

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

4902.82

P9-82-526

Э.А.Перельштейн, Г.Д.Ширков

**О ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ
В ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ**

Направлено в "Журнал технической физики"

1982

I. ВВЕДЕНИЕ

Моделирование процессов в плотных электронно-ионных пучках в последнее время приобрело большое значение в связи с развитием коллективных методов ускорения, сильноточных электронных ускорителей, созданием некоторых типов источников многозарядных ионов. Большой интерес представляет изучение процессов образования и накопления ионов и их функции распределения в электронных пучках и кольцах. Так, например, параметры ионных пучков, полученных в электронно-лучевых источниках ионов, а также возможности коллективного метода ускорения в значительной степени определяются распределениями плотности и по скоростям накопленных ионов.

Ионы образуются в результате ионизации электронным ударом нейтральных атомов или молекул, попадающих в пучок из остаточного газа в камере ускорителя либо впрыскиваемых туда специально. Вид функции распределения ионов определяется профилем плотности электронного пучка, а также собственными электромагнитными полями электронов и ионов. В плотных электронных пучках собственные поля гораздо сильнее внешних, влияние которых на движение ионов, как правило, несущественно. Функции распределения ионов, образующихся в равномерно заряженном электронном пучке, изучались ранее в [1-3]. В [4,5] использовалось более реалистичное с физической точки зрения гауссовское распределение плотности электронов. Сравнение результатов этих работ позволяет сделать вывод о сильном влиянии неравномерности плотности электронов на функцию распределения образующихся ионов. Различия в результатах, полученных в этих двух моделях, очевидно, должны увеличиваться с ростом числа рассматриваемых ионных зарядностей. В настоящей работе изучаются функция распределения ионов, а также среднеквадратичные размеры и скорости ионов, образующихся в электронных пучках с гауссовским распределением плотности. Проводится сравнение с результатами, полученными в предположении о равномерной плотности электронов в пучке. В работе сделаны следующие предположения. Ионы рождаются из нейтральных атомов и подвергаются дальнейшей последовательной однократной ионизации. Считается, что собственный заряд накопленных ионов невелик по сравнению с зарядом электронов и ионные поля не оказывают влияния на движение частиц. Везде речь идет только о поперечном сечении круглого пучка. Приняты следующие обозначения: N - линейная плотность пучка либо распрямленного кольца, величины с индексами e и i относятся к электронам и ионам с зарядом i соответственно.

УДК 621.372.6.01

Авторы

БИБЛИОТЕКА

Все полученные результаты справедливы для достаточно тонких электронных колец, когда поправками к полям, связанными с кривизной, можно пренебречь.

II. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ

1. Родившиеся однозарядные ионы оказываются в потенциальной яме кулоновского заряда электронов и совершают в ней колебательное движение. Их начальная кинетическая энергия равна тепловой энергии нейтральных атомов и при $N_e = 10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ на несколько порядков меньше глубины ямы, поэтому все они остаются в объеме пучка и подвергаются дальнейшей ионизации электронным ударом. Ограничимся рассмотрением постоянной во времени функции распределения электронов. Будем считать, что скорость продольного движения электронов v_e значительно больше поперечного. В этом случае относительная скорость столкновения электрона с ионом, в результате которого происходит ионизация, практически равна v_e , и поперечное движение электронов не влияет на процесс накопления ионов, а для его изучения достаточно знать плотность электронов ρ_e в поперечном сечении пучка. Между актами ионизации сохраняется полная энергия E_i каждого иона:

$$E_i = \frac{mv_i^2}{2} + ieU(r),$$

где m - масса иона; i - кратность ионизации; e - заряд электрона; U - потенциал электрического поля электронов; r - расстояние иона от центра сечения пучка; v - радиальная скорость.

Для пучка круглого сечения в силу относительной малости начальной энергии и азимутальной симметрии положим, что угловая скорость ионов $v_\phi = 0$ и, кроме того, $E_0 = 0$.

