

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ФОРМИРОВАНИЯ
И ВАКУУМНОЙ ТРАНСПОРТИРОВКИ СИЛЬНОТОЧНОГО РЭП

В. Т. Астрелин, С. В. Лебедев

(Новосибирск)

Для нагрева плазмы в открытых ловушках могут быть эффективно использованы мощные релятивистские электронные пучки (РЭП) микросекундного диапазона с плотностью тока $1-10 \text{ кА/см}^2$, с энергозапасом в десятки и сотни килоджоулей [1]. Один из способов получения таких пучков — генерация их в плоском либо бесфольговом диоде при низкой плотности тока с последующей магнитной компрессией. Эксперименты, в которых реализуется данный способ, проводятся в ИЯФ СО АН СССР на установке У-1 [2]. В квазиплоском диоде получен РЭП с энергией электронов до 900 кэВ, током $\leq 50 \text{ кА}$, максимальной плотностью тока 200 А/см^2 , длительностью импульса 5 мкс и энергосодержанием в выведенном из диода пучке 105 кДж [3]. В экспериментах по магнитной компрессии достигнута плотность тока в пучке $> 3 \text{ кА/см}^2$ [4].

В настоящей работе приводятся результаты численных расчетов параметров пучков, получаемых в диодах с квазиплоским и кольцевым катодами во внешнем магнитном поле. Основная часть этих расчетов проведена для плоского диода с конфигурацией электродов, применявшихся в экспериментах [2—4]. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными. Сравнение проводится для начальных моментов времени ($t \leq 0,4 \text{ мкс}$), когда изменение ускоряющего зазора за счет заполнения диода плазмой еще незначительно. Методом численного моделирования рассмотрен также вопрос о влиянии неоднородности эмиссии с катода на величину тока плоского диода. Проведена численная оценка величины предельного вакуумного тока для геометрии, используемой в экспериментах по сжатию пучка.

Расчеты проводились с применением пакета прикладных программ POISSON-2 [5] на ЭВМ ЕС-1040 и ЕС-1061. Пакет программ позволяет решить самосогласованную стационарную задачу расчета формирования электронных пучков с учетом внешних и собственных электрических и магнитных полей пучка в двумерном случае. Для расчета электрических полей используется метод интегральных уравнений со сплайновой аппроксимацией поверхностного заряда. Решение релятивистских уравнений движения в импульсной форме находится методом Рунге — Кутты 3-го порядка, для определения пространственного заряда применяется метод трубок тока. Самосогласованное решение находится методом итераций с использованием релаксации по пространственному заряду пучка. Результат расчета — форма траекторий, распределение потенциала в системе и плотности тока по сечению пучка.

Квазиплоский диод. Ниже приводятся результаты численных расчетов плоского диода с различными катодами, применяемыми в экспериментах. Диаметры катодов 17,8; 20 и 31 см, а их профили показаны на рис. 1—3. Величины потенциалов на катоде выбирались равными экспериментальным значениям для моментов времени 0,3—0,4 мкс от начала импульса. Эмиссионная способность катода считалась неограниченной. Часть расчетов проводилась в предположении эмиссии ионов (протонов) с анода. В этих случаях эмиссионная способность анода также считалась неограниченной в области, подвергающейся воздействию электронного пучка.

Счетные параметры модели: число траекторий (трубок тока) от 16 до 31; число узлов прямоугольной сетки для расчета компонент электрического поля и пространственного заряда 441; величина однородного маг-

