

## ФОРМИРОВАНИЕ ТРУБЧАТЫХ МИКРОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ПРИ МЕГАВОЛЬТНЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ НА ДИОДЕ

*А. Н. Бастриков, С. П. Бугаев, И. Н. Киселев,  
В. И. Кошелев, К. Н. Сухушин*

Приведены результаты экспериментальных исследований формирования микросекундных электронных пучков в коаксиальных диодах с неоднородным магнитным полем при напряжении на диоде 0.8—2 МВ, расстоянии катод—анод 2.5—35 см и пробочном отношении (отношении магнитного поля соленоида к магнитному полю на катоде)  $k=1.5\div 6$ . Получены трубчатые пучки диаметром до 14 см и длительностью импульса до 15 нс. Максимальная энергия пучка достигала 140 кДж. Показано, что зависимость эффективности передачи энергии из ГИИ в пучок от расстояния катод—анод имеет оптимум. Обнаружены ускоренное движение катодной плазмы поперек неоднородного магнитного поля и расширение пучка при его транспортировке. Полученные результаты объясняются развитием центробежной неустойчивости плазмы и струйчатой структурой пучка соответственно.

Одной из важных задач сильноточной электроники является увеличение энергии, запасаемой в электронном пучке. Для этой цели применяют плоские диоды [1] и коаксиальные диоды с магнитной изоляцией (КДМИ), располагаемые в неоднородном магнитном поле [2–4]. В плоском диоде анодом служит обычно металлическая фольга, которая разрушается при каждом импульсе. Длительность импульса тока пучка в таких диодах ограничивается в основном временем распространения катодной плазмы в межэлектродном зазоре со скоростью  $\sim 10^6$  см/с.

Применение неоднородного магнитного поля в КДМИ позволяет эффективно тормозить разлет катодной плазмы как поперек, так и вдоль магнитного поля. При этом длительность импульса тока пучка определяется практически временем распространения катодной плазмы в области неоднородного магнитного поля [5]. Скорость движения катодной плазмы вдоль неоднородного магнитного поля  $\sim 10^6$  см/с. Таким образом, при одинаковых расстояниях катод—анод длительности импульсов тока пучка в плоском диоде и КДМИ приблизительно равны и энергия пучка при заданном напряжении на диоде определяется током пучка.

Максимальная величина тока пучка с внешним радиусом  $r_n$  в системе диод—вакуумная труба дрейфа радиусом  $R$  ограничивается предельным током транспортировки [6]

$$I_{np} = \frac{mc^2}{e} \frac{(\gamma^{1/2} - 1)^2}{\Gamma},$$

где  $m$ ,  $e$  — масса и заряд электрона;  $c$  — скорость света;  $\gamma = 1 + eU/mc^2$ ;  $U$  — напряжение на диоде;  $\Gamma$  — геометрический фактор, равный  $1 + 2 \ln(R/r_n)$  для цилиндрического пучка, формируемого в плоском диоде, и  $\Gamma = 2 \ln(R/r_n)$  для тонкого трубчатого пучка, формируемого в КДМИ. Легко видеть, что для больших радиусов пучка  $I_{np}$  трубчатого пучка превышает  $I_{np}$  цилиндрического пучка в отношении  $(1 + 2 a/r_n)/(2 a/r_n)$ , где  $a = R - r_n \ll r_n$ . При определенных условиях

это отношение может быть много больше единицы. Таким образом, энергию пучка, транспортируемого в вакууме, можно существенно увеличить, используя трубчатые пучки большого диаметра, формируемые в КДМИ с неоднородным магнитным полем.

Выполненные ранее исследования КДМИ в неоднородном магнитном поле ограничивались сравнительно низким уровнем  $\sim 10^5$  В напряжения [2, 3, 5] либо малой  $\approx 10^{-6}$  с длительностью импульса [4]. В данной работе такие исследования выполнены при мегавольтных напряжениях на диоде и длительности импульса до  $10^{-5}$  с.

