

# Электронные и ионные пучки

УДК 537.525

## Формирование энергетического спектра многокомпонентного ионного пучка, движущегося в дрейфовом промежутке

*Ю. В. Коробкин*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*В. Л. Паперный, А. А. Черных*

Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия

*Исследованы параметры многокомпонентного пучка металлических ионов со средним зарядом  $Z$ , сепарированного с помощью системы сеток из плазменной струи импульсного вакуумно-дугового разряда и ускоренного напряжением  $U_{acc}$ . Показано, что ширина энергетического спектра пучка существенно увеличивается по сравнению со спектром ионов в исходной плазменной струе, а средняя энергия в спектре оказывается ниже расчетной величины  $\varepsilon_m = ZeU_{acc}$ . Зондовые измерения показали, что в дрейфовом промежутке при ускоряющем напряжении более 1 кВ формируется положительный объемный заряд, что приводит к возрастанию здесь величины потенциала до нескольких сотен электронвольт. Показано также, что действием объемного заряда можно объяснить наблюдаемый вид энергетического спектра.*

PACS: 41.75.-i

### Введение

Вакуумно-дуговые разряды в течение ряда лет широко используются в источниках пучков ускоренных металлических ионов, предназначенных для задач ионной имплантации [1]. Перспективным видом таких источников являются ионные ускорители на основе сильноточных импульсных вакуумно-дуговых разрядов. По сравнению со стационарными системами такие ускорители имеют меньшие габариты, небольшой расход энергопотребления, небольшую стоимость, обеспечивают высокую плотность среднего ионного тока (до 100 мкА/см<sup>2</sup>) при относительно низких значениях ускоряющего напряжения, что обусловлено, как правило, высокой зарядностью генерируемых в дуговом разряде ионов. Однако высокие амплитудные значения плотности тока в импульсном сепарированном ионном пучке, более чем на три порядка превышающие значения в стационарных источниках, указывают на возможное влияние объемного заряда ионов пучка на его параметры при транспортировке в дрейфовом промежутке. Эксперименты, подтвержденные численными расчетами, обнаружили, что этот эффект существенно изменяет зарядовый состав ионного пучка [2], а в работе [3] получены значения критической плотности ионного тока, при которых происходит это изменение.

Естественно ожидать, что в этих условиях также искажается энергетический спектр пучка, причем эти искажения могут зависеть от параметров и разряда, и ускоряющей системы. Однако до последнего времени отсутствовали данные непосредственных измерений энергетического спектра ускоренного ионного пучка, сепарированного из плазмы импульсного вакуумно-дугового разряда. При этом оставались неизученными важные для приложений вопросы о соответствии энергии  $E$  пучка ионов величине их среднего заряда  $Z$  и ускоряющего напряжения  $U_{acc}$  (т. е. выполнении равенства  $E = eZU_{acc}$ ), величине дисперсии энергетического спектра, зависимости параметров спектра от длительности импульса и расстояния от границы дрейфового промежутка и др.

В недавней работе авторов [4] приведены первые результаты прямых измерений энергетического спектра ускоренного многокомпонентного ионного пучка, сепарированного из плазмы импульсного вакуумно-дугового разряда. Показано, что спектр пучка существенно уширяется по сравнению со спектром ионов в исходном плазменном потоке. Высказано предположение, что это уширение обусловлено действием объемного заряда ионного пучка.

В данной работе приведены результаты измерений также макроскопических характеристик пучка (потенциала, плотности частиц), выполнен-

ных в тех же экспериментальных условиях. Измерения проведены с целью установить влияние объемного ионного заряда на механизм формирования энергетического спектра пучка, создаваемого ускорителями ионов металлов на основе дуговых разрядов.

