

УДК 537.533.3

*Ю.Д. Гром, И.А. Кремер, В.Н. Мануилов,
В.Е. Нечаев, М.В. Урев*

**ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОГО
СЛАБО ОСЦИЛЛИРУЮЩЕГО ПОТОКА
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ
ПРИ СИЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ КОМПРЕССИИ**

С целью получения мощного СВЧ-излучения, стабильного в течение микросекундных (и более) интервалов времени, в последнее время признается целесообразным использование сильноточных пучков релятивистских электронов, сформированных в инжекторах не со взрывной, а с термоэлектронной эмиссией [1—3]. Тогда для достижения требуемой плотности протяженных на десятки сантиметров релятивистских электронных пучков (РЭП) порядка 10^3 А/см² (при минимально возможных поперечных скоростях) приходится прибегать к значительной магнитной компрессии потока (дополнительно к электростатической компрессии, эффективной на начальных участках формирования [1,2]). При этом энергия изначально небольших поперечных движений неизбежно возрастает пропорционально величине сжатия в сотни раз и, возможно, еще больше. При согласовании конфигураций магнитного и электронного потоков, близком к идеальному, качество сформированного пучка достаточно характеризовать его тепловым эмиттансом, как, например, в [1], и далее при транспортировке в однородном магнитном поле H_0 , лишь в 1,5—2 раза превышающем бриллюэновское значение [2] (по отношению к плотности в кроссовере диодной пушки), можно полагать эту характеристику исчерпывающей. Однако вследствие неизбежного на практике различия конфигураций магнитного и электронного потоков поперечные осцилляции могут оказаться значительно более существенными, чем тепловые эффекты. Необходимо поэтому проследить эволюцию поперечных движений на всех участках формирования в электронно-оптической системе (ЭОС), базирующейся на модернизированной сферической пушке Пирса [3] (магнитное поле H в сформированном РЭП на порядок выше бриллюэновского), как это требуется для ряда коротковолновых СВЧ-генераторов, например для мазеров на циклотронном авторезонансе (МЦАР) [4]*. В сформированном квазипрямолинейном РЭП небольшие поперечные пульсации и дрейфовые скорости должны ограничиваться исходя из условий конкретного механизма генерации излучения.

Указанная проблема решается ниже на основе подбора конфигурации поля H в ЭОС, перспективной для МЦАР, с микропервееансом 1,4 и анодным напряжением 300 кВ, формирующей РЭП с мощностью до 70 МВт и с требуемым диаметром 6—7 мм в поле H , нарастающем до 7 кЭ (где бриллюэновский радиус равен 0,6 мм); компрессия на соответствующем участке формирования от катода составляет около 300; при необходимости дальнейшего плавного сжатия пучка в нарастающем поле H поперечные движения

* Среди альтернативных методов формирования РЭП для МЦАР достаточно привлекательны те, при которых сначала формируется тонкий прямолинейный пучок, а затем электроны получают вращение в неадиабатических системах раскачки.

легко и достаточно точно могут рассчитываться без учета собственных полей пучка на основе адиабатического приближения [5]. На указанном выше расчетном участке среднеквадратичная величина поперечной скорости электронов по отношению к продольной не должна превышать 5 %, в то время как для тепловой поперечной скорости соответствующее отношение составляет около 1 %, согласно оценкам, при компрессии 300.

