

533.9

**ЭЛЕКТРОННЫЕ СГУСТКИ В НЕЛИНЕЙНОМ КОЛЛЕКТИВНОМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПУЧКОВ С ПЛАЗМОЙ****В. П. Коваленко****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	223
2. Характерные особенности возбуждения бегущих продольных волн в плазме электронным пучком	225
а) Экспериментальные установки, условия, параметры (225). б) Свойства возбуждаемых колебаний (226). в) Эволюция функции распределения электронов пучка (231). г) Плазменно-пучковый разряд (232).	
3. Вынужденные плазменные колебания	233
4. Группировка электронного пучка в вакууме	235
5. Теория пространственной эволюции электронных сгустков в плазме	237
а) Метод расчета (238). б) Роль дисперсии плазмы, высшие гармоники (239). в) Поведение пучка за фазовым фокусом (240). г) Резонансные условия (242). д) Осцилляции сгустков в плазме с $T_e \neq 0$ (243). е) Захват плазменных электронов (244).	
6. Экспериментальные наблюдения электронных сгустков в плазме	245
а) Данные о фазовой фокусировке (245). б) Эффект «опрокидывания» волны (247). в) Сходство динамики модулированного и немодулированного пучков в плазме (247). г) Профиль волны электрического поля (248). д) Динамика сгустков (248).	
7. Стационарные периодические волны Бернштейна — Грина — Крускала . .	251
а) Возможность равновесных распределений захваченных электронов (251). б) Возбуждение стационарных волн электронными сгустками, роль дисперсии плазмы (252). в) Квазистационарные волны в диссипативной плазме (253). г) Неустойчивость сгустков в квазистационарных волнах (254).	
8. Экспериментальное исследование возбуждения квазистационарных волн сгустками электронов	256
9. Заключение	258
Цитированная литература	260

1. ВВЕДЕНИЕ

Физические объекты, в которых имеет место коллективное взаимодействие электронного пучка с плазмой или, по крайней мере, существуют условия для такого взаимодействия, столь же распространены, как и разнообразны. Среди них и дуга низкого давления с накалимым катодом, и высоковольтный тлеющий разряд, и полярные сияния атмосферы, и плазма, образующаяся в процессе электронно-лучевой обработки материалов (при плавке, сварке). Выдвигаются предложения и предпринимаются успешные попытки осознанно использовать это явление в различных целях: для создания плазмы в плазмо-химических реакторах, в ионных источниках, при активных экспериментах в космосе, для генерации микроволнового электромагнитного излучения, для нагрева плазмы. Совер-

шенно неудивительно, что система «электронный пучок — плазма» вот уже свыше пятидесяти лет привлекает к себе неослабевающее внимание.

Но в неменьшей степени интерес к эффектам пучково-плазменного взаимодействия обусловлен тем, что они отражают фундаментальные свойства плазмы. Особенно следует отметить обилие взаимосвязанных, вообще говоря, неустойчивостей и нелинейных колебаний, возможных в плазменно-пучковой системе.

Назовем прежде всего легко возбуждаемые высокочастотные электронные ветви колебаний¹. Осуществляется также пучковая раскачка различного вида низкочастотных возмущений с участием ионов². При достаточно высоком уровне электронных ленгмюровских колебаний могут оказаться существенными процессы взаимодействия волн (распад их, модуляционная неустойчивость, коллапс³⁻⁵), также протекающие с участием ионов и обеспечивающие, в частности, один из каналов диссипации высокочастотных волн. Если к этому добавить, что возникновение коллективных полей в среде с невысокой степенью ионизации сопровождается еще и газоразрядными эффектами⁶, то станет ясно, насколько трудным является создание всеобъемлющих единых представлений об электронно-пучковой плазме. Как и со многими другими сложными системами, здесь, в основном, пока приходится довольствоваться выводами, вытекающими из изучения того или иного из перечисленных процессов изолированно от остальных.