### Экспериментальная установка и полученные результаты

Эксперимент проводился в ионном ускорителе типа MEVVA [1]. Электродная система состояла из титанового цилиндрического катода диаметром 6 мм и кольцевого анода с диаметром отверстия 13 мм, расположенного на расстоянии 9 мм от торца катода (рис. 1). Вакуумная камера откачивалась до остаточного давления  $(4-6) \cdot 10^{-6}$  Торр. Разряд инициировался на торцевой поверхности катода с помощью высоковольтного пробоя по поверхности диэлектрической вставки между катодом и поджигающим электродом. Длительность по основанию разрядного импульса, поддерживаемого низкоомной формирующей линией, равнялась 200 мкс, амплитуда разрядного тока  $I_d$ , измеряемого поясом Роговского в цепи катода, варьировалась в диапазоне 50—150 А. Плазменная струя эмитировалась с поверхности катода, проходила в отверстие анода диаметром 13 мм и расширялась в анодную полость, закрытую сеткой. Между выходной анодной сеткой и находящейся на расстоянии 15 мм от нее ускоряющей сеткой, находящейся под потенциалом заземленной вакуумной камеры, прикладывалось напряжение  $U_{acc}$ . Для подавления вторичной электронной эмиссии между ускоряющей и анодной сетками помещалась дополнительная сетка, на которую подавалось запирающее вторичные электроны напряжение (-1 кВ относительно ускоряющей сетки).

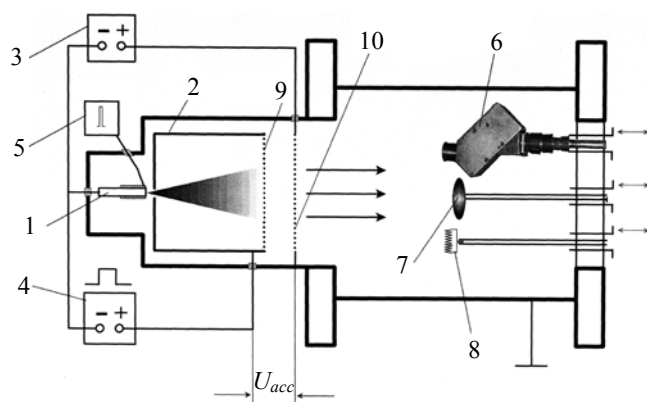


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

- 1 — катод; 2 — анод; 3 — источник ускоряющего напряжения; 4 — источник тока разряда; 5 — источник поджигающего напряжения; 6 — ионный энергоанализатор;
- 7 — ленгмюровский зонд; 8 — эмиссионный зонд; 9 — анодная сетка; 10 — ускоряющая сетка

Ионный пучок диаметром около 10 см, эмитированный ускоряющей сеткой, расширялся в эквипотенциальную дрейфовую камеру диаметром 20 см и длиной 30 см. Плотность зарядовых компонент, содержащихся в пучке, контролировалась подвижным плоским ленгмюровским зондом с охранным кольцом, работающим в режиме насыщения. Поскольку зонд использовался в том числе для регистрации ускоренных ионов с энергиями, достигающими 10 кВ, в таких измерениях для подавления вторичной электронной эмиссии с поверхности зонда перед ней помещалась дополнительная сетка, находящаяся под потенциалом -200 В относительно регистрирующей поверхности. Потенциал плазмы измерялся подвижным эмиссионным зондом. В камере на расстоянии  $D = 20$  см от ускоряющей сетки располагался электростатический ионный энергоанализатор, входное отверстие которого было приблизительно ориентировано навстречу потоку. Энергетическое разрешение анализатора составляло  $\Delta\epsilon/\epsilon \approx 0,1$ . На рис. 2 приведены типичные осциллограммы разрядного тока, а также сигналов с выхода энергоанализатора, полученных при ускоряющем напряжении  $U_{acc} = 0$  и  $U_{acc} = 2$  кВ. Энергия регистрируемых ионов  $\epsilon/Z = \sigma e U_d$  задавалась напряжением на пластинах анализатора  $U_d$  и геометрическим фактором  $\sigma \approx 1,42$ , определяемым конструкцией и размерами электродной системы анализатора.

