

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P9-85-290

Л. А. Меркулов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЛИУ

1985

ВВЕДЕНИЕ

В работе ^{1/} была предпринята попытка исследовать характеристики сильнооточного стационарного неламинарного электронного потока с конечным начальным эмиттансом ϵ в линейном индукционном ускорителе /ЛИУ/. Было показано, что в случае малого эмиттанса можно прийти к гидродинамической форме записи уравнений, описывающих среднее состояние системы, соответствующее пучку с нулевым начальным эмиттансом. Поток на входе ускорителя, описывающий среднее состояние системы, предполагался квазиламинарным, состоящим из небольшого числа парциальных ламинарных потоков.

В случае конечного ϵ на входе ускорителя приходится уже следить за изменением начальной огибающей проекции фазового объема, которая в процессе ускорения пучка трансформируется, и все частицы, располагающиеся на этой огибающей и ответственные в дальнейшем за ее форму, испытывают на всем протяжении ускорения воздействие пространственного заряда пучка, определяемое из среднего состояния системы.

Как упоминалось в ^{1/}, проведенные расчеты /будем считать по "программе 1" для двух начальных значений эмиттанса $\epsilon = 0,05$ см рад и $\epsilon = 0,1$ см рад позволили оценить радиус огибающей пучка достаточно простым и быстрым методом при проводке электронного потока в заданной электронно-оптической системе, но в то же время выявили ряд неопределенностей:

а/ неизвестен предел начальных значений ϵ , при которых еще возможно использование программы 1;

б/ неизвестен характер распределения плотности заряда по радиусу в пучке;

г/ не оценена точность совпадения поведения огибающей пучка, полученной по программе 1, с предполагаемой той же реальной зависимостью.

Данная работа посвящается описанию одного из механизмов, дающего возможность в какой-то степени приблизить картину поведения пучка и его характеристик к реальному пониманию происходящих процессов.

Целесообразность использования повышенных значений фокусирующих магнитных полей, т.е. пучков с малым диаметром, доказанная в ^{1/}, накладывает свои требования и в дальнейшем исследовать пучки только такого рода.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО СЧЕТА

На практике обычно имеют дело с пучком, ранее сформированным какой-либо электронно-оптической системой, которой и определяется разброс частиц в фазовом пространстве. В данном случае это сильноточный поток электронов из высоковольтной пушки.

Методика для описания среднего состояния системы^{/1/} предполагала наличие большого числа трубок тока, начальные параметры которых задаются на поверхности входа пучка в расчетную область ускорителя /назовем ее начальным фронтом пучка/. Если заряженные частицы вылетают из пушки под разными углами относительно нормали к поверхности фронта, то необходимо учесть угловое распределение влетающих в расчетную область частиц^{/2/}. В этом случае мы проведем дискретизацию полного фазового пространства /рис.1/, введя разбиение потока каждой трубки тока I_j на угловые группы. Весь угловой интервал каждой трубки тока разбивается на несколько подынтервалов $\Delta r'_{ij}$, $j = 1, 2, \dots, N$ / N - количество угловых групп/ со средним направлением r'_{ij} /точки в центре групп на рис.1/. Соответствующие коэффициенты относительного углового распределения равны

$$\theta_{ij} = \frac{\int_{r'_{ij}} I_j(r') dr'}{\int I_j(r') dr'}, \quad j = 1, 2, \dots, N. \quad /1/$$

Из каждой начальной трубки тока, следовательно, выпускается N трубок с величинами тока $I_{ij} = I_j \theta_{ij}$ и начальными средними производными r'_{ij} . Обычно при счете использовалось $N = 4$. Как видно, методику для определения среднего состояния системы, используемую в программе 1, можно теперь распространить на все фазовое пространство пучка, где с достаточно хорошей точностью поверхность эллипса заменяется набором дискретных участков со своими начальными данными. Точность и время счета, естественно, зависят от степени дискретизации, и все полученные результаты, связанные с этой методикой, будем относить на счет "программы 2".

Таким образом, вновь предложенный способ исследования позволил рассмотреть некоторые интересующие нас моменты, которые в той или иной степени ответственны за качественное прохождение как ламинарного, так и неламинарного пучка, и сравнить их соответствующую степень влияния на возможные потери при ускорении:

Рис.1. Качественное представление разбиения всей поверхности проекции фазового объема.