В качестве базовой конструкции пушки была взята диодная система (рис. 1), аналогичная описанной в [2], только с несколько большим микропервеансом (1,4 вместо 0,88 — с целью увеличения тока РЭП) и соответственно меньшей компрессией (100 вместо 400) за счет небольшого смещения слегка расширенного анодного отверстия ближе к катоду; при этом зазор между пучком и анодом почти не изменился. Диаметр катода 12 см, радиус его сферы 10 см, диаметр РЭП в кроссовере без магнитного поля (при $z = 17$ см) 12 мм, ток РЭП 220 А при напряжении 300 кВ. Максимальная напряженность электрического поля на выступе катодной поверхности 105 кВ/см, на анодной вдвое больше. Такая пушка в условиях электростатической компрессии обеспечивает параметры пучка, лишь приближающиеся к требуемым по плотности тока, и только в окрестности кроссовера (где высокое качество пучка подтверждается практически линейной фазовой характеристикой). Однако, поскольку кроссовер является сильно неравновесным положением пучка при сжатии, остается открытым вопрос о возможностях и способах введения эффективного магнитного сопровождения потока (и если требуется — дополнительной магнитной компрессии) с минимальной стимуляцией поперечных раскачек траекторий вследствие отклонений от поперечного силового равновесия отдельных трубок тока в пучке.

Для численного моделирования формирования РЭП с магнитной компрессией было решено выбрать отмеченную ЭОС (рис. 1), а моделирование проводить до расстояний z вдоль оси, при которых полевым взаимодействием электронов уже можно пренебречь, так как эволюция поперечных осцилляций в сильном магнитном поле происходит по адиабатическому закону [5]. На начальном этапе были выполнены расчеты с применением параксиального приближения (по заданному нарастающему полю $H_z(z)$ на оси), которые показали в принципе возможность эффективной магнитной компрессии и выявили требуемую закономерность изменения $H_z(z)$. В дальнейшем для проведения расчетов с необходимой точностью понадобилось нахождение магнитного поля во всей области диода, включая дальние от оси участки. Такой расчет может базироваться только на задании системы соленоидов и нахождении поля H по токам в этих соленоидах. Была подобрана система из двух соленоидов (см. рис. 1): основного (длиной 56 см до $z = 81$ см) и корректирующего (ближе к катоду), позволявшая получать магнитное поле с сильными линиями, не сильно отличающимися от траекторий электронов в ЭОС. Силовая линия поля H из края эмиттера имела в центре основного соленоида радиальную координату 3 мм, что с учетом обязательного, но незначительного (около 1%) уширения РЭП из-за азимутального дрейфа (с учетом собственных полей РЭП и теоремы Буша) соответствовало со-

гласованию требуемых конфигураций пучка и магнитного поля на приграничных участках расчетной области. Заметим, что тепловое уширение пучка меньше еще на один-два порядка.

Подробное численное моделирование РЭП и оптимизация конфигурации поля H проводились по алгоритмам [6], реализованным в программах ЭПОС [7] и ЭДС-2 [8], с учетом собственных полей пучка, кроме H_z (диамагнетизма), ничтожно малого в таких системах: сотые доли процента, согласно оценкам. Расчет проводился от ка-

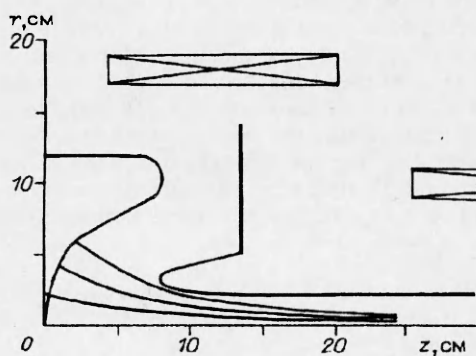


Рис. 1

тогда до сечения $z = 24$ см, где пучок уже сильно замагничен (бриллюэновское соотношение плотности РЭП и магнитного поля имеет место несколько правее анодной апертуры и существенно левее кроссовера в отсутствие поля Н).