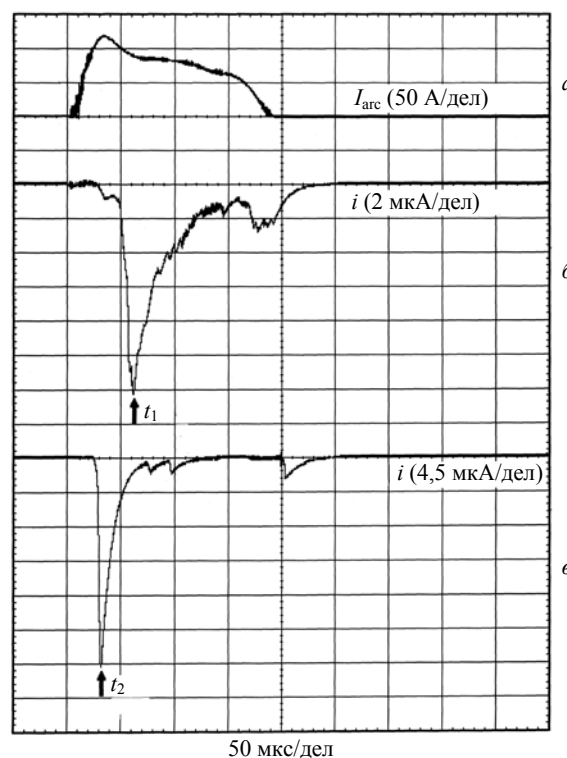


Рис. 2. Осциллограммы тока разряда (а), сигнала с выхода ионного энергоанализатора при отсутствии ускоряющего напряжения  $U_{acc} = 0$  (б) и при ускоряющем напряжении  $U_{acc} = 2$  кВ (в)

Из осциллограмм видно, что сигнал анализатора имеет явно выраженный пик в начале разряда, который приблизительно через 50 мкс релаксирует к плато. Отсюда следует, что плотность ионов во фронте пучка существенно выше, чем в основной части. Из рис. 2 также видно, что при наличии ускоряющего напряжения увеличивается отношение амплитуды пика к уровню плато, так что реальная длительность сигнала ионов с данной величиной  $\varepsilon/Z$  оказывается существенно меньше полной длительности ионного пучка.

Для построения энергетического спектра ионов при заданной величине  $\varepsilon/Z$  фиксировался уровень сигнала на осциллограмме в некоторый заданный момент времени. Поскольку амплитуда и форма сигнала существенно отличались в различных выстрелах, то для получения статистически обоснованного результата сигнал анализатора усреднялся по 10 выстрелам при неизменных параметрах разряда. Таким способом находилась точка в спектре для этого значения  $\varepsilon/Z$ , затем процедура повторялась при другой энергии регистрируемых ионов, так что последовательно строились энергетические спектры ионов в данном временном сечении ионного пучка. Отметим, что описанным образом при фиксированной величине  $\varepsilon/Z$  регистрировались ионы из разных областей пучка, оказавшиеся в этот момент на входе анализатора, причем, поскольку данная методика не позволяет разрешить различные зарядовые ионные компоненты, все они давали вклад в полученный спектр.

На рис. 3 изображены энергетические спектры исходного ионного пучка ( $U_{acc} = 0$ ) и ускоренных ионов при  $U_{acc} = 2$  кВ, построенные для моментов времени  $t_1$  и  $t_2$ , соответствующих амплитудным значениям сигнала анализатора (см. рис. 2). Как видно из рис. 3, энергия, соответствующая максимуму энергетического спектра ускоренных ионов для данной амплитуды разрядного тока, составляет  $\varepsilon_m = Z \approx 1,7$  кэВ, что ниже величины ускоряющего напряжения  $eU_{acc}$ . Отметим также, что дисперсия энергий в спектре ускоренных ионов значительно возросла по сравнению с исходным пучком, так что ширина энергетического спектра стала сопоставима со средней энергией ускоренных ионов.