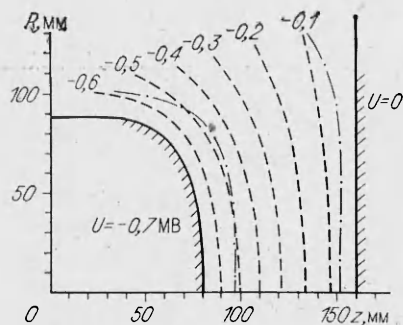


Рис. 1

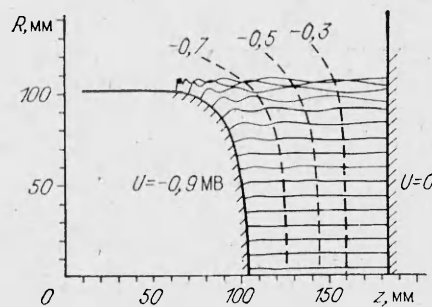


Рис. 2

нитного поля 3 кГс; количество итераций, обеспечивающее сходимость расчета с точностью $\approx 5\%$ по току пучка, ~ 20 .

Контроль точности счета проводился несколькими способами. Так, точность интегрирования уравнений движения определялась по сохранению полной энергии. Точность расчета электрических полей и потенциалов контролировалась сравнением расчетной плотности тока на оси диода, где геометрия близка к плоской одномерной, с плотностью тока, рассчитанной по релятивистскому аналогу «закона $3/2$ » [6]. Степень самосогласованности решения находилась по характеру установления тока пучка в процессе итераций.

Расчетные и экспериментальные результаты для плоского диода приведены в табл. 1, где D — диаметр катода, d — диодный зазор, U — напряжение на диоде, I_3 — экспериментально измеренный ток пучка, I_1 и I_2 — расчетный ток для электронного и полный ток для биполярного диодов, j_0 — расчетная плотность тока в центре диода, $j_{3/2}$ — плотность тока, вычисленная по релятивистскому аналогу «закона $3/2$ », E_K^0 и E_A^0 — напряженность электрического поля на катоде и аноде в отсутствие пучка, E_A — поле на аноде для диода с электронным пучком.

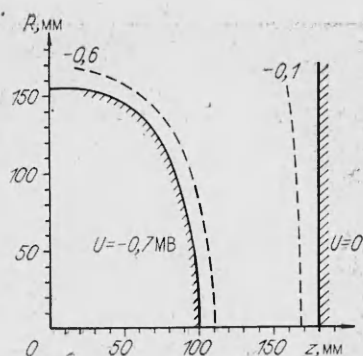
Некоторые результаты расчета диодов приведены также на рис. 1—3. На рис. 1 штриховые и штрихпунктирные кривые — эквипотенциальные линии без пучка и с пучком для варианта 1, на рис. 2 — траектории и эквипотенциальные линии с пучком для варианта 3, а на рис. 3 — эквипотенциальные линии без пучка для варианта 4 (см. табл. 1).

Численные варианты 1—4 представляют собой расчет электронных, а варианты 2а и 3а — биполярных диодов. Из табл. 1 видно, что экспериментально измеренные токи практически совпадают с расчетными токами электронных диодов. Токи биполярных диодов примерно в 2 раза больше измеренных. Это, по-видимому, означает, что эмиссия ионов с анода в реальных диодах для рассматриваемых моментов времени отсутствует*. В принципе такое совпадение токов могло бы наблюдаться в случае, когда диод работает в биполярном режиме, но эмиттирует не вся поверхность

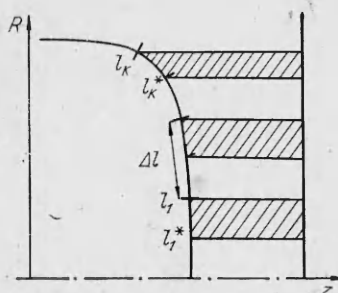
Таблица 1

Номер варианта	D , см	d , см	U , кВ	I_3 , кА	I_1 , кА	I_2 , кА	j_0 , А/см ²	$j_{3/2}$, А/см ²	E_K^0 , кВ/см	E_A^0 , кВ/см	E_A , кВ/см
1	17,8	8	700	9	9,4	—	20	19	100—140	75	120
2	17,8	5	700	15	16	—	48	50	160—170	130	200
2а	17,8	5	700	15	—	27	100	95	160—170	130	—
3	20	8,1	900	15	16,7	—	35	—	130—170	100	—
3а	20	8,1	900	15	—	25	70	—	130—170	100	—
4	31	8	700	20	22	—	20	19	100	75	—

* Отсутствие ионной эмиссии может объясняться тем, что к этому моменту времени анодная плазма не успела образоваться либо ее плотность еще недостаточна для появления ионного тока, заметно влияющего на ток диода.