Пусть в момент ионизации $(i-1)$ -зарядный ион имел $r_{i-1} = r_0$ и $v_{i-1} = v_0$. Его потенциальная энергия скачком увеличивается на $eU(r_0)$, следовательно, имеем

$$E_i = \frac{mv_{i-1}^2}{2} + (i-1)eU(r_{i-1}) + eU(r_0) = \frac{mv_0^2}{2} + ieU(r_0) = \frac{mv_i^2}{2} + ieU(r_i). \quad /1/$$

2. Остановимся подробнее на рождении ионов в электронном пучке с постоянной по сечению плотностью. В этом случае все ионы, независимо от радиуса и энергии, равновероятно подвергаются ионизации. Поэтому функция распределения i -зарядных ионов в момент их рождения совпадает с функцией распределения ионов предыдущей зарядности $f_i^0 = f_{i-1}$. За несколько периодов колебаний ионы "перемешиваются", и их функция распределения приближается к стационарному значению f_i , однако полная энергия каждого иона до последнего акта ионизации остается постоянной.

Из /1/ для средней энергии имеем

$$\bar{E}_i = \frac{mv_i^2}{2} + ie\bar{U}(r_i) = \frac{m\bar{v}_i^2}{2} + ie\bar{U}(r_{i-1}), \quad /2/$$

где черта означает усреднение с функцией распределения по всей области конфигурационного пространства, например:

$$\bar{v}_i^2 = \int v_i^2 f_i r dr dv / \int f_i r dr dv.$$

При получении /2/ было использовано $\bar{U}(r_{i-1}) = \bar{U}(r_0)$ и $\bar{v}_{i-1}^2 = v_0^2$. Если потенциал электрического поля является степенной функцией от радиуса $U = Ar^a$, то согласно вириальной теореме

$$\frac{mv_i^2}{2} = \frac{aie}{2} \bar{U},$$

откуда, используя /1/ и /2/, находим

$$\bar{r}_i^a = \bar{r}_{i-1}^a \left(1 - \frac{a}{i(a+2)}\right)$$

$$\text{и } \bar{v}_i^2 = \bar{v}_{i-1}^2 \left(1 + \frac{2}{(i-1)(a+2)}\right).$$

При постоянной плотности в сечении электронного пучка $a=2$ имеем результаты, совпадающие с формулами из /1,2,5/:

$$\bar{r}_i^2 = \bar{r}_{i-1}^2 \left(1 - \frac{1}{2i}\right) = \bar{r}_1^2 \frac{2\Gamma(i + 1/2)}{\Gamma(1/2)\Gamma(i+1)};$$

$$\bar{r}_1^2 = \bar{r}_e^2 / 2, \quad \bar{r}_e^2 = a^2 / 2,$$

здесь a - радиус электронного пучка, а также

$$\bar{v}_i^2 = \bar{v}_{i-1}^2 \frac{(2i-1)}{2(i-1)} = \bar{v}_1^2 \frac{2\Gamma(i + 1/2)}{\Gamma(1/2)\Gamma(i)},$$

$$\bar{v}_1^2 = \frac{a^2 \omega_1^2}{4},$$

где $\omega_1^2 = \frac{2N_e c^2 R_e m_e}{a^2 m}$ - частота колебаний однозарядных ионов в поле электронов; c - скорость света в вакууме; $R_e = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ - классический радиус электрона.

При этом эффективный фазовый объем поперечного движения ионов

$$F_i^2 = \bar{v}_i^2 \bar{r}_i^2 = \left[\frac{\Gamma(i + 1/2)}{\Gamma(1/2)\Gamma(i)} \right]^2 \frac{a^4 \omega_1^2}{4i}. \quad /4/$$

Среднеквадратичные величины \bar{r}_i^2 , \bar{v}_i^2 и фазовый объем F_i достаточно полно описывают движение системы частиц в целом и во многих случаях позволяют обойтись без задания функции распределения в явном виде.

Для упрощения дальнейшей записи введем следующие обозначения:

$$\sqrt{r_i^2} = a_i, \quad \sqrt{v_i^2} = u_i.$$

3. Реальные электронные пучки, как и любые ограниченные в пространстве распределения частиц, не имеют резких границ и постоянных плотностей. Рассмотрим электронный пучок, находящийся во внешних электромагнитных полях, медленно меняющихся за характерное время накопления ионов, которое, в свою очередь, гораздо больше электронных и ионных колебаний. В этом случае при изучении накопления ионов электронный пучок можно считать стационарным. Ему соответствует больцмановская функция распределения и плотность электронов в поперечном сечении