В отсутствие внешнего поля фазовый портрет пучка характеризуется положением изображающих точек (расчетных трубок тока)* на плоскости $\epsilon_r \equiv dr/dz, r$ и эффективная площадь сечения фазового объема есть эмиттанс. В пучке с внешним Н вследствие появления регулярных вращений при отклонении траекторий от «ведущих» магнитных поверхностей (совмещенных с траекториями на катоде) требуется учет полных поперечных движений на разных проекциях фазового объема, включая плоскость $\epsilon_\theta \equiv rd\theta/dz, r$. Ниже не будем пользоваться понятием эмиттанса, поскольку для описания осцилляций и регулярных дрейфов он неудобен, по крайней мере, до сильной турбулизации пучка. В самом деле, в случаях синфазных поперечно подобных осцилляций, когда $dr/dz = r \cdot \text{const}$ и пучок ламинарен, эмиттанс равен нулю и не характеризует интенсивность поперечных движений. Чтобы более удачно характеризовать качество пучка с регулярными поперечными движениями и постепенной турбулизацией, используем среднеквадратичное отношение поперечной скорости к продольной:

$$(1) \quad \langle \epsilon_\perp \rangle = \left[\frac{\sum (v_{\perp i} / v_{zi})^2 I_i}{\sum I_i} \right]^{1/2} \equiv \left[\frac{\sum \epsilon_{\perp i}^2 I_i}{\sum I_i} \right]^{1/2}.$$

Здесь I_i — ток в трубке; суммирование производится по всем трубкам тока; $\epsilon_{\perp i} = (\epsilon_{ri}^2 + \epsilon_{\theta i}^2)^{1/2}$.

В случаях, когда магнитное поле сопровождает поток электронов от катода и его конфигурация близка к конфигурации потока (только тогда малы поперечные скорости), радиальные фазовые портреты ϵ_r, r позволяют проследить плавный переход от начальной ламинарности к последующей турбулизации электронного пучка. Но, как отмечалось выше, для ряда приложений более ценной является характеристика полного поперечного движения, определяемая положением трубок тока на плоскости ϵ_\perp, r в сечениях $z = \text{const}$, а также среднеквадратичная величина $\langle \epsilon_\perp \rangle$ в соответствии с (1).

На рис. 1 показаны траектории, полученные в результате моделирования по программе ЭПОС [7] при исходных (выбранных указанным выше способом) значениях поля соленоидов. По осевой составляющей H_z коэффициент компрессии $\alpha = 288$. Поле Н существенно неоднородно по радиальной координате, особенно в самом диоде, в окрестности катода: $|H|$ заметно превышает H_z на периферии электронного потока (на краю эмиттера в 1,4 раза). Из-за различия конфигураций электронного потока в диоде и поля Н угловое расхождение магнитных поверхностей и траекторий к периферии возрастает. Это приводит к заметным осцилляциям вблизи внешнего края пучка. На рис. 2 точки 1 — наклоны $\epsilon_\perp(r) = v_\perp / v_z$ трубок тока в сечении $z = 23$ см (фазовый портрет пучка), где $|H| = 2,55$ кЭ (среднеквадратичное значение $\langle \epsilon_\perp \rangle = 0,063$, максимальное $\epsilon_\perp^{\text{max}} = 0,116$), точки 2 — резуль-

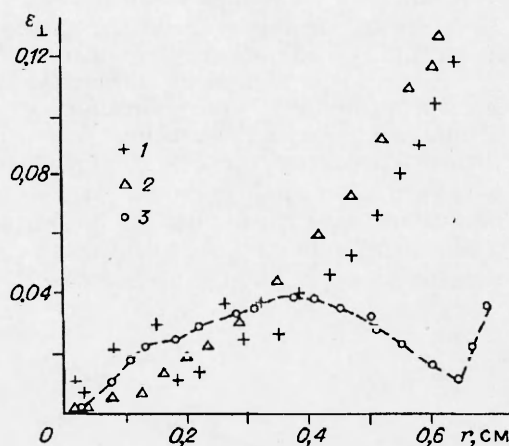


Рис. 2

* При моделировании использовался метод трубок тока [6]: поток разделялся на 60 (ЭПОС) и 70 (ЭДС-2) трубок.

