и средней энергии ускоренных частиц от положения соленоида для различных значений полного тока соленоида. Исходя из полученных данных, можно сделать вывод, что оптимальным является расположение

центра зазора фокусирующего соленоида с полным током $I \sim 1$ кА на расстоянии $z_3 \sim 40$ мм. Основные параметры пучка, получающиеся в этом случае, приведены в таблице 4 в сравнении со случаем прямой инжекции.

Таблица 4. Основные параметры пучка на выходе ускоряющей структуры при оптимальных значениях положения и полного тока фокусирующего соленоида в сравнении со случаем прямой инжекции электронов в ускоритель.

тип инжекции	$\langle r_x \rangle$, мм	$\langle r_y \rangle$, мм	$\langle D_x \rangle$, мрад	$\langle D_y \rangle$, мрад	$\Delta\varphi$, град	ΔE , МэВ	K_3 , %	E , МэВ
прямая	1,87	1,86	1,21	1,25	25	0,6	60	9,91
через поворотный магнит	1,68	1,63	1,67	1,45	25	0,6	60	9,86

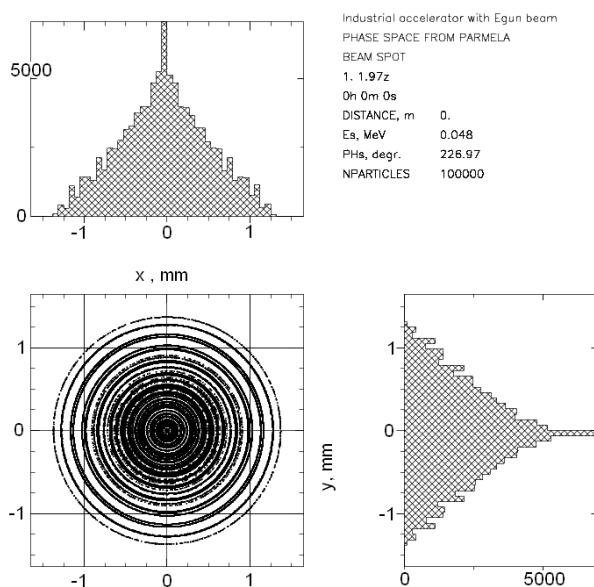


Рис. 8(а). Поперечный портрет инжектируемого пучка электронов.

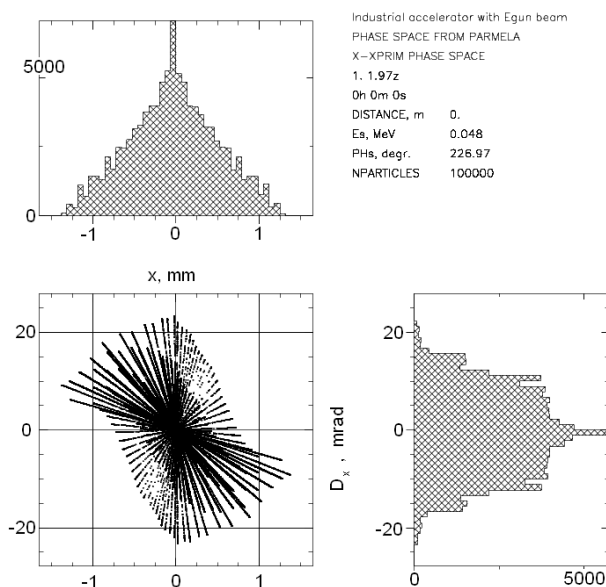


Рис. 8(б). Фазовый портрет инжектируемого пучка электронов.