Р и с. 3



Р и с. 4

катода либо когда эмиссионная способность катода ограничена. Численное решение модельной задачи о влиянии неоднородности эмиссии на величину тока диода приведено ниже.

Квазиплоский диод с неоднородной эмиссией. Для выяснения влияния неоднородности эмиссии на величину тока диода проведена серия расчетов с использованием следующей модели эмиссии с катода. Поверхность катода разбивалась на k кольцевых сегментов (рис. 4) с практически одинаковой шириной Δl . Координаты границ сегментов обозначим через l_m , где $m = 0, 1, \dots, k$ и $l_0 = 0$, а расстояние l отсчитывается вдоль поверхности катода от его оси. Эмиссия электронов с поверхности каждого сегмента задавалась неоднородной: в зоне $[l_m^* < l < l_m]$ плотность тока j ограничивалась пространственным зарядом, а в зоне $[l_{m-1} < l < l_m^*]$ $j = 0$. Для всех сегментов ширина эмиттирующего участка ($l_m - l_m^*$) выдерживалась одинаковой. Таким образом, эмиттирующая часть поверхности катода имеет вид соосных колец одинаковой ширины, разделенных кольцами без эмиссии также одинаковой ширины.

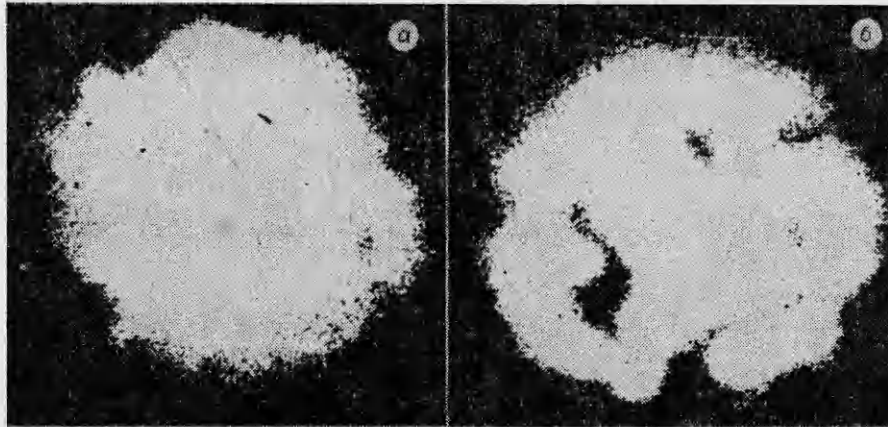
Расчеты проводились для разного количества сегментов, определяемого выбранной шириной каждого сегмента Δl , т. е. пространственным масштабом моделируемой неоднородности эмиссии.

Влияние неоднородности эмиссии на величину тока диода исследовалось для конфигурации диода варианта 2. Количество сегментов в расчетах $k = 1; 4$ и 6 . В случае $k = 4$ расчет тока диода проводился для двух различных значений эмиттирующей площади катода. Результаты расчета сведены в табл. 2, где S_0 — полная площадь катода, S_3 — площадь эмиттирующей поверхности, $(S_3/S_0)_A$ — отношение площадей их проекций на анодную плоскость, I/I_0 — отношение расчетного значения тока к току диода с однородно эмиттирующим катодом. Различие отношений S_3/S_0 и $(S_3/S_0)_A$ связано с тем, что эмиттирующие зоны проецируются на анодную плоскость под большим углом, чем соответствующие им неэмиттирующие (см. рис. 4).