таты аналогичных расчетов по программе ЭДС-2 [8], которые при небольших отличиях в положении отдельных трубок демонстрируют практически те же максимальные и среднеквадратичные отклонения. Рассчитанные по программам значения полного тока составляют соответственно 223 и 208 А. На рис. 3 приведены распределения тока на катоде в зависимости от длины дуги l и на рис. 4 при $z = 23$ см. Их качественное сходство свидетельствует о близости структуры пучка к ламинарной на этом (начальном) участке формирования, что подтверждается и траекторным анализом. Пересчет $\langle \epsilon_{\perp} \rangle$ согласно адиабатической теории в область, где $H_z = 7$ кЭ, дает $\langle \epsilon_{\perp} \rangle = 0,092$, что почти вдвое превышает исходное требование на качество пучка.

Дальнейший этап моделирования имел целью оптимизацию магнитной системы для максимального снижения осцилляций в РЭП (от небольшого азимутального дрейфа из-за собственных полей пучка, соответствующего $\epsilon_{\theta} \leq 0,01$, избавиться невозможно). Для снижения $\langle \epsilon_{\perp} \rangle$ надо уменьшить в окрестности катода угловое расхождение траекторий и поля H по возможности для большей части пучка. Добиться этого можно изменением тока в корректирующем соленоиде, а также его осевым смещением. На рис. 5 приведена зависимость поперечной скорости v_{\perp}^{\max} (в относительных единицах) при $z = 23$ см от поля корректирующей катушки H_1 (для определенности имеется в виду поле в центре катушки). Поперечная скорость имеет глубокий минимум при H_1 , составляющем всего 0,96 от исходного. Это свидетельствует, во-первых, об удачном начальном выборе магнитной системы, во-вторых, о высокой чувствительности (негрубости) осцилляционных отклонений от равновесия в РЭП по отношению к конфигурации магнитного поля. Такая чувствительность обусловлена тем обстоятельством, что результирующее поле H складывается из встречных полей основного и корректирующего соленоидов, близких по величине на начальных участках формирования. Но и при оптимальном H_1 величина v_{\perp}^{\max} остается еще значительной, что связано с трудностью идеального согласования конфигураций РЭП и поля H . Электронные траектории и магнитные силовые линии на «диодном» участке формирования для оптимального варианта $H_1 = 0,96 H_1^{\text{исх}}$ показаны на рис. 6, фазовый портрет при $z = 23$ см — на рис. 2 (точки 3). Максимальные осцилляции и, следовательно, максимум ϵ_{\perp} имеют теперь место не на периферии пучка, а примерно посередине. При этом $\epsilon_{\perp}^{\max} = 0,04$, а среднеквадратичное $\langle \epsilon_{\perp} \rangle = 0,025$. Пересчет на выход ЭОС (где $H = 7$ кЭ) дает $\epsilon_{\perp}^{\max} = 0,06$, $\langle \epsilon_{\perp} \rangle = 0,038$. Однако из-за некоторого сужения магнитных поверхностей у катода с уменьшением H_1 пучок несколько расширяется (на 20 % по сравнению с исходным вариантом). Сама же величина исходных пульсаций удовлетворяет исходным требованиям.

С целью оптимизации магнитной системы проводились также расчеты формирования РЭП при смещении корректирующей катушки по направлению от катода, а для каждого положения — серия расчетов с различными токами корректирующей катушки. Значения $\langle \epsilon_{\perp} \rangle \cdot 10^2$ приведены в таблице, где Δz — сдвиг катушки, $\Delta I/I$ — относительное изменение тока в ней. Видно, что при различных Δz подбором тока можно обеспечить примерно одинаковое минимальное значение $\langle \epsilon_{\perp} \rangle = 0,025$ при $z = 23$ см и, следовательно, $\langle \epsilon_{\perp} \rangle \sim 0,04$ на выходе ЭОС. При этом среднеквадратичный