Естественно предположить, что причиной наблюдаемых эффектов является объемный заряд ионного пучка, возникающий в результате его сепарации из плазменной струи. Процесс формирования объемного заряда в дрейфовом промежутке изучался с помощью зондовых методик. Для этого по сигналам ленгмюровского зонда в момент времени 100 мкс после начала разряда были построены вольт-амперные характеристики (ВАХ) зонда. Оказалось, что во всем диапазоне ускоряющих

напряжений при положительном смещении на зонде регистрируется электронный ток, так что в сепарированном ионном потоке имеется заметная электронная компонента. Однако вид ВАХ зонда в сверхзвуковом потоке отличается от наблюдаемого в покоящейся квазинейтральной плазме. Эти различия становятся особенно существенны для электронной ветви характеристики при наличии ускоряющего напряжения. В частности, переходный участок оказывается слабо выраженным, а на электронный участок насыщения характеристика выходит лишь при положительном смещении на зонде несколько сотен вольт. Поэтому электронная концентрация  $n_e$  оценивалась с помощью стандартной методики [5] по величине тока насыщения ВАХ, построенной в полулогарифмическом масштабе. Полученные оценки дают завышенные абсолютные значения концентрации  $n_e$ , однако применение единой процедуры расчета для всех ускоряющих напряжений позволяет полагать корректной найденную зависимость от  $U_{acc}$  относительной величины  $n_e/Zn_i$ .

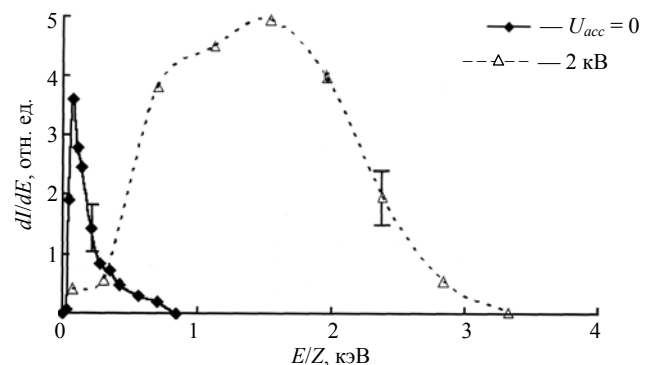
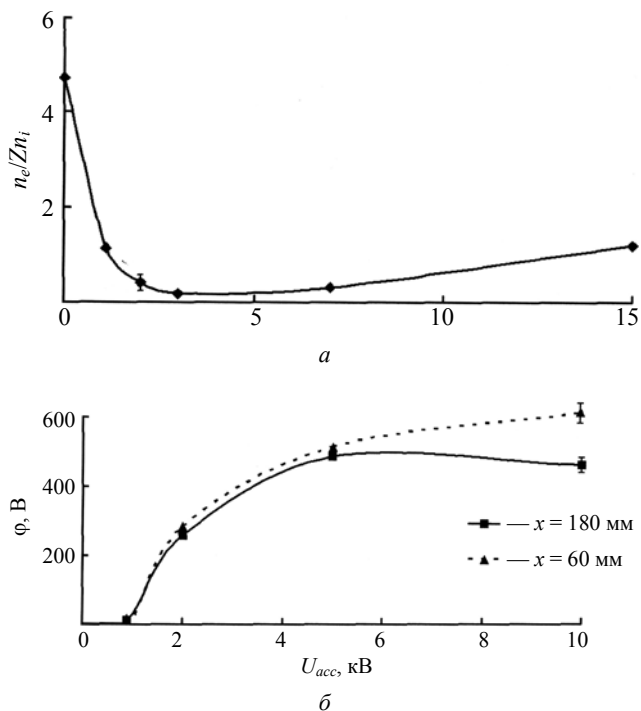


Рис. 3. Энергетические спектры ионов исходного плазменного потока и ускоренного пучка