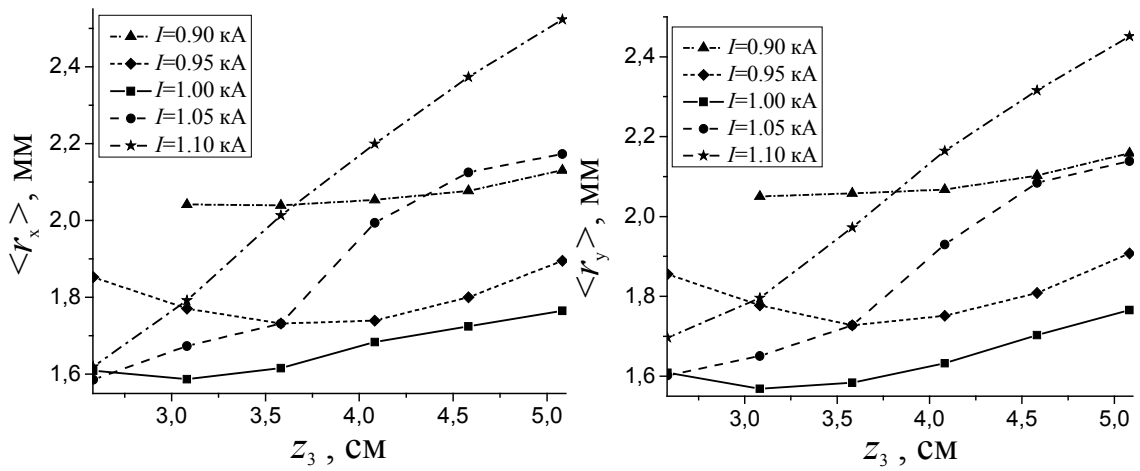


Рис. 9. Зависимости среднеквадратичных поперечных размеров пучка на выходе ускоряющей структуры $\langle r_x \rangle$ и $\langle r_y \rangle$ от положения центра зазора соленоида z_3 при разных токах соленоида I .

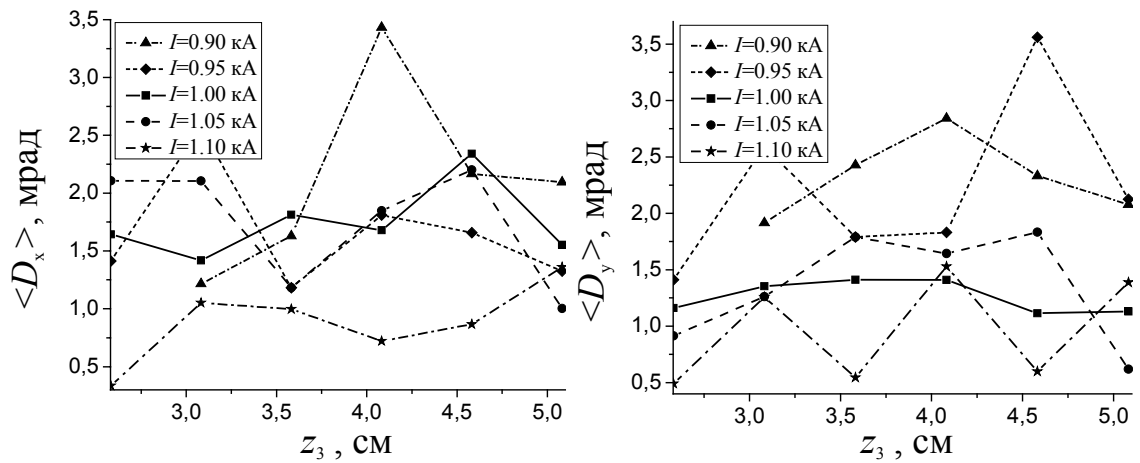


Рис.10. Зависимости среднеквадратичных расходимостей пучка на выходе ускоряющей структуры $\langle D_x \rangle$ и $\langle D_y \rangle$ от положения центра зазора соленоида z_3 при разных токах соленоида I .

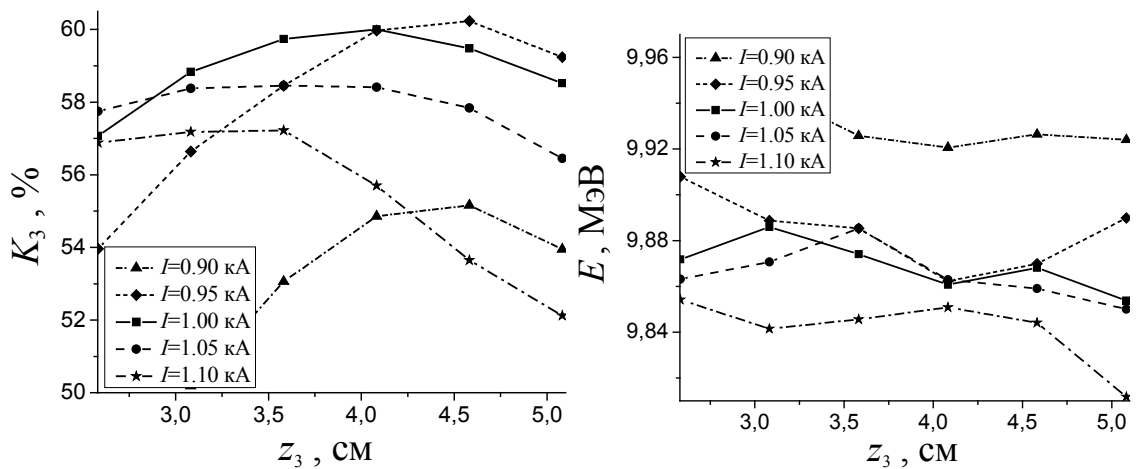


Рис.11. Зависимости коэффициента захвата ускорителя K_3 и средней энергии ускоренных частиц E от положения центра зазора соленоида z_3 при разных токах соленоида I .