### Экспериментальная установка и методики измерений

Исследования КДМИ проводились на ускорителе «Гамма» [4]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Импульс напряжения амплитудой  $U_0 = 0.8 \div 2$  МВ подавался непосредственно от генератора Маркса на электронную пушку. Управление срезающим разрядником отключалось, и длительность импульса тока пучка определялась процессами в электронной пушке. Для получения автографов пучка на металлических мишенях длительность импульса напряжения ограничивалась срезающим разрядником до  $\tau_n \approx 0.3 \div 1$  мкс. В экспериментах использовались графитовые трубчатые катоды с внешним радиусом  $r_k = 6.3$  и  $8.5$  см, толщиной  $\approx 1$  мм. Расстояние вдоль оси диода между катодом и анодом, которым служил конический переход от вакуумной

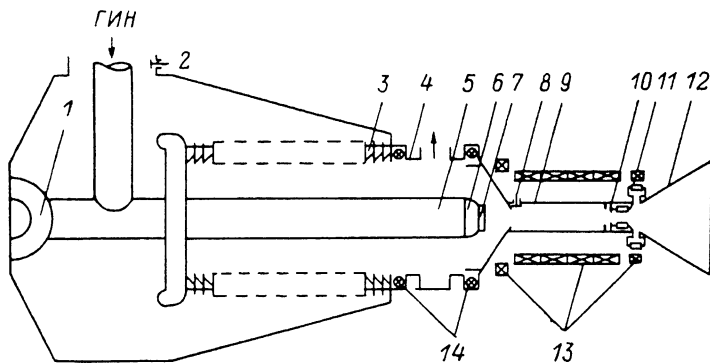


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — срезающий разрядник; 2, 8 — емкостные делители напряжения; 3 — вакуумный изолятор; 4 — вакуумная камера; 5 — катододержатель; 6 — отражатель; 7 — катод; 9 — труба дрейфа; 10 — кольцевой коллектор; 11 — шунт; 12 — конический коллектор; 13 — соленоид с катушками коррекции; 14 — пояса Роговского.

камеры к трубе дрейфа, изменялось с помощью цилиндрической вставки в катододержателе. Положение катода регулировалось также выдвиганием его из отражателя, при этом  $l_{k-1} = 2.5 \div 35$  см.

Однородное магнитное поле в области транспортировки пучка  $B_0 = 14 \div 31.5$  кГс получалось с помощью соленоида с катушками коррекции. Пробочное отношение (отношение магнитного поля соленоида к магнитному полю на катоде)  $k = 1.5 \div 6$  регулировалось изменением положения катода. В экспериментах катод с  $r_k = 6.3$  см устанавливался в магнитное поле с  $k = 6$  и  $1.5$ , а катод с  $r_k = 8.5$  см — в поле с  $k = 2.6$ . Для уменьшения величины обратного тока [7] силовая трубка магнитного поля, соответствующая диаметру катода, шла ниже вершины отражателя. Пучок, сформированный в КДМИ, транспортировался в трубе дрейфа радиусом  $R = 8.6$  см, а затем высаживался в спадающем магнитном поле на конический коллектор. Эксперименты по формированию пучка проводились при давлении остаточного газа менее  $5 \cdot 10^{-5}$  Тор.

Напряжение на выходе ГИН измерялось с помощью емкостного делителя. Так как падение напряжения на индуктивности электронной пушки было мало, то оно соответствовало напряжению на диоде. Ток электронного пучка в трубе дрейфа измерялся шунтом обратного тока, ток диода — поясом Роговского П1, ток утечки на вакуумную камеру — поясом Роговского П2. Полный ток уско-

рителя оценивался по времени спада напряжения на выходе ГИН. Рентгеновское излучение с коллектора регистрировалось электронным умножителем ЭЛУ-09. Энергия пучка  $W_n$  определялась интегрированием осциллограмм напряжения на диоде и тока пучка.

Для выяснения механизма ограничения длительности импульса тока пучка в КДМИ необходимо было измерять скорости разлета катодной плазмы вдоль и поперек магнитного поля. Скорость движения катодной плазмы вдоль магнитного поля измерялась аналогично [4] с помощью емкостного делителя, установленного в начале трубы дрейфа за графитовой диафрагмой с радиусом отверстия 7.3 см. Скорость движения катодной плазмы поперек магнитного поля определялась по расширению электронного пучка, регистрируемого с помощью кольцевых коллекторов, расположенных в области однородного магнитного поля в конце трубы дрейфа, и по известной геометрии силовых линий магнитного поля в диоде. Перед кольцевым коллектором размещалась графитовая диафрагма, радиус отверстия которой был на 1 мм больше внутреннего радиуса кольцевого коллектора. Это позволяло регистрировать тонкий трубчатый пучок. Изменяя соответственно радиусы отверстий диафрагмы и кольцевого коллектора, можно было проследить за динамикой разлета плазмы по радиусу и пространственно-временной структуре пучка. Коллекторные измерения использовались также для определения времени задержки возникновения центров взрывной эмиссии на отражателе. Изменение структуры электронного пучка при его транспортировке определялось по автографам, полученным в начале и в конце трубы дрейфа при  $\tau_n = 0.3 \div 0.4$  мкс.