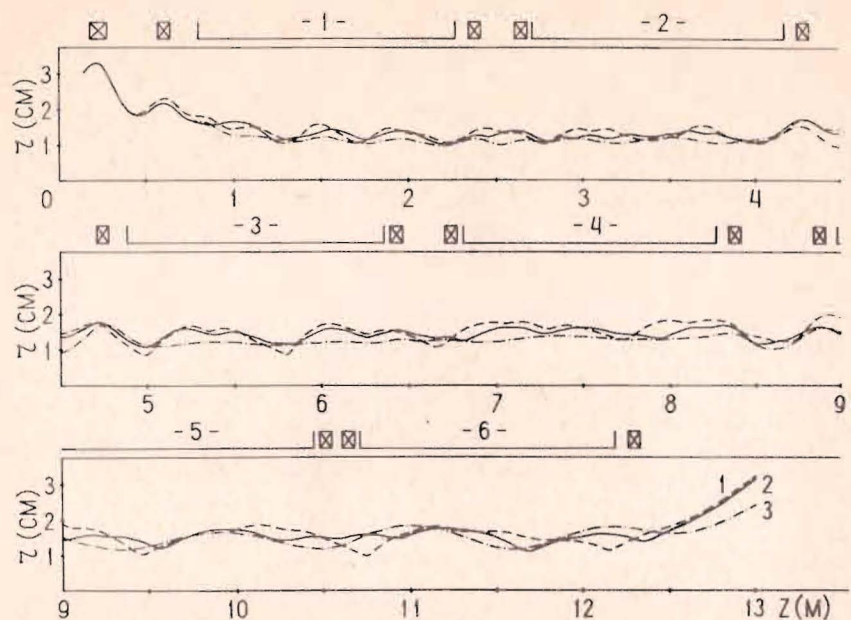
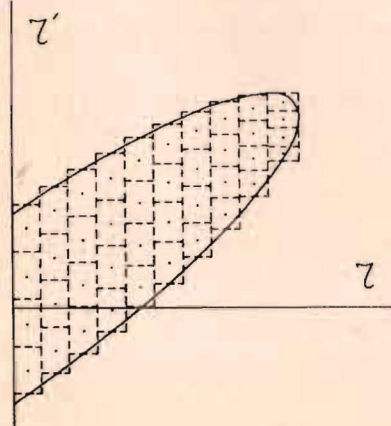


Рис.2. Кривые огибающих для $\epsilon = 0,05$ см.рад. 1 - по программе 1; 2 - по программе 2; 3 - по^{/4/}.

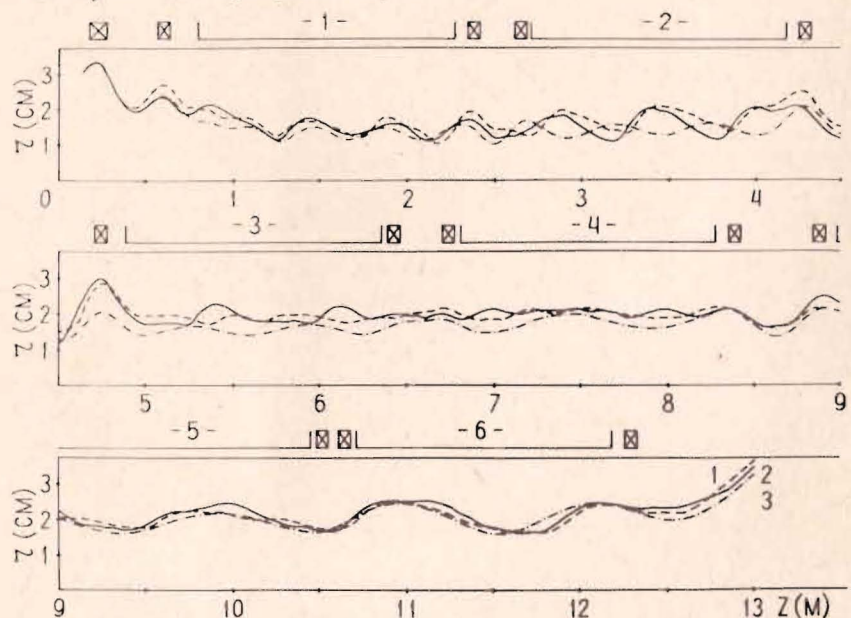


Рис.3. Кривые огибающих для $\epsilon = 0,1$ см.рад. 1 - по программе 1; 2 - по программе 2; 3 - по^{/4/}.