Из табл. 2 следует, что во всех случаях отношение токов I/I_0 по величине больше относительной площади эмиттирующих поверхностей. Это объясняется тем, что при неоднородной эмиссии плотность электронного тока с эмиттирующих участков катода возрастает из-за уменьшения общего пространственного заряда в диодном зазоре по сравнению со слу-

Т а б л и ц а 2

Номер варианта	k	(S_3/S_0)	$(S_3/S_0)_A$	I/I_0	Номер варианта	k	(S_3/S_0)	$(S_3/S_0)_A$	I/I_0
5	1	0,65	0,54	0,72	7	4	0,57	0,50	0,80
6	4	0,31	0,28	0,58	8	6	0,47	0,43	0,81



Р и с. 5

чаем однородно эмиттирующего катода. При увеличении числа разбиений поверхности ток диода для фиксированного значения S_3/S_0 возрастает.

Видно, что влияние макроскопической неоднородности эмиссии на величину тока диода достаточно слабое. Для $k = 6$, что соответствует масштабу моделируемой неоднородности ~ 2 см, уменьшение эмиттирующей поверхности катода вдвое ($S_3/S_0 = 0,47$) приводит к уменьшению тока всего на 20%. При увеличении масштаба неоднородности зависимость тока диода от S_3/S_0 становится более выраженной. В предельном случае ($k = 1$) (не эмиттирует центральная часть катода) зависимость тока диода от площади эмиссии для данной геометрии близка к пропорциональной: $I/I_0 \approx (S_3/S_0)$.

Выше отмечалось, что экспериментально измеренный ток диода совпадает с расчетным током электронного диода при однородно эмиттирующем катоде. Результаты расчета диода с неоднородной эмиссией указывают на то, что предположение о наличии ионной эмиссии с анода допустимо только тогда, когда эмиттирует меньше половины площади катода и неоднородность носит крупномасштабный характер. Измерения тока пучка секционированными коллекторами [2], а также регистрация тормозного излучения с анода, проводившаяся рентгеновским ЭОП (время экспозиции 0,3 мкс) с камерой-обскуром [7], показали, что в случае использования чистого графитового катода такая крупномасштабная неоднородность отсутствует* (рис. 5, а). Таким образом, совпадение расчетного тока электронного диода с экспериментально измеренным означает, что в начале импульса поведение диода описывается моделью электронного диода.

Диод с кольцевым катодом. Длительность генерации пучка в квазиплоском диоде определяется временем переключения диода плазмой и может быть увеличена за счет роста расстояния между катодом и анодом. Предельное расстояние определяется минимальным значением начальной напряженности электрического поля на катоде, при которой диодный ток еще ограничивается пространственным зарядом, а не эмиссионной способностью катода. В [8] экспериментально установлено, что указанная минимальная напряженность поля для графитового катода ≈ 130 кВ/см. Следовательно, для квазиплоского диода при ускоряющем напряжении 0,7—1 МВ диодный зазор может быть не более 8—10 см (см. табл. 1).

* В повторном импульсе, сделанном без очистки катода от продуктов испарения материала анода (сталь 12Х18Н9Т), наблюдается сильная неоднородность эмиссии (рис. 5, б). При данной степени неоднородности эмиссии, однако, полный ток диода практически не отличается от случая однородно эмиттирующего катода, что качественно согласуется с результатами численного моделирования.