Предварительно с помощью пакета прикладных программ «Топаз» [8] были проведены расчеты силовых линий магнитного поля в КДМИ и напряженности электрического поля на поверхности электродов. Полученные автографы пучка удовлетворительно согласуются с рассчитанной геометрией силовых линий магнитного поля.

### Результаты экспериментальных исследований

Первоначально для трех геометрий диода были проведены измерения энергии электронного пучка и эффективности передачи энергии, запасенной в генераторе Маркса  $W_r$ , в пучок. Результаты измерений приведены в таблице, откуда следует, что существует оптимальная величина межэлектродного зазора, при которой отношение  $W_n/W_r$  максимально. Кроме того, с ростом напряжения эффективность ускорителя падает.

В последующих экспериментах были исследованы динамика разлета катодной плазмы, структуры пучка, причины ограничения длительности импульса тока пучка.

При исследовании первого диода были получены следующие результаты. Характер осциллограмм (особенно тока диода), полученных при  $U_0 = 1$  МВ,

$r_k$ , см	$l_{K-A}$ , см	$k$	$U_0$ , МВ	$\tau_n$ , мкс	$W_n$ , кДж/кВ	$W_n/W_r$ , %
6.3	35	6	1	15	28	19
			1.7	8	46	12
8.5	15	2.6	1	6	37	26
			2	4	140	20
6.3	2.5	1.5	0.85	3	29	20
			1.8	1	55	8

менялся по мере увеличения числа импульсов. На осциллограммах тока диода через 1—8 мкс от начала импульса наблюдались всплески, либо плавное увеличение тока до 20—30 кА при среднем токе диода 4—5 кА и токе пучка 3—4 кА. Длительность импульса тока пучка при этом была 6—9 мкс. С увеличением числа импульсов осциллограммы токов диода и пучка становились более близкими по виду, а длительность импульса увеличивалась до 13—15 мкс. Характерные осциллограммы для этого режима приведены на рис. 2. При дальнейшем увеличении числа импульсов длительность импульса снова несколько падала. Средние значения длительности импульсов тока пучка практически не зависели от величины магнитного поля и уменьшались с ростом напряжения на диоде. Исследования показали, что длительность импульса напряжения на диоде и соответственно тока пучка ограничивается временем разряда ГИН токами утечки с катододержателя в области вакуумной камеры и части вакуумного изолятора,

прилегающего к ней (рис. 1). Измеренное время задержки взрывной эмиссии составляло 0.2—0.4 мкс при напряженности электрического поля  $E=80 \div 120$  кВ/см, а при микросекундных временах взрывная эмиссия возникала уже при  $E \approx 60$  кВ/см. Токи утечки возрастали в течение импульса и достигали  $\approx 30$  кА при  $U_0=1$  МВ и  $\sim 60$  кА при  $U_0=1.7$  МВ. Длительность импульса тока пучка в двух других диодах ограничивалась пробоем в диоде.

Из осциллограмм, регистрируемых с емкостного делителя в трубе дрейфа, следует, что во всех трех диодах катодная плазма за время импульса не доходит до делителя и соответственно продольная скорость плазмы  $v_{p\parallel} < 4 \cdot 10^6$  см/с. Результаты измерений расширения электронного пучка и распределения плотности тока пучка по радиусу для первого диода приведены на рис. 3. Зависимости скорости разлета катодной плазмы поперек магнитного поля  $v_{p\perp}$  от расстояния до катода  $\delta$ , полученные из графиков  $t_s(r)$  (рис. 3, а), показаны на