§5. Расчётная динамика пучка электронов в ускорителе.

Так как дипольный магнит инжекции не является в нашем случае тонкой линзой, то для обеспечения аксиальной симметрии пучка на выходе ускорителя оказалось необходимым отказаться от его аксиальной симметрии на выходе магнита (см. рис. 12). При этом оптимизация параметров ускоренного пучка производилась путём выбора надлежащим образом угла скоса β полюсного наконечника магнита. На рисунках 13(а) и 13(б) представлены зависимости среднеквадратичных поперечных размеров и расходимостей ускоренного пучка от угла β . Можно отметить слабую чувствительность этих параметров к величине β . Это обусловлено тем, что при токе пучка $I = 0.8$ А определяющую роль в динамике частиц играют силы пространственного заряда. Таким образом, допустимые значения угла скоса полюсного наконечника лежат в диапазоне $\beta = 17^\circ \div 28^\circ$. Все дальнейшие расчёты производились при $\beta = 23^\circ$.

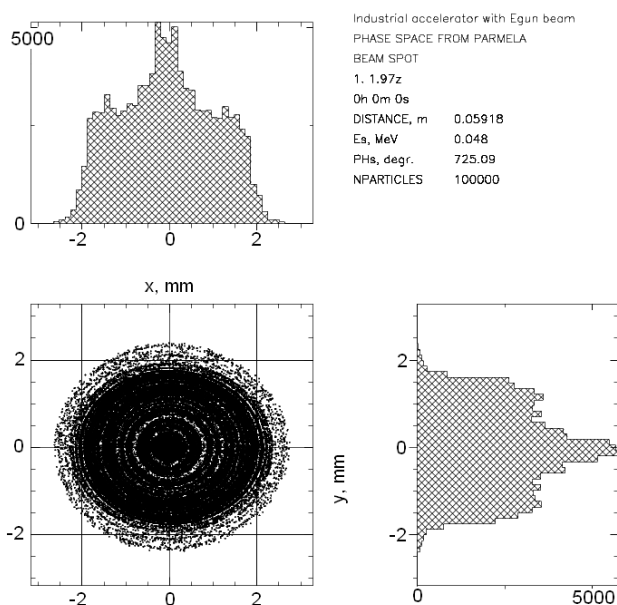


Рис. 12. Поперечный портрет пучка на выходе поворотного магнита.

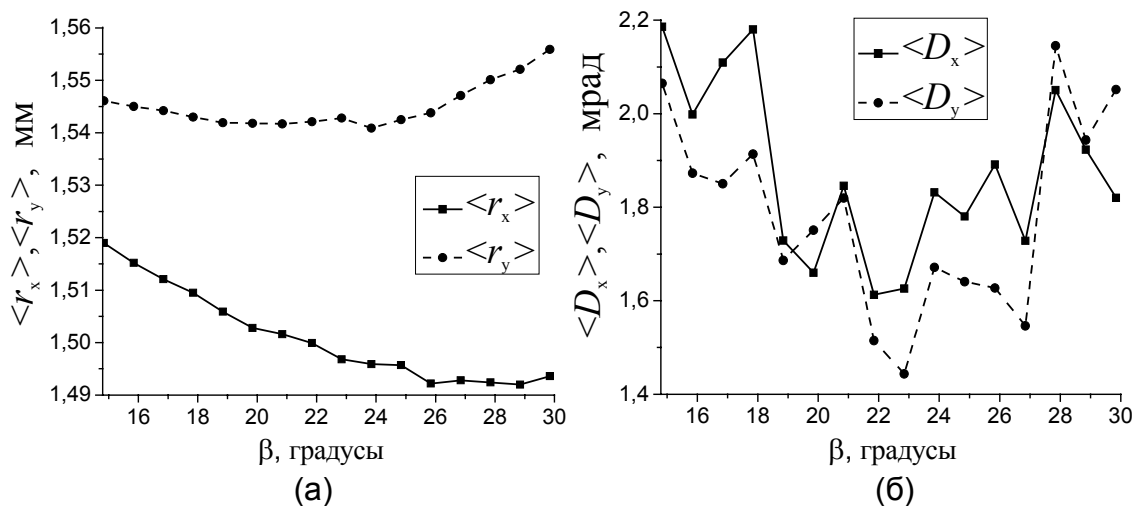


Рис. 13. Зависимости среднеквадратичных поперечных размеров (а) и расходимостей (б) ускоренного пучка от величины угла β .