1. Проведено сравнение результатов счета /рис.2 и 3/, полученных по программе 1 /1/ /коротко - результатов программы 1/, с соответствующими конечными данными обработки тех же вариантов по программе 2 /коротко - результаты программы 2/. Если специально не оговорено, то в дальнейшем во всех рассчитанных вариантах предполагается ток в пучке $I_0 = 250$ А, энергия инжектируемых в ускоритель электронов 300 кэВ, прирост энергии на каждой секции ускорителя 250 кэВ, начальное замагничивание потока электронов $\alpha = 0$. Кривые на рис.2 имеют начальный эмиттанс $\epsilon = 0,05$ см рад, а на рис.3 - $\epsilon = 0,1$ см рад. На обоих рисунках пунктирные кривые 1 - результаты программы 1, а сплошные кривые 2 - результаты программы 2. Наблюдается хорошее совпадение результатов расчета по обеим программам. Данные программы 1 колеблются относительно результатов программы 2 со средним максимальным отклонением δ порядка 16% для $\epsilon = 0,05$ см рад и $\delta \approx 11\%$ для $\epsilon = 0,1$ см рад.

2. Приведены результаты исследования по программе 1 характера прохождения электронного пучка при изменении его распределения плотности заряда ρ по сечению в месторасположении начального фронта пучка. Помимо равномерного распределения ρ по сечению,

рассматривались случаи $f_1 \equiv \rho(r) = \rho_0 \cdot \exp(br^2)$ и $f_2 \equiv \rho(r) = \rho_0 \cdot \exp(-br^2)$ при $\rho_{\max}/\rho_{\min} = 3$. Расчетные данные для $\epsilon = 0,05$ см рад представлены на рис.4. Сплошная кривая 1 относится к $\rho(r) = \text{const.}$, пунктирная кривая 2 - к случаю распределения f_1 , кривая 3 - к распределению f_2 . Из рис.4 видно, что по возможности целесообразно с точки зрения прохождения иметь на входе ускорителя однородный по сечению пучок. Требование $\rho(r) = \text{const.}$ необходимо не только ламинарному пучку, чтобы приблизить его по характеру к потоку Бриллюэна, но, как видно из расчетов, оно желательно и для всех неламинарных потоков.

3. Рассматривался случай влияния начального замагничивания α ($\alpha = rA_\phi$, где r - радиус катода электронной пушки, A_ϕ - составляющая векторного магнитного потенциала на катоде/ на условия прохождения пучка. В случае полного отсутствия экранировки катода от магнитного поля при данной компоновке фокусирующих элементов α не превышает 120 см²Э. В этом случае в предположении имеющегося нулевого начального ϵ на входе, но это не тождественно сохранению ламинарности потока по ходу счета, огибающая пучка, а следовательно и условие прохождения, практически не сильно будут отличаться от расчетного варианта с $\alpha = 0$. /Сравните кривую 1 на рис.5 с кривой 1 на рис.3 в^{1/1}, а количественно это можно представить увеличением радиуса огибающей пучка за счет возникших колебаний в среднем не более чем на 70% от первоначального невозмущенного размера огибающей пучка $R \approx 0,65 \div 0,85$ см/.