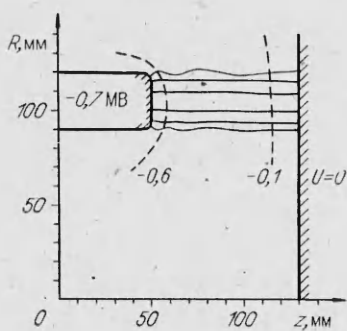


Рис. 6

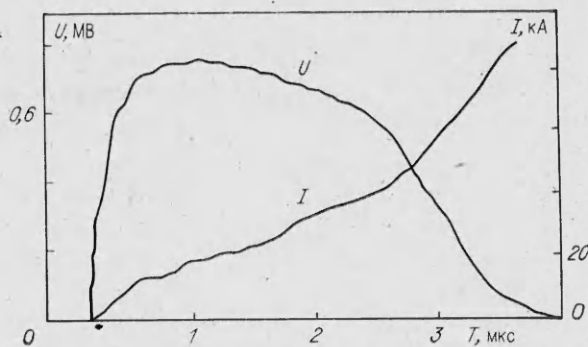


Рис. 7

Увеличить диодный зазор и, таким образом, длительность генерации пучка можно, например, применив кольцевой катод. В этом случае напряженность поля на катоде задается в основном кривизной поверхности катода и может быть сделана достаточно высокой.

Для определения величины начального тока в диоде с кольцевым катодом и плоским анодом проведены численные расчеты. Размеры катода и величина ускоряющего промежутка подбирались такими, чтобы начальный импеданс был близким к начальному импедансу квазиплоских диодов, применяемых в эксперименте. Этот выбор импеданса обусловлен необходимостью сохранения согласования генератора импульсных напряжений с диодом.

Рассчитывался электронный диод с кольцевым катодом, имеющим наружный диаметр 24, внутренний — 18 см. Торцев катода плоский, с радиусами скруглений 0,5 см. В первом варианте диодный зазор 8 см. Величина однородного магнитного поля 3 кГс. Геометрия диодного узла показана на рис. 6, там же приведена расчетная форма траекторий и эквипотенциальные линии в отсутствие пучка. Величина потенциала катода взята из экспериментов, проведенных на установке У-1 с кольцевым катодом данной конфигурации. Осциллограммы напряжения на диоде и тока пучка приведены на рис. 7. Видно, что для моментов 0,3—0,5 мкс от начала импульса напряжение на диоде 700 кВ, а ток пучка 15 кА.

Расчетное значение тока диода 16,5 кА находится в хорошем согласии с экспериментально измеренным. На рис. 8 показано расчетное распределение плотности тока j по радиусу. Видно, что плотность тока для данной формы катода максимальна на краях пучка. Среднее по сечению пучка значение $j = 80 \text{ А/см}^2$.

При увеличении диодного зазора до 15 см расчетная величина тока уменьшилась до 8 кА, а экспериментально измеренная для момента времени 0,5 мкс от начала импульса составила 7 кА. При диодном зазоре 15 см начальная напряженность электрического поля на катоде 100—160 кВ/см при напряжении на диоде 700 кВ. Из сравнения расчетных и экспериментальных значений тока диода видно, что при данной величине напряженности поля ток диода еще ограничивается пространственным зарядом, а не эмиссионной способностью катода.

Из результатов расчета приведенной конфигурации следует, что при размерах катода, незначительно превышающих размеры квазиплоского катода, удается сохранить начальную величину тока диода. Применение кольцевого катода позволяет при одинаковых с квазиплоским диодом зазорах увеличить начальную плотность тока пучка примерно в 2 раза (либо при одинаковых начальных плотностях тока увеличить длительность импульса).