Несмотря на оптимально подобранные параметры поворотного магнита и фокусирующего соленоида, пучок на входе в ускоряющую структуру не обладает абсолютной аксиальной симметрией (см. рис. 14). При этом можно заметить, что после прохождения соленоида плоскость его симметрии оказалась повернутой на угол $\Delta\vartheta$, величину которого можно оценить по формуле [4]:

$$\Delta\vartheta = \frac{e}{2p} \int_{-\infty}^{\infty} B(r=0, z) dz = 0.814 \text{ рад} = 46.6^\circ, \quad (4)$$

где e – заряд электрона, p – импульс частиц в пучке, а $B(r=0, z)$ определяется формулой (3). Полученное значение вполне согласуется с расчётами по программе PARMELA.

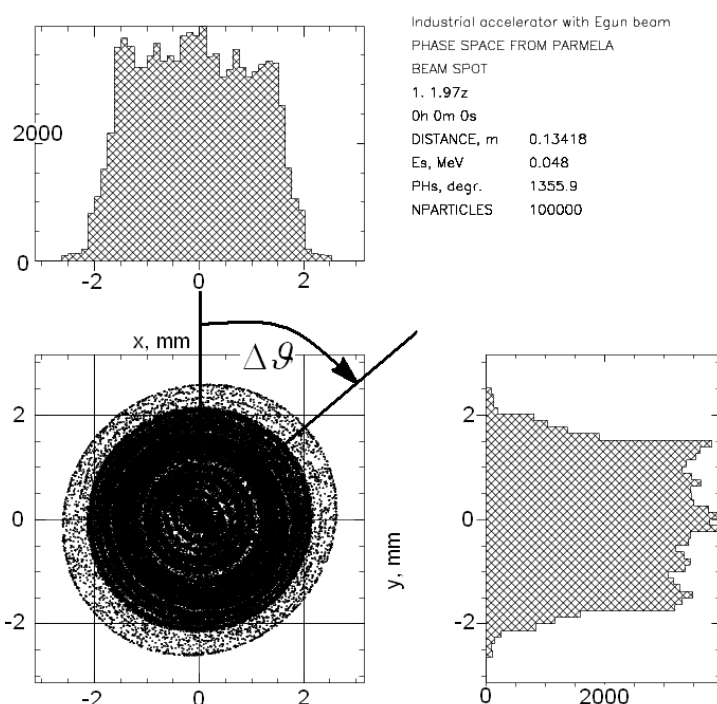


Рис. 14. Поперечный портрет пучка на входе в ускоряющую структуру.

На рис 15 и 16 представлены поперечные и энергетические портреты ускоренного пучка для двух видов инжекции: (а) прямой и (б) инжекции через поворотный магнит. На основании полученных данных можно сделать вывод, что система инжекции пучка через поворотный магнит позволяет получить параметры пучка на выходе ускорителя близкие к случаю прямой инжекции. При этом удаётся избежать трудностей, связанных с бомбардировкой катода электронами, не захваченными в процесс ускорения.

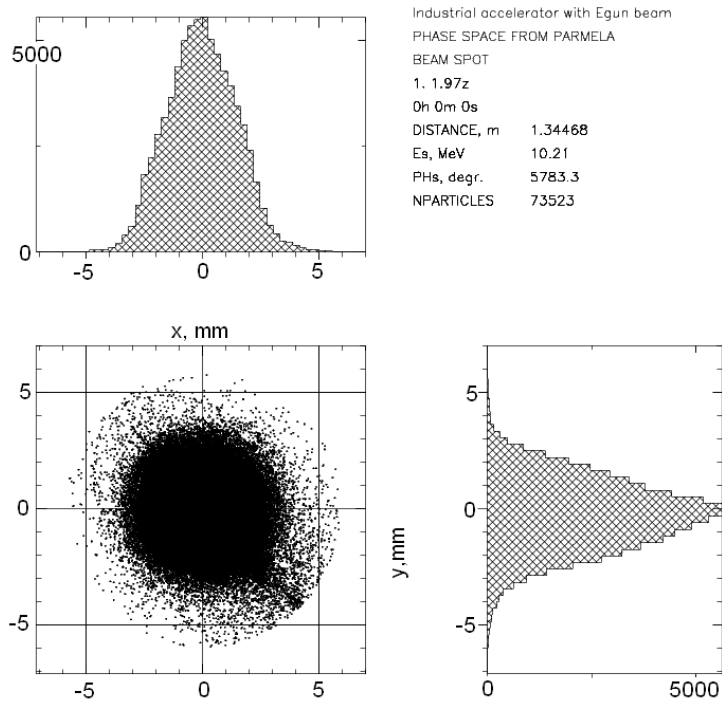


Рис 15(а). Поперечный портрет ускоренного пучка электронов в случае инъекции через поворотный магнит.