Результаты измерений для различных значений ускоряющего напряжения  $U_{acc}$  приведены на рис. 4, а, из которого следует, что при отсутствии ускоряющего напряжения отношение  $n_e/Zn_i$  имеет максимальное значение. Предполагая выполненным в этом случае условие квазинейтральности плазмы, т. е.  $n_e/Zn_i \approx 1$ , можно заключить, что используемый метод оценки  $n_e$  завышает ее приблизительно в пять раз. С ростом ускоряющего напряжения отношение электронной и ионной концентраций резко падает, так что при  $U_{acc} = 3$  кВ его величина почти на полтора порядка меньше начальной. При последующем увеличении ускоряющего напряжения до 15 кВ отношение концентраций плавно возрастает, примерно в шесть раз. Результаты измерений показывают, что с увеличением ускоряющего напряжения в дрейфовом промежутке формируется объемный ионный заряд, достигающий максимального значения при

$U_{acc} = 3$  кВ, причем это значение относительно слабо меняется при последующем росте ускоряющего напряжения. Кроме того, в ионном пучке во всем диапазоне ускоряющих напряжений сохраняется заметная электронная компонента, концентрация которой составляет от 4 % при  $U_{acc} = 3$  кВ до 25 % при  $U_{acc} = 15$  кВ концентрации ионов.



**Рис. 4.** Зависимость от ускоряющего напряжения отношения электронной и ионной концентраций (а), а также потенциала ионного пучка, измеренного на разных расстояниях от ускоряющей сетки (б)

Формирование объемного ионного заряда в дрейфовом промежутке должно привести к значительному повышению потенциала. Для проверки этого предположения с помощью эмиссионного зонда были проведены непосредственные измерения потенциала ионного пучка при различных значениях ускоряющего напряжения  $U_{acc}$ . Результат, представленный на рис. 4, б, показывает, что при  $U_{acc} < 1$  кВ потенциал пучка  $\phi$  относительно мал и составляет порядка 10 В. При  $U_{acc} > 1$  кВ потенциал быстро растет, достигая приблизительно 300 В при  $U_{acc} \approx 2$  кВ. Дальнейшее повышение ускоряющего напряжения до  $U_{acc} = 10$  кВ приводит к сравнительно медленному увеличению потенциала до 600 В. Заметим также, что (см. рис. 4, б) значения потенциалов, измеренные на разных расстояниях от ускоряющей сетки (являющейся входной сеткой дрейфового промежутка), мало отличаются во всем диапазоне ускоряющих напряжений, следовательно, распределение потенциала вдоль дрейфового промежутка является достаточно однородным.

Принимая во внимание, что непосредственные измерения потенциала ионного пучка эмиссионным зондом в условиях сильного отклонения от квазинейтральности могут оказаться некорректными, потенциал оценивался также из ВАХ ленгмюровского зонда. Полученные обоими способами значения находятся в удовлетворительном согласии.

### Обсуждение результатов

Зондовые измерения показывают, что в результате приложения к ускоряющему промежутку напряжения  $U_{acc}$  возникает электрическое поле, ускоряющее ионы и отражающее электроны и происходит разделение зарядовых компонент плазменного потока. Вследствие этого сепарированный ионный пучок, движущийся в промежутке дрейфа, формирует положительный объемный заряд, что вызывает значительное повышение потенциала. Отметим удовлетворительное соответствие процессов формирования объемного заряда и плазменного потенциала в зависимости от ускоряющего напряжения (см. рис. 4).

Важной характеристикой объемного заряда в данном случае является наличие заметной электронной компоненты. Этот эффект может быть обусловлен либо неполным разделением плазменных компонент сеточной системой, либо ионизацией остаточного газа в дрейфовом промежутке, в том числе десорбированного с поверхности рабочего объема. Электроны, возникшие в результате ионизации, могут захватываться электрическим полем положительного объемного заряда в дрейфовом промежутке, которое для них представляет ловушку. В пользу этого предположения свидетельствует увеличение относительной доли электронов в ионном пучке при увеличении напряжения на сепарирующей сеточной системе  $U_{acc}$ . Контрольные измерения в диапазоне давлений остаточного газа на порядок выше рабочего не обнаружили заметного увеличения концентрации электронов, что свидетельствует все же в пользу первого предположения, однако вопрос о происхождении электронной компоненты в сепарированном ионном пучке требует дополнительного изучения.