$$\rho_e \sim \exp(-eU_e(r)/2E_e), \quad /5/$$

где $eU_e(r)$ - потенциальная энергия электронов во внешнем поле, а E_e - средняя энергия их поперечного движения. В электронном пучке с неравномерной плотностью вероятность ионизации зависит от радиуса. По этой причине ионы, имеющие разную полную энергию, будут иметь и различную вероятность подвергнуться дальнейшей ионизации. Ионы с низкой энергией, находящиеся на "дне" потенциальной ямы, свое движение совершают в центре пучка, где плотность электронов максимальна, и имеют относительно высокую вероятность быть ионизованными дальше. В свою очередь ионы, имеющие высокую энергию, значительное время проводят на краю пучка, где плотность электронов невелика и, соответственно, средняя вероятность их ионизации за период колебаний меньше. Поэтому средняя энергия новой зарядности будет ниже, чем было получено в предыдущем разделе, соответственно меньшими будут среднеквадратичные размеры и скорости. Вновь образовавшиеся ионы за несколько периодов колебаний "перемешиваются", и их функция распределения стремится к стационарному значению f_i . Под функцией f_i подразумевается нормированная на единицу не зависящая от общего числа ионов функция распределения в фазовом пространстве. Переход ионов в следующую зарядность - относительно медленный процесс, число только что родившихся ионов данной зарядности невелико, и общая функция распределения ионов одного заряда, как правило, близка к стационарной функции распределения f_i , которая удовлетворяет уравнению

$$\frac{df_i}{dt} = 0$$

и является функцией только от интегралов движения. Каждый ион имеет два интеграла движения - момент количества движения относительно центра пучка $M_\phi = mv_\phi r$ и между актами ионизации полную энергию E_i . В азимутально-симметричном пучке M_ϕ определяется скоростью теплового движения нейтральных атомов. Как отмечалось, она пренебрежимо мала по сравнению со скоростью движения ионов в поле электронов. Положив $M_\phi = 0$, получим для всех ионных зарядностей

$$f_i = f_i(E_i) \delta(M_\phi),$$

где $\delta(x)$ - δ -функция Дирака.

В большинстве случаев электронный пучок в поперечном сечении фокусируется внешними, линейными в первом приближении полями. Следовательно, U_e - квадратичная функция радиуса и согласно /5/ плотность электронов в сечении есть распределение Гаусса:

$$\rho_e = \frac{\exp(-r^2/2a^2)}{a^2}. \quad /6/$$

В таком пучке вероятность ионизации существенным образом зависит от расстояния до центра сечения.

Распределение электронов /6/ имеет собственное нелинейное электрическое поле:

$$F_e(r) = \frac{2eN_e}{r} (1 - \exp(-\frac{r^2}{2a^2})).$$

Однако большинство ионов рождаются и движутся в центре пучка, где поля линейны. Будем приближенно считать, что все ионы совершают гармонические колебания с частотой $\omega_i = \sqrt{\frac{iN_e R_e m_e c}{m a}}$. Их

полная энергия $E_i = \frac{mv^2}{2} + \frac{m\omega_i^2 r^2}{2}$, причем энергия однозарядных ионов $E_1 = \frac{2e^2 r_0^2}{2} = \frac{2mv^2}{2} + \frac{m\omega_1^2 r^2}{2}$. Функция распределения i -зарядных ионов в момент их рождения пропорциональна функции распределения ионов предыдущей зарядности и плотности электронов $f_i^0 \sim f_{i-1} \rho_e$. Для равномерной плотности нейтральных атомов и плотности электронов /6/ имеем

$$f_i^0 \sim \exp(-\frac{r_0^2}{2a^2}) = \exp(-\frac{E_1}{2m\omega_1^2 a^2}),$$

откуда f_i^0 - функция только от интегралов движения, не зависящая от времени. Следовательно, $f_i^0 = f_i$. Нормируя f_i на единицу, получим

$$f_i = \frac{m}{\pi a_1^2 \omega_1} \exp(-(\frac{r^2}{2a_1^2} + \frac{v^2}{\omega_1^2})) \delta(M_\phi),$$

где $a_1 = a$.