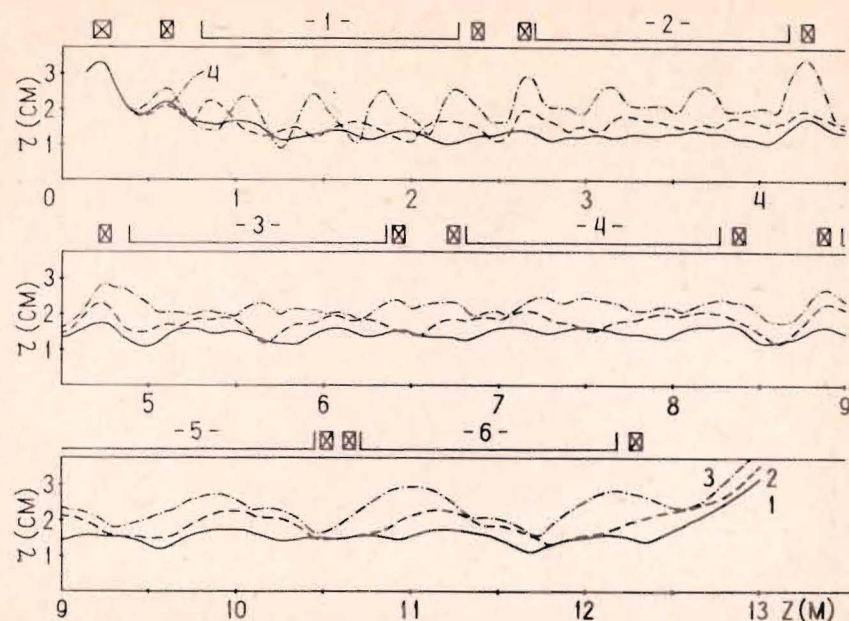


Рис.4. Зависимость формы огибающей от начального распределения $\rho(r)$, для $\epsilon = 0,05$ см рад ($N = \rho_{\max}/\rho_{\min}$).
 1 - $\rho(r) = \text{const.}$, 2 - $\rho(r) = \rho_0 \cdot \exp(br^2)$; $N = 3$.
 3 - $\rho(r) = \rho_0 \cdot \exp(-br^2)$; $N = 3$. 4 - $\rho(r) = \rho_0 \cdot \exp(br^2)$; $N = 10$.

Если же считать пучок неламинарным, то даже незначительная величина $\alpha \sim 5 \div 10$ см²Э/ вызывает осложнение прохождению пучка в первых же секциях, а возникающие при этом потери необходимо оценивать в каждом конкретном случае. Реально желательна полная экранировка катода электронной пушки от влияния внешнего магнитного поля.

4. Большой интерес представляет проверка влияния искажения магнитного поля, создаваемого фокусирующими линзами в зазоре между секциями, расположенными достаточно близко к их торцам, на характер движения потока электронов в ускорителе вследствие присутствия ферромагнетика перемещающихся индукторов. Такое воздействие, по существу, периодическое и кратковременное, и по экспериментальным данным максимальная относительная величина изменения напряженности магнитного поля не превышает 15%. Проведенные расчеты показали, что в случае нулевого начального ϵ на входе ЛИУ этот фактор практически не влияет на характер прохождения, т.к. с точки зрения количественной оценки эти незначительные искажения поля вносят дополнительные возмущения

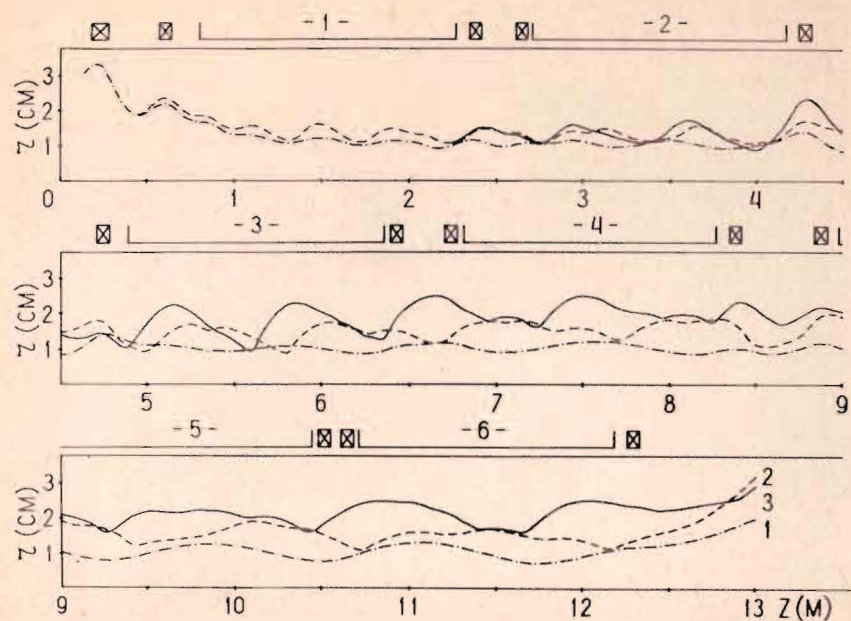


Рис.5. Зависимость формы огибающей от наличия магнитного поля на катоде и от присутствия ферромагнетика в секциях: 1. $\epsilon = 0$; $a = 120 \text{ см}^2/\text{Э}$. 2. $\epsilon = 0,05 \text{ см} \cdot \text{рад}$; $a = 0$ /без учета ферромагнетика/. 3. $\epsilon = 0,05 \text{ см} \cdot \text{рад}$; $a = 0$ /с ферромагнетиком/.