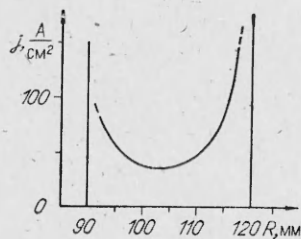
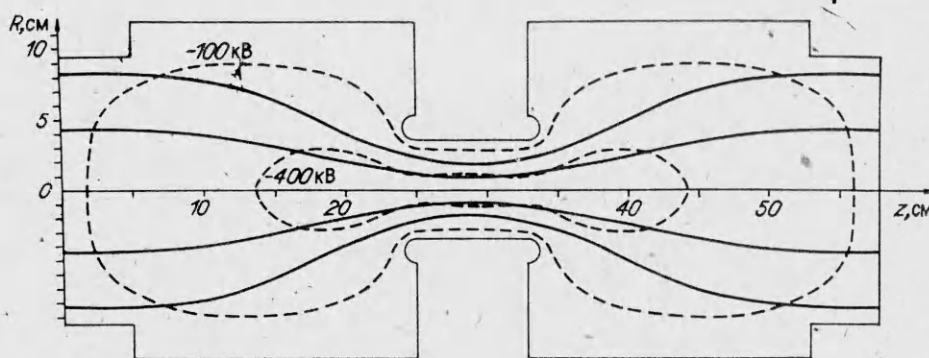


Рис. 8



Р и с. 9

Оценка предельного вакуумного тока для системы магнитной компрессии РЭП. Для получения требуемой для нагрева плазмы плотности тока на установке У-1 проводятся эксперименты по магнитной компрессии пучка [4]. Пучок электронов генерируется в квазиплоском диоде (геометрии варианта 2 табл. 1) в продольном магнитном поле 5 кГс. Сжатие пучка осуществляется адиабатически в квазистационарном магнитном поле пробочной конфигурации. Величина поля в пробке 100 кГс. Давление нейтрального газа в камере сжатия менялось от $3 \cdot 10^{-3}$ до $1,3 \cdot 10^3$ Па.

В экспериментах обнаружено, что при напряжении на диоде 0,7—0,5 МВ ток пучка, проходящий через магнитную пробку, достигал 35 кА даже при давлении остаточного газа в камере сжатия $3 \cdot 10^{-3}$ Па. Простые оценки для предельного вакуумного тока дают существенно меньшие значения. Для уточнения значения предельного вакуумного тока для данной конфигурации камеры сжатия проведены численные расчеты.

Геометрия камеры сжатия показана на рис. 9. Там же приведены силовые линии магнитного поля для коэффициента компрессии $H_{\max}/H = 20$.

Электроны инжектируются с начальной энергией 700 кэВ, радиус пучка на входе 8,5 см. Потенциалы всех границ камеры сжатия равны нулю. В схеме расчета возможное отражение электронов от магнитной пробки не учитывалось, и считалось, что электроны движутся по силовым линиям магнитного поля. Самосогласованное решение находилось методом итераций с использованием релаксации по току пучка. Счетные параметры модели: число трубок тока 9, сетка для расчета потенциалов и объемного заряда 15×40 кусочно-равномерная.

В первом варианте расчет проводился для сплошного пучка с однородным распределением тока по сечению. Сходимость решения критически зависела от величины задаваемой плотности тока в пучке. При плотности тока ≤ 25 А/см² (что соответствует току через камеру сжатия $\leq 6,5$ кА) итерационный процесс сходился. При 20—25 итерациях обеспечивалась сходимость расчета с точностью $\approx 5\%$. Если же плотность тока превышала 25 А/см², то, начиная с некоторой итерации, электроны в приосевой области переставали проходить через камеру сжатия, отражаясь от потенциального барьера, созданного объемным зарядом пучка. В этом случае итерационный процесс не сходился.

Таким образом, в качестве верхней оценки предельного вакуумного тока через систему магнитной компрессии для сплошного пучка может быть взято значение 6,5 кА при энергии электронов 700 кэВ. Аналогичные расчеты, проведенные для трубчатого пучка, дали значение предельного вакуумного тока около 10 кА.

На рис. 9 показано распределение потенциала в камере сжатия, рассчитанное для тока сплошного пучка 5,5 кА. Видно, что максимальное провисание потенциала пучка происходит в области магнитной пробки, а также при $z \approx 200$ и 400 мм. Максимальная напряженность электрического поля на стенках вакуумной камеры достигает 350 кВ/см.