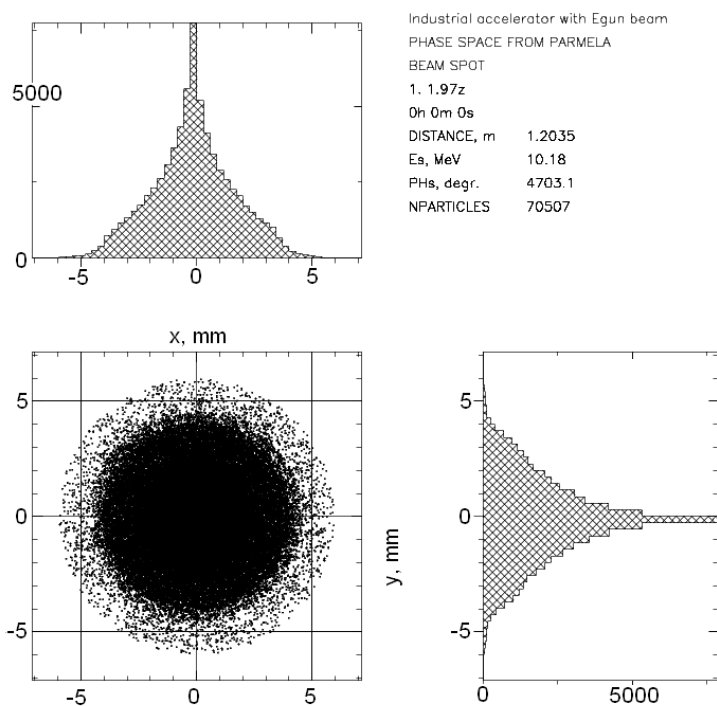


Рис 15(б). Поперечный портрет ускоренного пучка электронов в случае прямой инъекции.

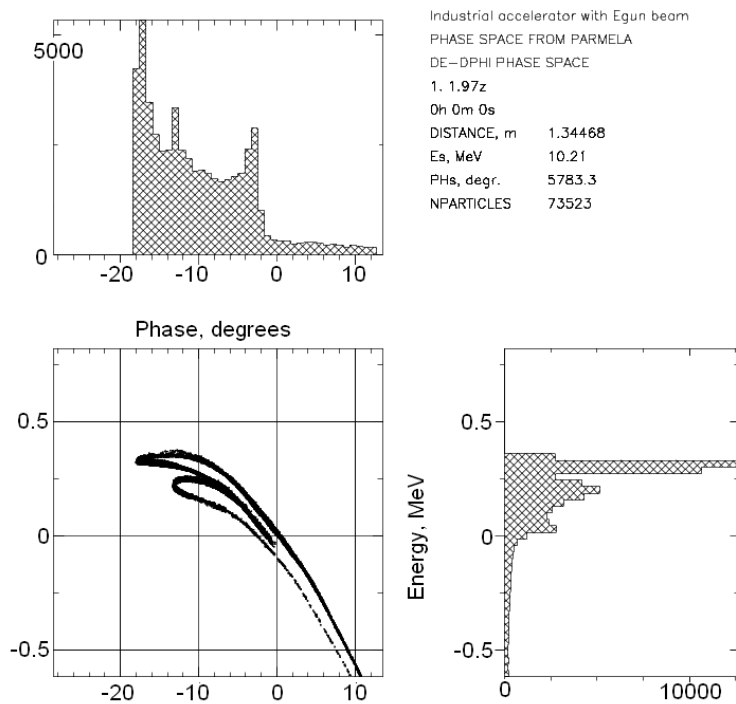


Рис 16(а). Энергетический портрет ускоренного пучка электронов в случае инжекции через поворотный магнит.