в характер движения и увеличивают величину огибающей пучка не более чем на 30% от средних размеров огибающей при невозмущенном состоянии, когда $R = 0,8 \div 0,95 \text{ см}$.

В случае же конечного эмиттанта /например, $\epsilon = 0,05 \text{ см} \cdot \text{рад}$ / происходит незначительное увеличение размеров пучка /сравните кривую 3 с кривой 2 на рис.5/, но если учесть, что при используемых повышенных значениях магнитного поля средний размер пучка заметно уменьшается и для его удержания в зазорах пришлось несколько удалить фокусирующие линзы от торцов секций, то влияние искажения магнитного поля наверняка заметно снизилось или вообще исчезло.

5. Результаты программы 2 позволили не только сравнить их с данными, полученными другим методом /программа 1/, но и получить качественную и количественную зависимость распределения пространственного заряда ρ и тока I по сечению в различных точках ускорителя.

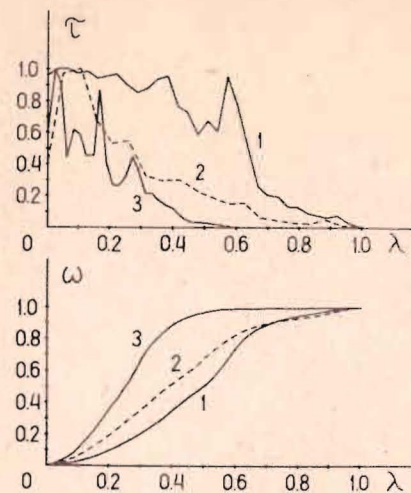


Рис.6. Распределение пространственного заряда и тока в различных сечениях при $\epsilon = 0,05 \text{ см} \cdot \text{рад}$: 1. $z = 4,6 \text{ м}$; 2. $z = 8,6 \text{ м}$; 3. $z = 12,6 \text{ м}$.

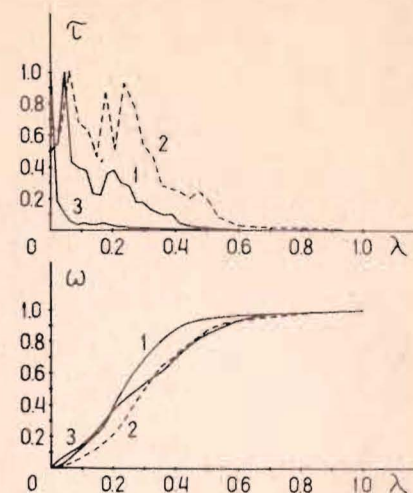


Рис.7. Распределение пространственного заряда и тока в различных сечениях при $\epsilon = 0,1 \text{ см} \cdot \text{рад}$: 1. $z = 4,6 \text{ м}$; 2. $z = 8,6 \text{ м}$; 3. $z = 12,6 \text{ м}$.

На рис.6 и 7 в относительных единицах / $\tau = \rho/\rho_{\text{max}}$, $\omega = I/I_0$ и $\lambda = r/R$ / даны зависимости распределения ρ и I по радиусу для

различных величин ϵ и в различных точках ускорителя при однородном начальном распределении ρ на входе. На рис.6 различные распределения представлены для $\epsilon = 0,05 \text{ см} \cdot \text{рад}$ после 2-й, 4-й и 6-й секций. На рис.7 те же зависимости даны для $\epsilon = 0,1 \text{ см} \cdot \text{рад}$. Для начального распределения $\rho(r)$ по законам r_1 и r_2 характер зависимости τ и ω по радиусу после 2-й секции для $\epsilon = 0,05 \text{ см} \cdot \text{рад}$ представлен на рис.8. Качественно картина распределения ρ по радиусу близка к распределению Гаусса и хорошо согласуется с результатами работы [3].