Аналогичная функция была получена в /5/ в результате строгого решения кинетического уравнения. Проводя рассуждения дальше для f_2, f_3 и т.д. и используя при этом /1/, $\omega_i^2 = \omega_{i-1}^2 i/(i-1)$, а также полагая, что $a_i^2 = a_{i-1}^2 (i-1)/i$, получим

$$f_i^0 \sim f_{i-1} \rho_e \sim \exp(-\frac{v_0^2}{2\omega_{i-1}^2 a_{i-1}^2} - \frac{r_0^2}{2a_{i-1}^2} (1 + \frac{1}{i-1})) =$$

$$= \exp\left(-\frac{E_i}{2m\omega_i^2 a_i^2}\right)$$

и окончательно

$$f_i = \frac{m}{\pi a_i^2 \omega_i} \exp\left(-r^2 + \frac{v^2}{\omega_i^2}\right) / 2a_i^2 \delta(M\phi). \quad /7/$$

Интегрируя по пространству скоростей (v, v_ϕ) , найдем плотность ионов в сечении пучка:

$$\rho_i = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\exp(-r^2/2a_i^2)}{a_i r}. \quad /8/$$

Это распределение имеет особенность в центре сечения пучка, появление которой связано с тем, что при выводе не были учтены скорости нейтральных атомов и собственные поля ионов.

Функция распределения /7/ имеет моменты второго порядка, которые соответствуют среднеквадратичным размерам и скоростям:

$$\begin{aligned} a_i^2 &= a_1^2 / i, \\ u_i^2 &= a_i^2 \omega_i^2 = a_1^2 \omega_1^2 = \text{const}, \end{aligned} \quad /9/$$

что согласуется со сделанными предположениями, откуда эффективный фазовый объем ионов

$$F_i = a_i^2 \omega_i = a_1^2 \omega_1 / \sqrt{i}. \quad /10/$$

Следует отметить, что среднеквадратичный радиус поперечного сечения электронного пучка, имеющего плотность /6/, $a_e = \sqrt{2} a$.

Таким образом, с точностью до предположения о линейности собственных полей электронов ионы, образующиеся в пучках с гауссовским распределением плотности, имеют сразу стационарную функцию распределения. Очевидно, цепочка функций распределения ионов, образующихся в реальных нелинейных полях, сильнее всего отличается от /7/ при $i=1$, так как для этой зарядности ионов среднеквадратичные размеры имеют максимальное значение.

Итак, учет неравномерной плотности электронов в сечении пучка при последовательном накоплении ионных зарядностей приводит к тому, что среднеквадратичные размеры ионных компонент уменьшаются пропорционально $i^{-0,5}$, а не $i^{-0,25}$, как это было получено в /1,2/. Одновременно падают и эффективные фазовые объемы.

III. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ПРОЦЕССА НАКОПЛЕНИЯ ИОНОВ

1. Численное моделирование позволяет исследовать движение и накопление ионов в нелинейных полях. Ранее в результате численного решения уравнений Власова были найдены функции распределения частиц при накоплении ионов одной зарядности в электронных кольцах различного профиля /4/. Накопление ионов в элект-

ронных кольцах с постоянной плотностью изучалось также методом крупных частиц /8/. В этой работе использовались по 132 крупные частицы для представления электронной и ионной компонент. Такого числа частиц недостаточно для восстановления функции распределения и моделирования последовательного перехода ионов из одной зарядности в другую в результате ионизации электронным ударом.

Рассмотрим так же, как и во втором разделе работы, колебания ионов в поперечном сечении бесконечно длинного аксиально-симметричного электронного пучка. Все ионы имеют момент $M_\phi=0$ и совершают одномерное движение в поле $F_e(r)$ электронов:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{ie}{m} F_e(r). \quad /11/$$

Уравнение движения /11/ имеет интеграл - закон сохранения энергии, из которого следует

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m}(E_i - ieU(r))}. \quad /12/$$

Для постоянной плотности электронов

$$U = \frac{eN_e r^2}{a_e^2}, \quad /13/$$

при гауссовском распределении

$$\begin{aligned} U &= eN_e \left(E_i \frac{r^2}{a_e^2} + \ln\left(\frac{r^2}{a_e^2}\right) + C \right) = \\ &= -eN_e \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{kk!} \left(-\frac{r^2}{a_e^2}\right)^k, \end{aligned} \quad /14/$$

здесь E_i - интегральная показательная функция; C - постоянная Эйлера. Траектории каждого иона находились интегрированием уравнения /12/ методом Рунге-Кутты.