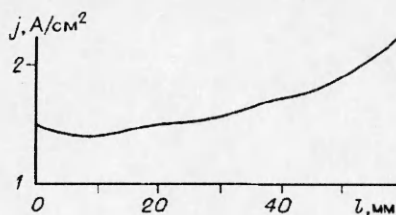


Рис. 3

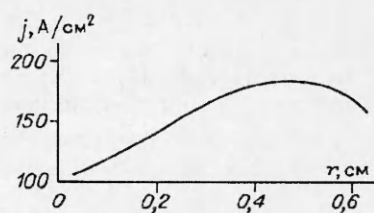
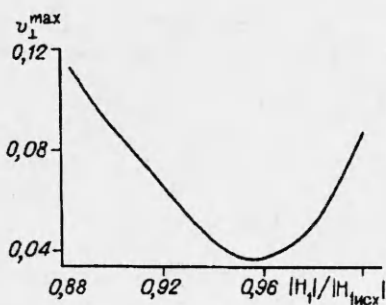
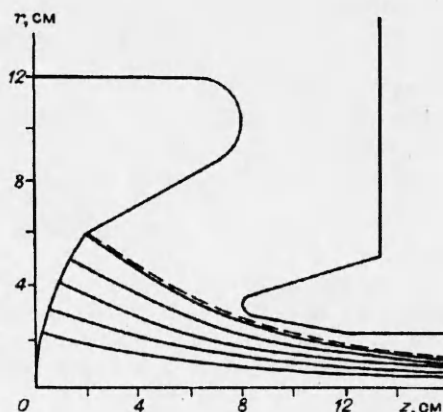


Рис. 4



Р и с. 5



Р и с. 6

радиус пучка составляет $\langle r_b \rangle \approx 2,8$ мм, что с некоторым запасом обеспечивает исходные требования на качество пучка.

Как отмечалось, в качестве базовой конструкции была выбрана известная пушка [1]. Описанные в [1, 2] алгоритмы повышенной точности, реализованные в пакете SAM [9], позволили на пределе ресурсов ЭВМ достаточно точно моделировать квазиламинарную структуру пучка в ЭОС, близких к [1], без внешнего магнитного поля вплоть до анодного отверстия. В данной работе приводятся результаты расчетов существенно более трудной с вычислительной точки зрения задачи. Во-первых, увеличена длина расчетного участка по сравнению с [1, 2] в 1,9 раза: от $1,6d$ до $3d$ (d — длина зазора между анодом и катодом). Во-вторых, вводится магнитная фокусирующая система, определяющая нарастающее внешнее магнитное поле с компрессией около 300 (7 кЭ на выходе). Действие внешнего магнитного поля приводит к существенно неламинарной структуре пучка, а также к дополнительным ограничениям на временной шаг при интегрировании уравнений движения для отдельных частиц, связанным с точностью вычисления ларморовских вращений.

Для повышения достоверности приведенных результатов были выполнены расчеты пушек без магнитного поля с известными характеристиками [1, 10, 11] и близкими по параметрам к рассматриваемой в данной работе пушке.

Соответствие численным результатам [1, 10, 11] было получено лишь после уточнения алгоритмов моделирования динамики пучка. В частности, повышена точность расчета напряженности собственного электростатического поля вблизи границы пучка аналогично [12] и в приосевой области.

Расчеты пушек рассматриваемого класса с учетом внешнего магнитного поля на длине по оси симметрии порядка $3d$ отечественных аналогов не имеют. Поэтому для сравнения и повышения надежности численных результатов расчеты проводились независимо по двум пакетам ЭДС-2 и ЭПОС, которые к тому же основаны на различных подходах к расчету электростатического потенциала: конечно-разностный в ЭДС-2 и метод интегральных уравнений и вспомогательных зарядов в ЭПОС. Выполненные расчеты дали близкие результаты, которые и приведены в данной работе.