Для интерпретации экспериментальных результатов рассмотрим качественно процесс распространения в дрейфовом промежутке импульсного многокомпонентного ионного пучка. Пусть в некоторый момент времени в дрейфовый промежуток входит пучок ускоренных ионов, содержащий компоненты различной зарядности:  $Z = +1, 2, 3$  в соответствии со стандартным составом плазмы, генерируемой вакуумно-дуговым разрядом с титановым катодом [6]. Каждая ионная компонента с

зарядом  $Z$ , пройдя ускоряющее напряжение  $U_{acc}$ , на входе в дрейфовый промежуток (при  $x = 0$ ) имеет начальную энергию  $\varepsilon_Z^{(0)} = eZU_{acc}$ . Сигнал анализатора, находящегося на расстоянии  $x = D$  от точки входа, в некоторый момент времени  $t_2$  содержит все зарядовые компоненты, оказавшиеся в этот момент на входе в анализатор. Однако чтобы к этому моменту, пройдя расстояние  $D$ , достичь анализатора, однозарядные ионы, имеющие минимальную начальную энергию  $\varepsilon_1^{(0)} = eZU_{acc}$  и скорость, должны стартовать раньше ионов с большей кратностью заряда, имеющих большие начальные скорости. Эти однозарядные ионы из фронта пучка движутся в дрейфовом промежутке, где еще отсутствует объемный заряд. При движении от точки старта до точки регистрации они ускоряются полем  $E_s$  объемного заряда ионов основной части пучка, так что энергия однозарядных ионов  $\varepsilon_1$  увеличивается и становится больше начальной:  $\varepsilon_1 > \varepsilon_1^{(0)}$ .

Поскольку в данном случае основной компонентой (около 70 %) являются ионы с  $Z = +2$  [6], и поле объемного заряда  $E_s$  определяется именно этой компонентой, то при движении в собственном поле ионы либо сохраняют начальную энергию, либо (в зависимости от параметров задачи: плотности пучка, ускоряющего напряжения и др.) тормозятся полем, т. е.  $\varepsilon_2 \leq \varepsilon_2^{(0)} = 2eU_{acc}$ . Наконец, регистрируемые в момент  $t_2$  ионы с  $Z = +3$ , имеющие на входе в дрейфовый промежуток максимальную энергию  $\varepsilon_3^{(0)} = 3eU_{acc}$  и скорость, стартуют позже остальных и движутся в существенно влияющем на них (из-за большего заряда) тормозящем поле  $E_s$ . Поэтому их энергия на входе в анализатор оказывается меньше начальной:  $\varepsilon_3 < \varepsilon_3^{(0)}$ .

Проведенное исследование показывает, что энергетический спектр импульсного многокомпонентного ионного пучка может существенно искажаться при транспортировке в дрейфовом промежутке вследствие формирования здесь объемного заряда ионов. В "мгновенном" (т. е. построенном для некоторого временного сечения импульсного пучка) спектре, регистрируемом на некотором расстоянии от входа в промежуток, появляются ионные компоненты с энергиями как больше, так и меньше средней энергии ионов, определяемой электростатическим механизмом ускорения  $\varepsilon_Z^{(0)} = ZeU_{acc}$ . Это приводит к увеличению ширины спектра, а также, в зависимости от параметров задачи, может привести к уменьшению

средней энергии ионов по сравнению со значениями на входе в дрейфовый промежуток.

### Заключение

Анализ полученных экспериментальных результатов позволяет прийти к следующим выводам:

- энергетический спектр многокомпонентного ионного пучка, сепарированного из пламенной струи импульсного вакуумно-дугового разряда, ускоренного сеточной системой и транспортируемого в дрейфовом промежутке, существенно отличается от ожидаемого в результате электростатического ускорения. Энергия, соответствующая максимуму спектра, оказывается ниже "электростатической" величины  $\varepsilon_Z = ZeU_{acc}$ , а ширина спектра существенно возрастает по сравнению со спектром в исходном плазменном потоке;
- измерения независимыми зондовыми методами показали, что при ускоряющем напряжении  $U_{acc}$ , превышающем приблизительно 1 кВ, в дрейфовом промежутке формируется объемный заряд ионов, что приводит к установлению однородного вдоль промежутка положительного потенциала величиной несколько сотен вольт;
- качественный анализ показал, что наблюдаемый вид ионного энергетического спектра можно объяснить действием электрического поля объемного заряда ионов.