При моделировании ионного пучка использовалось $n=1000$ частиц. Электроны в явном виде не присутствовали. Предполагалось, что они существуют как постоянный во времени фон с плотностью /6/, а ионы совершают движение в поле /14/. Процесс накопления ионов имитировался следующим образом: n однозарядных ионов появлялись постепенно в течение нескольких периодов ионных колебаний с нулевыми начальными скоростями. Их плотность в момент рождения пропорциональна плотности электронов. В течение времени, необходимого для выхода функции распределения на стационарное значение /несколько периодов колебаний/, ионы "перемешивались", и начиналось образование двухзарядных ионов. Вероятность появления двухзарядных ионов пропорциональна плотности электронов и однозарядных ионов. Двухзарядный ион при "рождении" имел координату и скорость одного из однозарядных ионов, а потенциальную энергию, вдвое большую. После образования n двух-

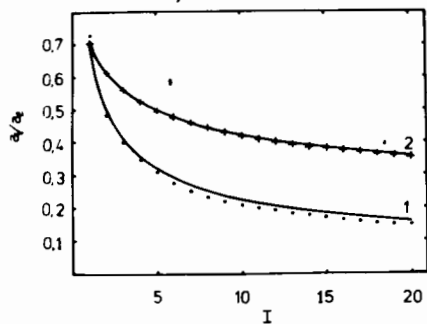


Рис.1. Среднеквадратичные размеры ионных компонент в зависимости от заряда ионов в электронном пучке с гауссовской плотностью /1/ и равномерной плотностью /2/.

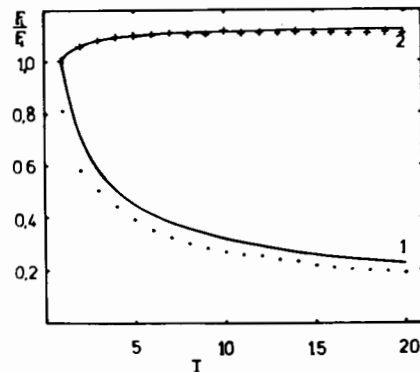


Рис.2. Эффективные фазовые объемы ионных компонент в зависимости от заряда ионов в электронном пучке с гауссовской плотностью /1/ и равномерной плотностью /2/.

зарядных ионов и их "перемешивания" началось образование трехзарядных ионов и т.д. В качестве тестовой задачи был проведен аналогичный расчет накопления ионов в электронном пучке с постоянной плотностью. В этом случае ионы двигались в поле /13/. Рассмотрение проводилось вплоть до накопления 20 зарядностей ионов.

Для контроля вычислений часть расчетов была выполнена с $n = 2000$ и меньшим шагом по времени. При этом различия в результатах составляли доли процентов. Результаты расчетов приведены на рис.1-5.

2. На рис.1 приведено изменение отношения среднеквадратичных размеров ионов i -зарядности к среднеквадратичным размерам электронного пучка a_i/a_0 ; на рис.2 - отношение эффективного фазового объема i -зарядности к фазовому объему первой зарядности в электронном пучке с постоянной плотностью. На этих рисунках кривые 1 проведены через точки, найденные по формулам /9/ и /10/ для гауссовской плотности электронного пучка. Рядом точками нанесены результаты численного расчета с использованием нелинейных полей /14/ *. О точности численных вычислений можно

* Из-за некоторой несогласованности при численном расчете функции распределения с внешними полями среднеквадратичные величины совершали небольшие колебания относительно своего среднего значения. На рис.1-3 приведены значения, усредненные по нескольким периодам ионных колебаний.

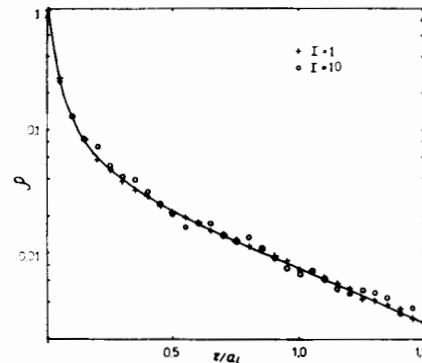


Рис.3. Зависимость плотности ионов от радиуса в электронном пучке с гауссовской плотностью.