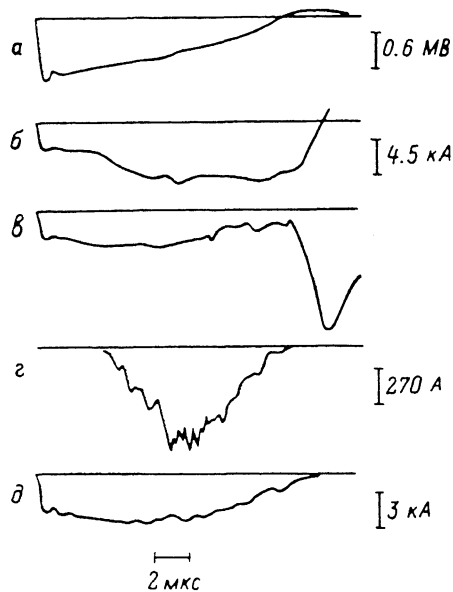


рис. 5, а. Соответствующие графики для второго диода приведены на рис. 4 и 5, б. Из зависимостей  $t_s(r)$  видно, что при первом шаге по  $r$  относительно первоначального радиуса пучка время запаздывания появления тока на кольцевом коллекторе практически равно нулю. Это могло быть связано с расширением пучка при его транспортировке в трубе дрейфа. Для проверки этого предположения были получены автографы пучка на входе и выходе трубы дрейфа. При малой длительности импульса напряжения, сравнимой с длительностью переднего фронта  $\tau_{\text{н}} \approx \tau_{\text{ф}} \approx 0.3$  мкс, на автографах отчетливо видна струйчатая

Рис. 2. Осциллограммы напряжения на диоде (а), тока диода (б), сигнала с емкостного делителя в трубе дрейфа (в), токов на кольцевом (д) и коническом (е) коллекторах.

структура пучка, обусловленная конечным числом эмиссионных центров (ЭЦ) на катоде. Характерный поперечный размер струй  $\sim 1$  мм. Изменение напряжения и межэлектродного зазора в  $\sim 2$  раза не привело к изменению числа струй (ЭЦ). Автографы, полученные для катодов различных диаметров, показали, что сохраняется и линейная плотность ЭЦ на катоде. Отсутствие зависимости числа ЭЦ на катоде от  $U_0$  и  $I_{k-L}$  связано с тем, что ЭЦ возникают на фронте импульса напряжения при близких значениях напряженности электрического поля. Число ЭЦ возрастает с увеличением магнитного поля на катоде  $B_k$  как  $N \sim B_k^\alpha$ , где  $\alpha \approx 0.5 \div 1$ . Для примера при  $B_k=12$  кГс на катоде диаметром 17 см  $N \approx 100$ , а линейная плотность ЭЦ равна  $\approx 2$  центра/см. Увеличение числа ЭЦ с ростом  $B_k$  обусловлено уменьшением экранировки катода объемным зарядом электронов [9]. Специальные эксперименты показали, что однородность пучка (число ЭЦ) возрастает с увеличением длительности импульса в 2—3 раза при замене графитового катода тонким металлическим. Для увеличения  $N$  необходимо также уменьшить  $\tau_{\text{ф}}$ . Сравнение автографов пучка, полученных на входе и выходе трубы дрейфа при прочих одинаковых условиях, показало, что при транспортировке на 1 м увеличивается толщина пучка в  $\approx 2$  раза и уменьшается число эрозионных меток (струй), что связано с уменьшением плотности тока в струях при их расширении. Проведенные оценки показали, что в условиях эксперимента днокотронная неустойчивость пучка [10] не развивается и расширение пучка, по-видимому, связано с его струйчатой структурой. Из экспериментов с тонкими металлическими катодами следует, что толщина пучка действительно уменьшается с ростом его однородности (числа ЭЦ на катоде). С учетом вышесказанного величина  $v_{p\perp}$  вблизи катода (рис. 5, а, б) усреднялась