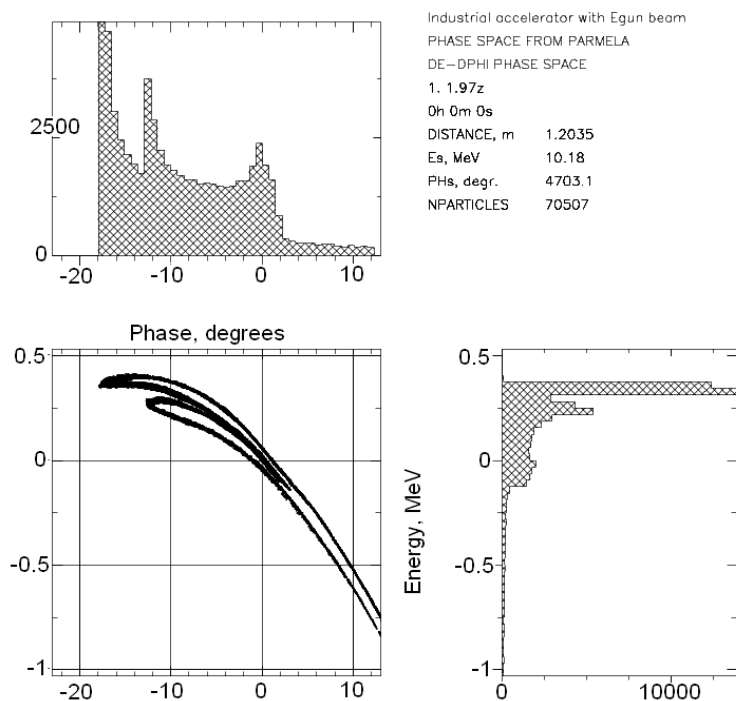


Рис 16(б). Энергетический портрет ускоренного пучка электронов в случае прямой инжекции.

§6. Изучение возможности вариации тока пучка.

Как уже отмечалось ранее, существенную роль в динамике интенсивного пучка электронов при низких энергиях играют силы пространственного заряда. В связи с этим нами была изучена зависимость основных параметров ускоренного пучка от тока инжекции I_0 электронной пушки. При этом оказалось, что в достаточно широких пределах тока $I_0 = 0.8 \pm 0.2$ А эти параметры меняются достаточно слабо (см. рис. 17 и 18). Следовательно, система инжекции через поворотный магнит не вносит значительных изменений в динамику пучка по сравнению со случаем прямой инжекции.

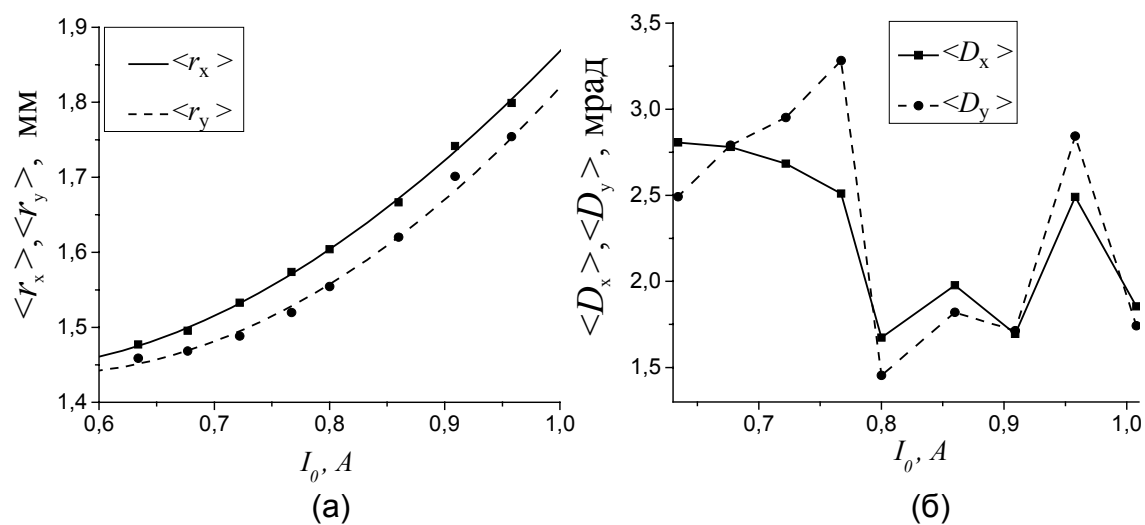


Рис. 17. Зависимости среднеквадратичных поперечных размеров (а) и расходимостей (б) ускоренного пучка от величины тока инжекции I_0 .