судить по расчетам процесса накопления ионов в электронном пучке с постоянной плотностью. Результаты этих расчетов /обозначены крестами на рис.1 и 2/ отличаются не более чем на 1-2% от точных значений, полученных по формулам /3/ и /4/ и представленных сплошными кривыми 2 на рис.1 и 2, причем для однозарядных ионов различие составляет менее 0,5%.

На рис.3 приведено распределение по радиусу плотности ионных компонент при накоплении ионов в электронном пучке с гауссовской плотностью. Сплошная кривая соответствует плотности /8/, усредненной внутри концентрических колец шириной $h_r = a_i/20$ и нормированной на среднюю плотность в центре пучка:

$$\rho_0 = \frac{8}{h_r^2} \int_0^{h_r/2} \rho r dr.$$

величина h_r была выбрана из условия $n \gg a_i/h_r \gg 1$. На этом рисунке также представлена полученная в расчетах плотность, нормированная на ρ_0 , для однозарядных ионов /кресты/ и десятизарядных ионов /кружки/.

На рис.4 и 5 приведены фазовые плотности ионов в безразмерных переменных r/a_i и v/v_i . На рис.4 представлены фазовые плотности ионов при их накоплении в электронном пучке с гауссовской плотностью для первой ионной зарядности /а/ и десятой /б/. Рис.5 иллюстрирует фазовые плотности однозарядных ионов /а/ и десятизарядных ионов /б/ в электронном пучке с постоянной плотностью. Результаты численного расчета позволяют сделать вывод о том, что нелинейность собственных полей гауссовского распределения электронов оказывает заметное влияние лишь на функцию распределения ионов первых двух зарядностей. Действительно, $a_1 > a_0/\sqrt{2}$, $F_1 < a_1^2 \omega_1$; $a_2 < a_1/\sqrt{2}$, $F_2 > F_1/\sqrt{2}$. Для больших зарядностей ионов формулы /9/ и /10/ выполняются с точностью более высокой, чем точность численного расчета. Плотность ионов, в том числе и однозарядных, хорошо описывается формулой /8/. Следовательно, выражение /7/ является хорошим приближением стационарной функции распределения ионов, образующихся в электронном пучке с гауссовским распределением плотности.

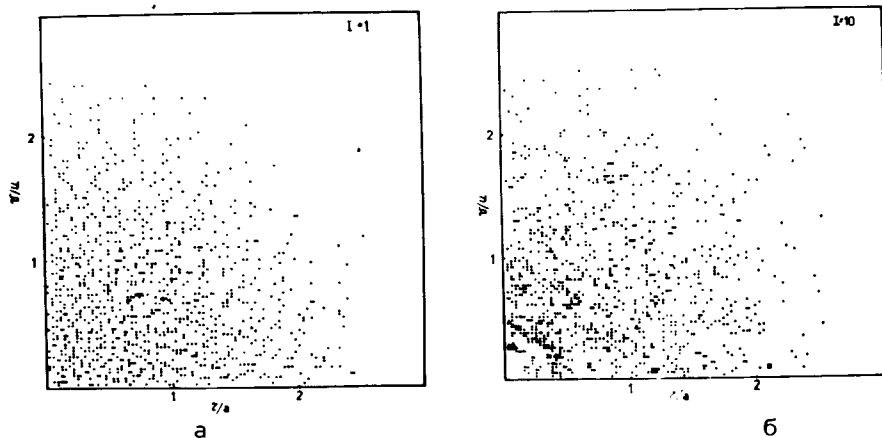


Рис.4. Фазовые плотности однозарядных /а/ и десятизарядных /б/ ионов в электронном пучке с гауссовской плотностью.