Рассматриваемые ниже высокочастотные движения электронов в плазме с пучком — в этом смысле не исключение. Можно, однако, выразить уверенность, что информация об основных свойствах нелинейных электронных волн необходима для правильного понимания всего комплекса явлений как в электронно-пучковой плазме, так и в ионно-пучковых системах⁷. С другой стороны, многие известные экспериментальные факты объясняются движением одного лишь электронного компонента. Не случайно впервые коллективное пучково-плазменное взаимодействие проявилось как раз в возбуждении высокочастотных плазменных колебаний⁸⁻¹¹.

Механизм возбуждения электронных волн стал понятным после открытия плазменно-пучковой неустойчивости^{12, 13}, стимулировавшего обширные теоретические исследования взаимодействия пучка с плазмой в линейном приближении, а также соответствующие эксперименты. Анализ полученных при этом результатов содержится в обзорах и монографиях (см. например, ^{1, 14-16}).

Дальнейший успех в развитии теории релаксации пучка в плазме был достигнут при изучении одной из разновидностей плазменно-пучковой системы, а именно, плазмы, содержащей пучок с широкой функцией распределения электронов по скоростям. На основе представлений о возбуждении в такой системе большого числа волн с хаотическими фазами была построена квазилинейная теория¹⁷⁻¹⁹, согласно которой «горб на хвосте» сглаженной функции распределения $f_0(v)$ из-за воздействия малых колебаний ($\tilde{f}_1 \ll f_0$) должен постепенно расширяться в сторону малых скоростей до конечного состояния — состояния с «плато». В соответствии с эволюцией функции распределения должен расширяться и спектр возбужденных волн.

Основные выводы квазилинейной теории были экспериментально подтверждены в работе²⁰, в которой предпринимались специальные меры, чтобы инжектируемый в плазму пучок состоял из электронов с непрерывным распределением по скоростям в широком диапазоне значений.

Следует, однако, сказать, что в условиях подавляющего числа других экспериментов квазилинейная теория не применима и не дает объяснения всей совокупности наблюдаемых фактов, хотя и предпринимались попытки

интерпретировать отдельные данные на ее основе. Ситуация здесь проявилась лишь после того, как в машинных ²¹, ²² и лабораторных ²³ экспериментах была установлена важная роль процесса фазовой фокусировки электронов быстрого моноэнергетического пучка в плотные сгустки.

Последующие теоретические и экспериментальные исследования показали, что целый ряд нелинейных свойств плазменно-пучковой системы определяется динамикой этих заряженных сгустков, названных «макрочастицами» ²⁴, в поле возбуждаемой ими монохроматической волны.

Ряд теоретических аспектов динамики пучка в монохроматических плазменных волнах освещен в обзоре ²⁵. В то же время взаимоотношение результатов многочисленных экспериментальных и теоретических исследований пока не анализировалось.

В настоящей статье дано систематическое описание эффектов плазменно-пучкового взаимодействия, связанных с возбуждением регулярных продольных волн сгустками электронов. Рассматриваются только нерелятивистские пучки, поскольку однозначные экспериментальные данные о группировке в плазме получены именно с такими пучками. В гл. описываются экспериментальные факты, которые, не получая долгое время удовлетворительного объяснения, стимулировали развитие представлений о группировке пучка в плазме. Гл. 3 посвящена волнам Ван Кампена ²⁶. Возможность этих волн в плазме связывается с модулированными пучками ³, и поэтому нельзя обойти вопрос об их отношении к волнам, обычно наблюдаемым в плазменно-пучковой системе. Этот раздел совместно с гл. 4 можно рассматривать как введение в теорию процесса группировки пучка, стационарно инжектируемого в плазму (гл. 5). В гл. 6 приводятся результаты прямой экспериментальной проверки этой теории. В гл. 7 и 8 речь идет о нелинейных периодических стационарных волнах Бернштейна — Грина — Крускала ²⁷ (волнах БГК), в которых сгустки также играют важную роль. Специальное внимание уделено условиям их возбуждения. Именно выяснение этих условий позволило экспериментально реализовать квазистационарные электронные волны БГК ²⁸, ²⁹.

2. ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ БЕГУЩИХ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Разнообразие задач, связанных с взаимодействием электронных пучков с плазмой, естественно привело к многочисленным экспериментам, различающимся параметрами плазмы и пучка, величиной внешних полей, диагностическими средствами и т. д. Тем не менее, существует ряд типичных фактов, многократно повторяющихся в изученных системах. На последнем обстоятельстве не всегда акцентируется внимание, но именно эти факты, с одной стороны, указывают на общность процессов, протекающих в широком диапазоне экспериментальных условий, а с другой, — являются первым пробным камнем теории плазменно-пучкового взаимодействия. Под таким углом зрения и следует воспринимать материал настоящего эмпирического раздела, который посвящен описанию «макроскопической» картины пучкового возбуждения бегущих продольных волн.

а) Экспериментальные установки, условия, параметры

Перечислим наиболее существенные условия плазменно-пучкового эксперимента (рис. 1).

1) Пучок вводится в плазму извне через ее границу. В ряде установок посредством СВЧ резонатора, зонда или спирали на пучок, входящий

в плазму, накладывается малая модуляция. При импульсной инжекции пучков длительность импульсов намного превосходит время развития неустойчивости, поэтому условия плазменно-пучкового взаимодействия, по существу, такие же, как и при стационарной инжекции пучка.

2) Пучок в плоскости инжекции имеет малый тепловой разброс электронов по скоростям, т. е. выполняется соотношение $\Delta v/v_0 \ll 1$, где v_0 — средняя скорость электронов пучка, Δv — интервал, в котором распределены скорости электронов.

3) Плазма в области взаимодействия создается либо независимо от пучка каким-нибудь разрядом, либо самим пучком.

4) Во многих установках используется внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси пучка. Несмотря на то, что в магнитном поле

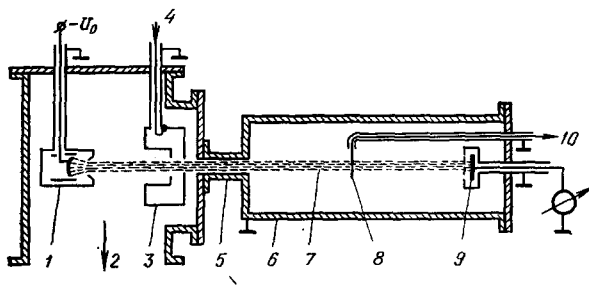


Рис. 1. Схема установки для плазменно-пучкового эксперимента.

1 — электронная пушка, 2 — к насосу, 3 — СВЧ резонатор для модуляции пучка, 4 — ввод СВЧ мощности, 5 — канал перепада давления, 6 — плазменная камера, 7 — пучок в плазме, 8 — зонд, 9 — коллектор пучка, 10 — к приборам, анализирующим колебания.

количество возможных ветвей колебаний возрастает, в ряде случаев авторы могли выделить эффекты, связанные с возбуждением бегущих вдоль пучка продольных волн. Как будет видно из дальнейшего материала, эти эффекты, по существу, не отличаются от наблюдаемых без магнитного поля.

5) Прощедший через плазму пучок попадает на коллектор, ограничивающий протяженность области взаимодействия. Известны факты сильного влияния коллектора на колебания³⁰⁻³², что связано, в частности, со вторичной электронной эмиссией³². Однако в большинстве описанных ниже экспериментов это влияние, по-видимому, незначительно. В плоскости коллектора стандартными методами анализируется функция распределения электронов пучка по продольным скоростям.

Наиболее характерные данные ряда работ, в которых наблюдались описываемые ниже «макроскопические» эффекты, отражены в таблице I. В частности, в ней приведены сведения, относящиеся к иллюстрациям, использованным в обзоре. Указаны также значения параметров, имеющих принципиальное значение при сопоставлении того или иного эксперимента с теорией ($\Delta f/f$, n_b/n_p и др.).