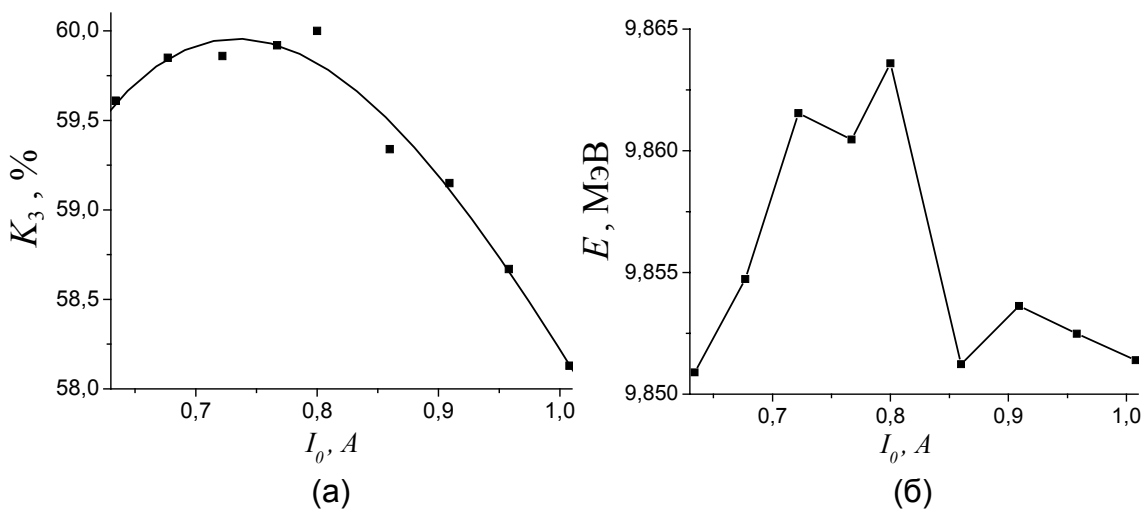


Рис. 18. Зависимости коэффициента захвата ускорителя (а) и средней энергии ускоренных частиц (б) от величины тока инжекции I_0 .

§7. Дополнительная поперечная фокусировка пучка соленоидальным магнитным полем.

Во избежание дополнительных потерь частиц на стенках ускоряющей структуры из-за неточности согласования инжектируемого пучка с апертурой ускорителя можно использовать дополнительное магнитное поле соленоида, помещённого в определённой части ускоряющей структуры. В настоящей работе предполагается, что дополнительным соленоидом является виток с током, магнитное поле которого на оси симметрии имеет вид

$$B(r=0, z) = \frac{\pi}{5} I_{\text{доп}} \frac{R^2}{(R^2 + z^2)^{3/2}},$$

где R - радиус витка (см), $I_{\text{доп}}$ - ток витка (А), B - магнитное поле витка на оси симметрии (Гс), z - расстояние от плоскости витка вдоль оси симметрии. Предыдущие расчёты показали, что дополнительный соленоид с радиусом $R = 7,5$ см следует расположить на расстоянии 25 см от входа в структуру [1]. Поэтому единственным варьируемым параметром в данном случае является полный ток (или количество ампер-витков) соленоида $I_{\text{доп}}$.

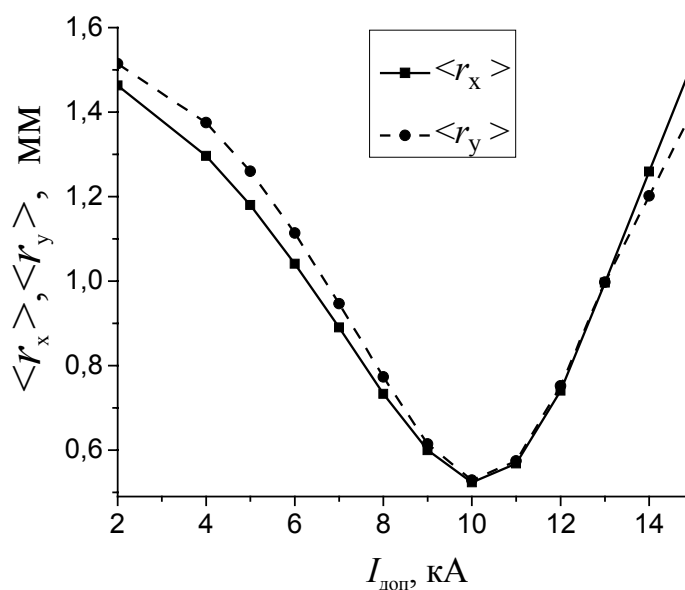


Рис 19. Зависимости среднеквадратичных размеров ускоренного пучка от тока дополнительного соленоида.