Работа выполнена при финансовом участии  
Российского фонда фундаментальных  
исследований (проекты № 06-02-16741-а,  
№ 06-08-01484-а).

### Литература

1. Brown I. G., Oks E. M. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1997. V. 25. № 6. P. 1222—1228.
2. Oks E., Yushkov G., Litovko I. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2002. V. 73. № 2. P. 735—737.
3. Шкляев В. А., Беломытцев С. Я., Рыжов В. В. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 10. С. 64—69.
4. Паперный В. Л., Черных А. А., Шкляев В. А. // Там же. 2007. Т. 32. В. 24. С. 46—52.
5. Лебедев Ю. А. Введение в зондовую диагностику плазмы пониженного давления. — М.: МИФИ, 2003. — 56 с.
6. Anders A., Yushkov G. Y. // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 8. P. 4824—4832.

Статья поступила в редакцию 20 марта 2008 г.

## Formation of energy distribution of a multi-species ion beam moving through a drift gap

*Yu. V. Korobkin*

Lebedev Physical Institute of the RAS, Moscow, Russia

*V. L. Paperny, A. A. Chernikh*

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

*Parameters of accelerated beams of metallic ions in different charge states that are separated from plasma of a pulse vacuum arc are investigated. By means of a small-size analyzer the energy distributions for ion beams moving through a drift gap were measured at different accelerated voltages. It was shown that shape of the distribution differs from this one expected in case of a pure electrostatic acceleration. In particular, width of the distribution is enhanced substantially as compared to that in the initial plasma jet and the average ion energy is lower than the expected one. Probe measurements revealed a marked electron component in the separated ion beam, which, nevertheless, doesn't compensate the space ion charge. It was shown that it was effect of the ion space charge that can explain the observed shape of energy distribution of the ion beam at motion through a drift gap.*

PACS: 41.75.-i

УДК 533.95

## Генерация электроном субаттосекундных электромагнитных импульсов при движении в релятивистски интенсивных лазерных полях

*А. Л. Галкин, В. К. Клинков, В. В. Коробкин, М. Ю. Романовский, О. Б. Ширяев*

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*Дан анализ движения электрона в поле интенсивного лазерного импульса релятивистской интенсивности для линейной и круговой поляризации. Анализ основан на численном решении уравнения Ньютона с силой Лоренца. Исследовано электромагнитное излучение электрона при таком движении. Показано, что это излучение состоит из очень коротких импульсов с длительностью в зептосекундном (субаттосекундном) диапазоне.*

PACS: 52.38.-r

### Введение

Одним из основных направлений лазерной физики является исследование взаимодействия с веществом сверхкоротких лазерных импульсов с длительностью вплоть до одного периода световых колебаний. При фокусировке таких импульсов достигаются интенсивности  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> и выше.

Динамика заряженной частицы (например, электрона) в поле такого импульса определяется пространственным и временным распределениями поля. Очевидно, что для очень коротких импульсов с малым числом осцилляций, для анализа дви-

жения заряженной частицы необходимо использовать точное выражение для силы Лоренца. Часто используемое понятие пондеромоторной силы в случае коротких импульсов теряет смысл. Динамика электрона в электромагнитном поле рассматривалась в ряде работ [1—5]. Обычно рассматриваются сфокусированные гауссовские пучки, которые, как известно, имеют перетяжку, в окрестности которой фазовый фронт пучка плоский.

В работах [3, 4] показано, что электрон захватывается лазерным импульсом и движется вместе с ним. Движение первоначально покоящегося электрона сильно зависит от его исходного поло-