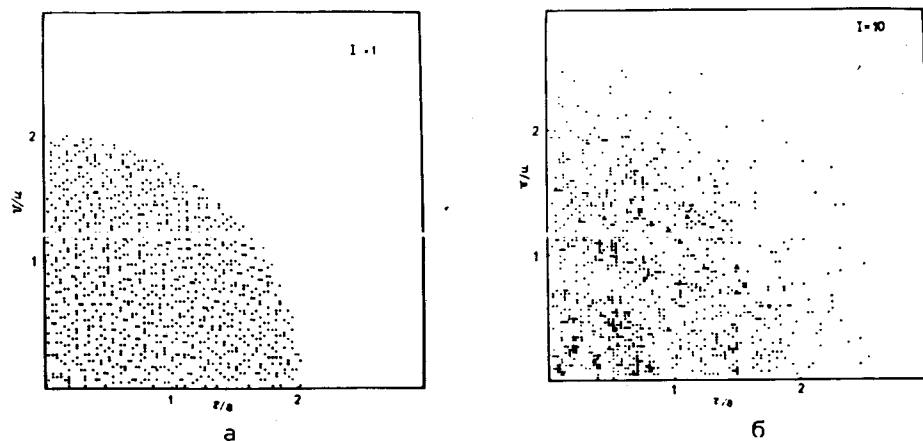


Рис.5. Фазовые плотности однозарядных /а/ и десятизарядных /б/ ионов в электронном пучке с равномерной плотностью.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получена универсальная функция распределения для ионов любой зарядности, образующихся из остаточного газа в результате последовательной ионизации в электронных пучках и тонких кольцах с гауссовским распределением электронов в сечении. Учет неравномерной плотности электронов в сечении пучка приводит к тому, что среднеквадратичные размеры ионных компонент уменьшаются быстрее /пропорционально $1/\sqrt{i}$ / с ростом заряда, чем это было получено ранее для постоянной плотности электронного пучка /1,2/. Это увеличивает так называемый коэффициент за-

паса и позволяет повысить допустимый темп коллективного ускорения электронно-ионных колец. Кроме того, среднеквадратичные скорости ионов не изменяются при увеличении заряда ионов, а эффективный фазовый объем соответственно уменьшается пропорционально размерам.

В результате численного расчета показано, что нелинейность собственных полей гауссовского распределения электронов существенно влияет на процесс образования и движения ионов.

Высокая плотность ионов в центре пучка, вероятно, делает вклад ион-ионных столкновений, в частности перезарядок, в процесс накопления ионов более высоким, чем это предполагалось ранее /7,8/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дроздовский А.А. Препринт ИТЭФ-10, М., 1973.
2. Laslett L.J. ERAN-218, LBL, Berkeley, 1972.
3. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
4. Hofmann I. IPP 0/21, IPP, Garching, 1974.
5. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ЖТФ, 1980, 50, с. 549; ОИЯИ, Р9-12719, Дубна, 1979.
6. Перельштейн Э.А., Шевцов В.Ф., Щинов Б.Г. ОИЯИ, Р9-10060, Дубна, 1976.
7. Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ЖТФ, 1979, 49, с. 19; ОИЯИ, Р9-11412, Дубна, 1978.
8. Ширков Г.Д. ЖТФ, 1979, 49, с. 1471; ОИЯИ, Р9-12055, Дубна, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июля 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. P9-82-526
О функции распределения ионов в электронных пучках

Изучается функция распределения ионов в электронных пучках и кольцах при малой зарядовой нейтрализации электронов накопленными ионами. Найдены стационарные функции распределения ионов, образующихся в электронном пучке с гауссовским распределением плотности по радиусу. Проведено численное моделирование последовательного накопления ионных зарядностей в пучках с равномерным и гауссовским распределениями электронов в сечении. Показано, что поперечные фазовые объемы и среднеквадратичные размеры ионных компонент убывают с ростом заряда i как $1/\sqrt{i}$, а нелинейность собственных электрических полей гауссовского распределения электронов практически не влияет на функции распределения ионов.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Perelstein E.A., Shirkov G.D. P9-82-526
On Ion Distribution Function in Electron Beams

The ion distribution in electron beams and rings with a negligible neutralization of electron electric charge by accumulated ions is studied. The stationary distribution functions of ions appeared in electron beam with Gaussian density distribution in radius have been found. The numerical study of step-by-step ionization in the even and Gaussian distribution electron beams is made. The decrease of transverse phase volumes and RMS-dimensions of ion components with the increase of charge i as $1/\sqrt{i}$ is shown. The own electric field non-linearity of electrons with Gaussian density does not practically effects the ion distribution function.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.