На рисунке 19 представлены зависимости среднеквадратичных размеров ускоренного пучка от полного тока дополнительного соленоида. На основании этих данных можно сделать вывод, что оптимальным значением полного тока соленоида является

$$I_{\text{доп}} = 10 \text{ кА.}$$

Получающийся при этом среднеквадратичный радиус пучка на выходе ускоряющей структуры составляет (см. рис. 20)

$$\langle r \rangle = 0,51 \text{ мм.}$$

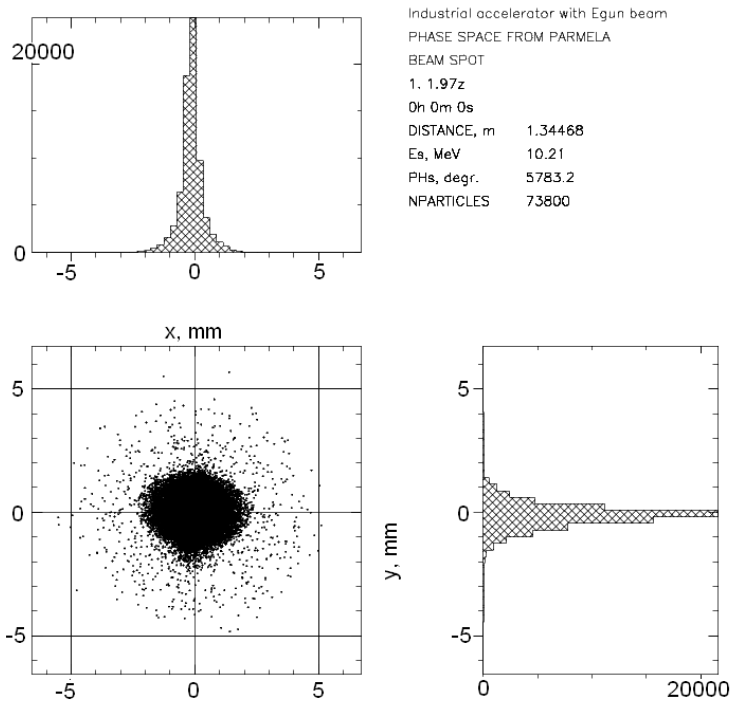


Рис. 20. Поперечный портрет ускоренного пучка при оптимально подобранном значении полного тока дополнительного соленоида.

§8. Выводы.

Предложенная в данной работе система инжекции позволяет избежать проблем, связанных с обратной бомбардировкой катода при работе с интенсивными пучками. По сравнению со случаем прямой инжекции в ускоритель удаётся сохранить основные характеристики пучка, устойчивость к вариациям энергии и тока инжекции на неизменном уровне. Окончательные параметры системы инжекции и ускоренного пучка приведены в таблице 5.

Таблица 5. Основные параметры системы инжекции и ускоренного пучка.

Геометрия	
z_1 , мм	40
z_2 , мм	75
z_3 , мм	40
Поворотный магнит	
θ , град	30
R , мм	50
β , град	23
Соленоид	
g , мм	5
D , мм	20
I , кА	1
Ускоренный пучок	
$\langle r_x \rangle$, мм	1,68
$\langle r_y \rangle$, мм	1,63
$\langle D_x \rangle$, мрад	1,67
$\langle D_y \rangle$, мрад	1,45
$\langle \varepsilon_{N,x} \rangle$, мм·мрад	47
$\langle \varepsilon_{N,y} \rangle$, мм·мрад	45
$\Delta\varphi$, град	25
ΔE , МэВ	0,6
K_3 , %	60
E , МэВ	9,86
$I_{\text{пучка}}$, А	0,48

Использование дополнительного фокусирующего соленоида позволяет существенно уменьшить поперечные размеры пучка на выходе ускоряющей структуры и снизить вероятность потерь частиц на её стенках при неточном согласовании пучка с апертурой ускорителя.

Список литературы.

- [1]. Ишханов Б.С., Посеряев А.В., Шведунов В.И., “Динамика пучка в сильноточном линейном ускорителе электронов”, Препринт НИИЯФ МГУ-2004-6/745.
- [2]. PARMELA – code, originally developed by K.R.Crandall.
- [3]. Brown K.L. “A First and Second-Order Matrix Theory for the Design of Beam Transport Systems and Charged Particle Spectrometers”, SLAC-Report-75.
- [4]. Humphries S., Charged Particle Beams, QC786.H86 1990, ISBN 0-471-60014-8, <http://www.fieldp.com/cpb/cpb.html>.