Общей тенденцией для всех трех рисунков является не только стремление к обострению формы импульса распределения заряда относительно соответствующих размеров пучка, но и в некоторой степени концентрация большей части тока в приосевой области с ростом энергии. Кроме того, из рис.8 видно, что отличное от равномерного распределение $\rho(r)$ на входе приводит к заметному появлению провалов в кривых τ от λ .

6. Возможности программы 2 позволяют не только оценить размер пучка в любом сечении и характер распределения заряда в нем, но и определить проекцию фазового объема на фазовую

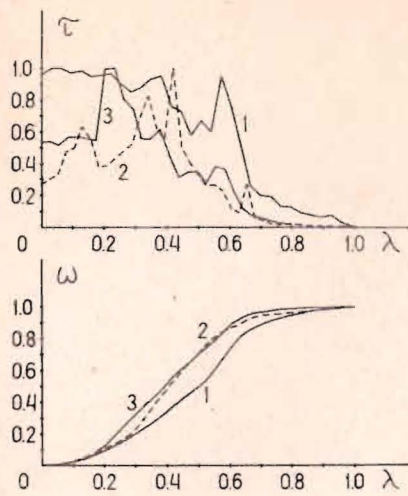


Рис.9. Расчетные фазовые эллипсы для различных уровней плотности на фазовой плоскости / γ, γ' /.

плоскость / γ, γ' / . На рис.9 приведены фазовые эллипсы пучка, полученные при начальных $\epsilon = 0,05$ см·рад и $\rho(r) = \text{const}$, для различных уровней плотности на фазовой плоскости / γ, γ' / в сечении, расположенном на выходе 6-й секции: $\tau = 0; 0,1; 0,6$. Уровень $\tau = 0,3$ почти совпадает с уровнем $\tau = 0,6$. Ясно видно практически незначительное /порядка нескольких единиц/ увеличение плотности заряда почти на большей части пространства фазовой плоскости сечения пучка. Процентное отношение площадей уровня 0,6 и 0,1 близко к экспериментальному /3/ .

Полученные данные в некотором роде являются основой для независимой проверки тех выводов, которые были сделаны в разделе 1. Приближенно считая по длине ускорителя фокусирующее магнитное поле в среднем $H = \text{const}$ и пренебрегая поперечной компонентой скорости, составим уравнения движения с учетом пространственного заряда пучка:

$$\frac{d^2 \gamma}{dt^2} + \gamma \left(\frac{\nu H}{2c} \right)^2 - F(r, t) = 0, \quad \frac{d^2 z_z}{dt^2} = \nu \frac{\partial V}{\partial z},$$

где

$$\nu = \frac{e}{m_0 \gamma}, \quad F(r, t) = \nu \frac{\partial V}{\partial r} (1 - \beta^2).$$

Рис.8. Зависимость распределения пространственного заряда и тока в точке $z = 4,6$ м / $\epsilon = 0,05$ см·рад/ от качества пучка на входе ЛИУ.
1. $\rho(r) = \text{const}$;
2. $\rho(r) = \rho_0 \cdot \exp(-br^2)$;
3. $\rho(r) = \rho_0 \cdot \exp(br^2)$.

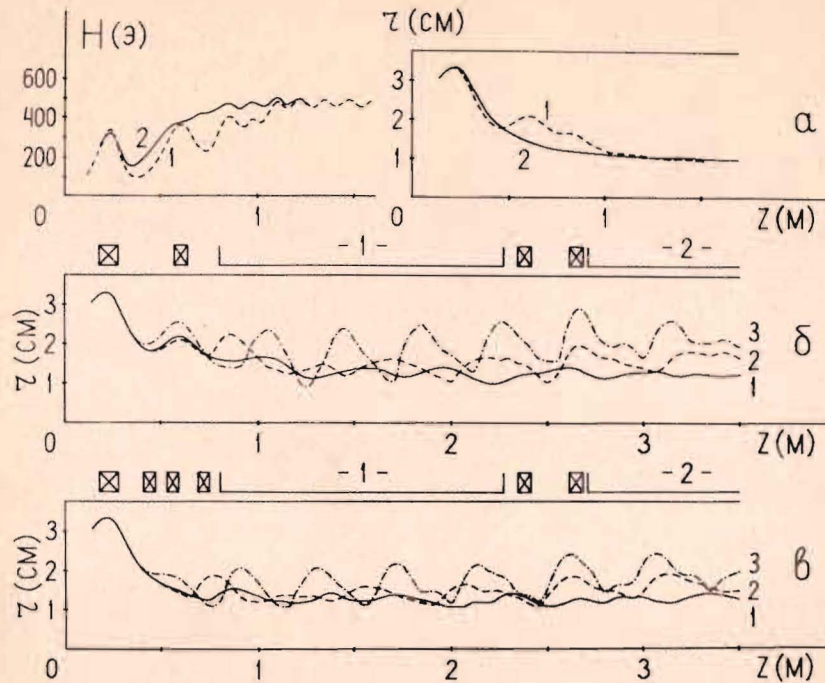
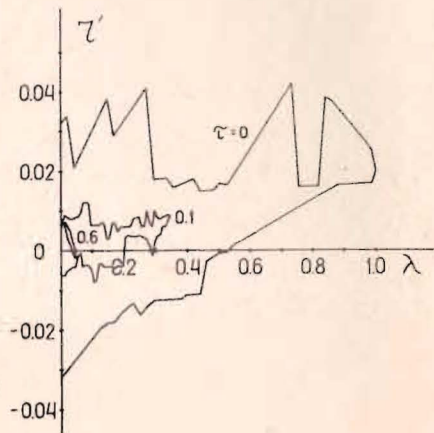