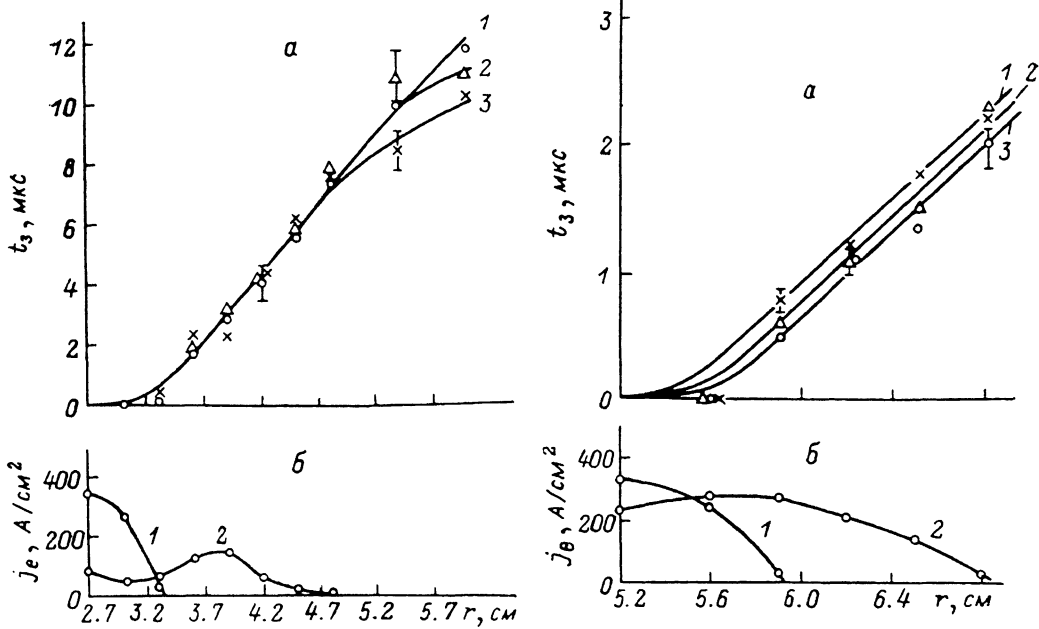


Рис. 3. Зависимости времени задержки электронного тока (а) и плотности электронного тока при  $B_0=21$  кГс (б) от радиуса.

а: 1 —  $V=14$ , 2 — 21, 3 — 28 кГс; б: 1 —  $t=1$ , 2 — 6 мкс,  $U_0=1$  МВ,  $r_k=6.3$  см,  $h=6$ .

Рис. 4. Зависимости времени задержки электронного тока (а) и плотности электронного тока при  $B_0=21$  кГс (б) от радиуса.

а: 1 —  $V_0=28$ , 2 — 21, 3 — 14 кГс; б: 1 —  $t=0.5$ , 2 — 3 мкс.  $U_0=1$  МВ,  $r_k=8.5$  см,  $h=2.6$ .

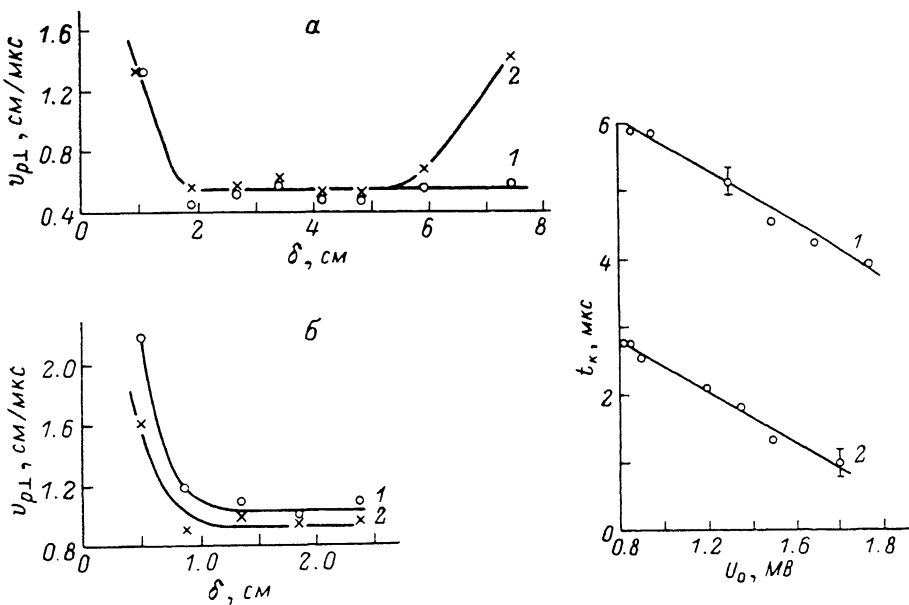


Рис. 5. Зависимости скорости разлета катодной плазмы поперек магнитного расстояния до катода.

а:  $r_k=6.3$  см,  $h=6$  см; б:  $r_k=8.5$  см,  $h=2.6$  см. 1 —  $V_0=14$ , 2 — 28 кГс.

Рис. 6. Зависимости времени коммутации диода от напряжения на диоде при  $B_0=21$  кГс. 1 —  $r_k=8.5$  см,  $h=2.6$ ; 2 —  $r_k=6.3$  см,  $h=1.5$ .