Для контроля достоверности полученной оценки предельного вакуумного тока проведены расчеты по описанной выше схеме для сплошного пучка, распространяющегося в длинной цилиндрической дрейфовой камере. Аналитическое выражение для предельного тока в этом случае дается формулой [9]

$$I_{\text{п}} = \frac{mc^3 (\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{e (1 + 2 \ln R/r)},$$

где R и r — радиус камеры и пучка.

При энергии электронов 700 кэВ и $R/r = 2$ $I_{\text{п}} = 5$ кА. Численный расчет для камеры длиной $l = 15 R$ дал значение предельного тока 5,5 кА, что согласуется с вычисленной величиной $I_{\text{п}}$.

Сравнение результатов расчета предельного тока для системы магнитной компрессии РЭП с измеренной величиной тока, генерируемого диодом и проходящего через камеру сжатия (~ 35 кА), позволяет сделать вывод, что в экспериментах происходит нейтрализация пространственного заряда пучка. Появление нейтрализующих ионов при давлении остаточного газа $\sim 10^{-3}$ Па может быть связано с высокой напряженностью электрического поля на стенке вакуумной камеры вблизи магнитной пробки. Другим, более вероятным источником ионов могут служить входная и выходная фольги, подвергающиеся воздействию электронного пучка.

Таким образом, сравнение численных результатов с экспериментальными данными позволяет сделать следующие выводы.

1. Поведение микросекундного квазиплоского диода с начальной плотностью тока ~ 50 А/см² до $t \simeq 0,5$ мкс вполне описывается моделью электронного диода. Переход в биполярный режим работы, если он реализуется, происходит не в начале импульса.

2. В экспериментах по магнитной компрессии РЭП наблюдается прохождение через камеру пучка с током, существенно превышающим предельный вакуумный ток, что свидетельствует о появлении нейтрализующих ионов в камере сжатия.

3. Получены численные результаты, позволяющие оценивать влияние неоднородности эмиссии на ток диода.

Авторы выражают благодарность М. А. Щеглову за полезные обсуждения полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рютов Д. Д. Исследования по открытым термоядерным системам в Новосибирском институте ядерной физики.— Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1978, вып. 1—2.
2. Мощный релятивистский электронный пучок микросекундной длительности для нагрева плазмы/С. Г. Воропаев, В. С. Койдан, С. В. Лебедев и др. Препринт ИЯФ 83—72.— Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1983; ДАН СССР, 1984, т. 276, № 1.
3. Получение микросекундного РЭП на двухмодульном LC-генераторе/С. Г. Воропаев, С. В. Лебедев, В. В. Чигунов, М. А. Щеглов. Препринт ИЯФ 84—132.— Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1984; Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, вып. 5.
4. Магнитная компрессия мощного релятивистского электронного пучка микросекундной длительности/С. Г. Воропаев, Б. А. Князев, В. С. Койдан и др. Препринт ИЯФ 84—121.— Новосибирск: ИЯФ СО АН СССР, 1984; Laser and Particle Beams, 1985, v. 3, pt 3.
5. Астрелин В. Т., Иванов В. Я. Пакет программ для расчета характеристик интенсивных пучков релятивистских заряженных частиц.— Автометрия, 1980, № 3.
6. Брейзман Б. Н., Рютов Д. Д., Стунаков Г. В. Теория сплюснутых диодов большого радиуса.— Изв. вузов СССР. Сер. Физика, 1979, № 10.
7. Кедринский А. В. Регистрация рентгеновского изображения мощного пучка релятивистских электронов микросекундной длительности на ускорителе У-1: Диплом. работа.— Новосибирск: НГУ, 1984.
8. Щеглов М. А. Получение мощного электронного пучка микросекундной длительности для нагрева плазмы. Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук.— Новосибирск, 1984.
9. Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Устойчивость релятивистских электронных пучков в плазме и проблема критических токов.— УФН, 1971, т. 103, № 4.

Поступила 14/1 1986 г.