Рис.10. Поведение пучка при различных схемах форинжекторного участка в зависимости от начального распределения пространственного заряда. 1. $\rho(r) = \text{const}$; 2. $\rho(r) = \rho_0 \cdot \exp(br^2)$; 3. $\rho(r) = \rho_0 \cdot \exp(-br^2)$.

В общем случае в уравнениях /2/ переменные не разделяются, т.к. потенциал V зависит от двух координат. Но, принимая с большой степенью точности $\partial V / \partial z = \text{const}$, можно рассматривать уравнения

поперечного и продольного движений независимо. Отсюда следует, что в соответствии с теоремой Лиувилля должны независимо сохраняться величины фазовых объемов на плоскостях / r, p_r / и / z, p_z / . Согласно /4/, только в случае равномерного распределения пространственного заряда по сечению пучка, когда электрическая компонента его собственного поля в уравнении поперечного движения /2/ линейно зависит от поперечной координаты ($F(r, t) \approx Q(t) \cdot r$), мы вправе ожидать однородного распределения фазовой плотности заряда. Так как предыдущие выводы свидетельствуют, что мы практически близки к этому, то для дополнительной интерпретации ранее полученных результатов воспользуемся уравнением для огибающей /4/

$$\frac{d^2 R}{dt^2} + Q(t) \cdot R - \frac{\epsilon^2}{R^3} = 0.$$

/3/

Расчетные кривые /кривая 3 на рис.2 и 3/ по своему характеру близки к ранее полученным, и степень совпадения возрастает с ростом энергии, как и следовало ожидать.

7. Было проведено исследование условий инжекции для двух вариантов распределения фокусирующего магнитного поля в Форинжекторной части ускорителя. Конечным результатом хотелось бы иметь наименьшее возмущение в огибающей пучка в первых секциях ЛИУ при произвольных начальных распределениях $\rho(r)$.

В основу выбора геометрии фокусирующей системы было положено обеспечение идеального качества прохождения пучка с нулевым начальным эмиттансом в первой секции ускорителя /рис.10а/. Эта цель была достигнута комбинацией из двух линз /пунктирная кривая 1 на рис. 10а/ и из четырех линз /кривая 2/. Соответствующие им и резко отличающиеся друг от друга по качеству распределения магнитных полей даны тут же слева. Характеристики проходящего пучка при различных начальных зависимостях $\rho(r)$ для них же изображены соответственно на рис.10б и 10в.

Видно, во-первых, что вторая схема предпочтительнее, но выигрыш практически не такой уж существенный; во-вторых, еще раз, но уже с помощью программы 2, была доказана целесообразность использования на входе ЛИУ пучков с однородным распределением пространственного заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Меркулов Л.А. ОИЯИ, Р9-83-595, Дубна, 1983.
2. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрооптики. "Наука", Новосибирск, 1974.
3. Александров В.С. и др. ОИЯИ, 9-82-709, Дубна, 1982.
4. Капчинский И.Н. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. Атомиздат, М., 1966.

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the *JINR Communications* and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condensed matter.
Applied researches.

Being a part of the *JINR Communications*, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.