по большому промежутку  $\delta \approx 1 \div 2$  см за время  $t_3 \approx 0.5 \div 1$  мкс, когда дополнительное расширение пучка, связанное с его струйностью, уже практически не влияло на результаты измерений.

Из зависимостей  $v_{p\perp}(\delta)$  (рис. 5) следует: скорость  $v_{p\perp}$  падает вблизи катода от  $(1.3 \div 2.2) \cdot 10^6$  до  $(0.5 \div 1) \cdot 10^6$  см/с, что связано с образованием замкнутого плазменного кольца, а затем длительное время остается постоянной. При больших расстояниях от катода  $\delta > 5$  см (рис. 5, а)  $v_{p\perp}$  начинает возрастать и тем больше, чем больше магнитное поле. Такой вид зависимости  $v_{p\perp}$  от магнитного поля характерен для центробежной неустойчивости, которая исследовалась ранее в КДМИ с однородным магнитным полем [11-13]. Исследования двух последних диодов показали, что пробой диода обусловлен перемыканием промежутка поперек магнитного поля катодной плазмой в области неоднородного магнитного поля в отличие от работы [5], где пробой диода осуществлялся уже после прохождения плазмой неоднородного магнитного поля. Отмеченные особенности, а именно развитие центробежной неустойчивости и пробой диода в неоднородном магнитном поле, обусловлены большим значением напряжения на диоде и соответственно напряженности электрического поля на катоде. Зависимости времени коммутации (высоковольтной стадии вакуумного разряда)  $t_k$  от напряжения для этих диодов приведены на рис. 6. Видно, что  $t_k$  зависит от  $U_0$  линейно. В исследованном диапазоне магнитных полей  $t_k$  практически не зависит от магнитного поля.

### Выводы

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы.

1. Показано, что существует оптимальная величина межэлектродного зазора  $l_{k-A}$ , при котором достигается максимальная эффективность передачи энергии из ГИН в пучок. Это связано с тем, что при больших  $l_{k-A}$  в общем токе ускорителя возрастает доля тока утечки с катододержателя, а при малых  $l_{k-A}$  падает длительность импульса. С ростом напряжения эффективность ускорителя падает. В экспериментах максимальная эффективность 20—26 % получена при  $l_{k-A} = 15$  см. Энергия в пучке в этом режиме достигала 140 кДж при напряжении на диоде 2 МВ.

2. При мегавольтных напряжениях на диоде центробежная неустойчивость катодной плазмы и пробой диода могут развиваться уже в области неоднородного магнитного поля.

3. Обнаруженное расширение электронного пучка при транспортировке в вакууме связано с его струйчатой структурой.

### Литература

- [1] Воропаев С. Г., Лебедев С. В., Чикунов В. В., Шеглов М. А. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 5, с. 267—270.
- [2] Райфе И. М., Бурцев В. А., Василевский М. А., Энгелько В. И. ЖТФ, 1980, т. 50, № 5, с. 944—956.
- [3] Бакишев Ю. Л., Блинов П. И., Долгачев Г. И. и др. ВАНТ. Термоядерный синтез, 1983, в. 3 (13), с. 37—41.
- [4] Бастриков А. Н., Бугаев С. П., Кошелев В. И. и др. Физика плазмы, 1984, т. 10, № 6, с. 1298—1302.
- [5] Бугаев С. П., Ким А. А., Кошелев В. И., Хохорин Г. О. ЖТФ, 1984, т. 54, № 9, с. 1700.
- [6] Богданкевич Л. С., Рыжаков А. А. УФН, 1971, т. 103, № 4, с. 609—640.
- [7] Бугаев С. П., Ким А. А., Кошелев В. И. ЖТФ, 1979, т. 49, № 8, с. 1659—1661.
- [8] Астрелин В. Т., Иванов В. Я. Автометрия, 1980, № 3, с. 92—99.
- [9] Беломытцев С. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А. Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, № 18, с. 1089.
- [10] Нечаев В. Е. Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т. 25, № 9, с. 1067—1075.
- [11] Бугаев С. П., Ким А. А., Климов А. И., Кошелев В. И. Физика плазмы, 1981, т. 7, № 3, с. 529—539.
- [12] Бугаев С. П., Ким А. А., Кошелев В. И., Хрянов П. А. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т. 46, № 7, с. 1300—1305.
- [13] Бугаев С. П., Ким А. А., Кошелев В. И., Хрянов П. А. Физика плазмы, 1983, т. 9, № 6, с. 1287—1291.