$\Delta I/I, \%$	$\Delta z, \text{cm}$				
	0,5	1,0	1,25	1,5	2,0
	$\langle \varepsilon_{\perp} \rangle \cdot 10^2$				
3	6,5	2,44		5,57	
6	11,0	5,13	2,41	2,74	7,0
9	15,0	9,0		5,1	

Расчеты ЭОС, представленной на рис. 1, проводились по ЭДС-2 на ЭВМ ЕС 1066 при следующих основных счетных параметрах: число узлов по осям r и z соответственно 100 и 251 со сгущением вблизи катода (общее число 25100), количество трубок тока 70. Счет прерывался после 21-й внешней итерации, так что на двух последних итерациях ток катода 208,28 и 208,27 А. Время решения составило 10 мин на расчет компонент H_r и H_z магнитного поля соленоидов в узлах разностной сетки плюс 28 мин на 21-ю внешнюю итерацию. Даже при такой подробной дискретизации в поперечное сечение пучка в область кроссовера попадает лишь шесть узлов, что, в частности, и объясняет трудность моделирования микроструктуры пучка в области кроссовера.

Сделаем два принципиальных замечания: 1) кажущаяся возможность уменьшения компрессии (и размеров катода) в силу небольшой плотности тока на катоде (см. рис. 3), по-видимому, неосуществима на практике в силу снижения электропрочности системы; в предлагаемой ЭОС (см. рис. 1) максимальное электрическое поле на неэмиттирующем выступе катодной поверхности около 130 кВ/см; 2) снижение поперечных осцилляций следует ожидать при уменьшении углового размера эмиттера, т.е. с переходом к меньшим первеансам пучка и с приближением к параксиальным условиям формирования (предварительные расчеты показывают, что при микропервеансе 0,6 (ток 90 А) регулярные поперечные скорости становятся близкими к тепловым).

В заключение сделаем следующие выводы.

Для формирования РЭП в электропрочных термоинжекторах с сильной магнитной компрессией с актуальными для СВЧ-электроники параметрами и плотностью тока порядка 10^3 А/см² возможен такой подбор конфигурации магнитного поля, при котором без существенного искажения электростатической компрессии в диодной части ЭОС осуществляются в области анодной апертуры плавный «подхват» потока, а затем и магнитное сопровождение с эффективной компрессией в протяженном канале в условиях сильной замагниченности (с допустимыми ограничениями на осцилляции электронов).

Осцилляционные отклонения от равновесных траекторий в сформированном РЭП, практически неизбежные вследствие несовпадения магнитных поверхностей и трубок тока РЭП, могут управляться подбором конфигурации магнитного поля, и в практически важном варианте магнитной системы из двух соленоидов удастся на выходе ЭОС достичь среднеквадратичного отношения поперечных и продольных скоростей не более 4 % в пучке с током 220 А, энергией электронов 300 кВ при магнитной компрессии около 300 (7 кЭ на выходе), при которой среднеквадратичный радиус пучка не превышает 3 мм. Дальнейшая компрессия и транспортировка могут легко рассчитываться по известной адиабатической теории.

Авторы признательны Г.И. Кузнецову и В.П. Ильину за обсуждение работы на различных ее стадиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Г.И., Тиунов М.А., Яковлев В.П. Диодная пушка с высокой компрессией пучка и повышенной электрической прочностью. — Новосибирск, 1989. — (Препр. / АН СССР, Сиб. отд-ние, ИЯФ; № 89—161).
2. Kozurev F.V., Kuznetsov G.I., Makarov I.G. et al. Electron optic system for forming 100 MW beam with high current density and microsecond pulse duration for X-band magnicon // 7th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams: Abstrs. — Novosibirsk, 1990. — P. 1.
3. Гром Ю.Д., Кремер И.А., Мануилов В.Н. и др. Моделирование ЭОС, формирующей сплошной РЭП с сильной магнитной компрессией при допустимых ограничениях на осцилляции электронов // X Всесоюз. семинар «Методы расчета ЭОС»: Тез. докл. — Львов, 1990.
4. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. Циклотронные и синхронные мазеры // Релятивистская высококачественная электроника: Сб. науч. тр. / ИПФ АН СССР, 1979. — Вып. 1. — С. 157—216.
5. Морозов А.И., Соловьев Л.И. Движение заряженных частиц в электромагнитных полях // Вопросы теории плазмы: Сб. науч. тр. — М.: Госатомиздат, 1963. — Вып. 2. — С. 177—261.

6. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрофизики. — М.: Наука, 1985.
7. Лыгин В.К., Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. О методах интегральных и вспомогательных зарядов в траекторном анализе интенсивных электронных пучков // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. — 1987. — № 7. — С. 36—38.
8. Горбенко Н.И., Ильин В.П., Кремер И.А., Урев М.В. Пакет программ ЭДС-2 для расчета стационарных аксиально-симметричных интенсивных пучков заряженных частиц на ЭВМ ЕС. — Новосибирск, 1989. — (Препр./ АН СССР, Сиб. отд-ние, ВЦ; № 839).
9. Тиунов М.А., Фомель Б.М., Яковлев В.П. SAM-интерактивная программа для расчета электронных пушек на мини-ЭВМ. — Новосибирск, 1987. — (Препр./ АН СССР, Сиб. отд-ние, ИЯФ; № 87—35).
10. Konrad G.T. High power RF klystrons for linear accelerators. — S.l., 1984. — (SLAC—PUB—3324).
11. Lee T.G., Lebacqz J.V., Konrad G.T. A fifty megawatt klystron for the Stanford Linear Collider. — S.l., 1983. — (SLAC—PUB—3214).
12. Suga H., Nagami K., Kuroda H. On computer simulation of electron beams // Proc. IEEE. — 1970. — V. 58, N 6. — P. 939—941.

г. Новосибирск,
г. Нижний Новгород

Поступила 14/VIII 1991 г.,
в окончательном варианте —
9/IV 1993 г.

УДК 539.2; 539.12.04

К.А. Дергобузов, А.П. Яловец

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАРЯЖЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ, ОБЛУЧАЕМЫХ ИОНАМИ

Явление радиационного заряжения диэлектриков при облучении их потоком заряженных частиц (электронов или ионов) исследуется интенсивно последние два десятилетия. Наиболее полно оно изучено при электронном облучении и значительно меньше — при ионном. Отчасти это связано с большей трудоемкостью генерации ионных пучков, чем электронных, что делает экспериментальные исследования по ионной зарядке диэлектриков значительно дороже аналогичных исследований с электронами.

Очевидно, что в данном случае возрастает роль численных исследований, которые позволяют учесть самые различные факторы, влияющие на динамику заряжения.

В [1] наряду с экспериментальными результатами приводится феноменологический анализ заряжения диэлектрика при облучении протонами ~10 МэВ. Теоретические результаты получены лишь для закороченного диэлектрика ($\int_0^a E(z) dz = 0$, E — напряженность поля, a — толщина диэлектрика), а используемое приближение квазинейтральности не позволяет правильно описать дрейф носителей в необлучаемой части.

В данной работе в рамках математической модели [2] выполнены численные исследования заряжения диэлектрика, облучаемого ионами и нейтральными атомами. Эта модель учитывает динамику квазисвободных носителей заряда каждого знака с учетом процессов ионизации диэлектрика пучком и рекомбинации заряда, а также дрейфа зарядов в электрическом поле. Эффективная подвижность носителей заряда определяется с учетом ее зависимости от мощности дозы.

Мощность дозы облучения, распределение термализованных частиц и тока быстрых частиц находятся из решения кинетического уравнения. Для ионов решалось кинетическое уравнение интегрального типа, записанное в модели «непрерывных траекторий» [3] в пренебрежении упругим рассе-