б) Свойства возбуждаемых колебаний

Из табл. I можно видеть, что в соответствии с широким интервалом параметров исследовавшихся плазменно-пучковых систем в разных экспериментах наблюдались колебания с сильно различающимися, вообще говоря, частотами в широкой области СВЧ диапазона (10^2 — 10^4 МГц). В отсутствие магнитного поля измеренные частоты колебаний оказываются близкими к электронной плазменной частоте в полном согласии с линейной теорией плазменно-пучкового взаимодействия. Соответствие частот

колебаний бегущих волн с линейной теорией обычно отмечается и в экспериментах, выполненных при наложении внешнего магнитного поля.

Важнейшей характеристикой возбуждаемых волн является пространственное распределение их интенсивности. При достаточной чувствительности приемников колебания можно зарегистрировать во всем объеме камеры взаимодействия, а если камера выполнена из диэлектрика, то

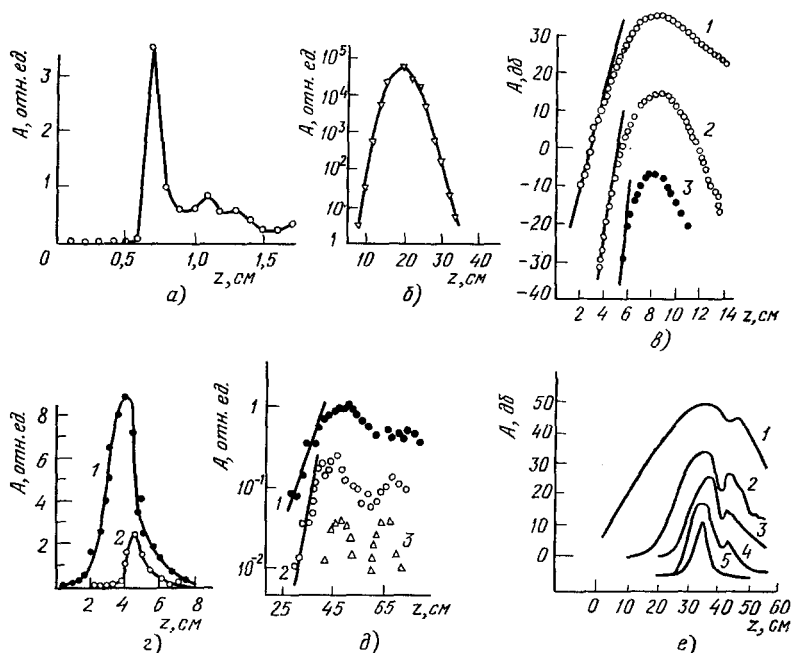


Рис. 2. Зависимости интенсивности основной и кратных гармоник (отмечены цифрами) от расстояния до плоскости инъекции пучка в плазму, полученные в работах ³³ (а), ⁴² (б), ⁵¹ (в), ²³ (г), ⁴⁵ (д) и ⁴⁸ (е).

и вне ее ^{42, 44, 54}. Однако измерения зондом показали, что наиболее интенсивные колебания принимаются при введении зонда в область, пронизываемую пучком. За пределами пучка амплитуда сигнала уменьшается на порядки величины ³⁴.

На рис. 2 приведено несколько примеров аксиального распределения интенсивности колебаний, взятых из разных работ. Аналогичные зависимости получены и в других экспериментах. Несмотря на огромное порой различие в экспериментальных условиях (см. табл. I), эти зависимости характеризуются наличием четко выраженного главного максимума — зоны сильных колебаний. На предшествующем участке обычно наблюдается экспоненциальное нарастание амплитуды с расстоянием. За максимумом же характер затухания волны сильно зависит от конкретных экспериментальных условий. В одних случаях ^{34, 39–41, 50} амплитуда убывает быстро и монотонно, как на рис. 2, б—г, в других ^{30, 43, 45, 52} на участке спада наблюдается повторный максимум (рис. 2, а, д, е), но с существенно меньшим значением амплитуды. Как бы то ни было, результаты множества измерений (по-видимому, единственным исключением является работа ⁵⁵) свидетельствуют о существовании на некотором расстоянии от плоскости входа пучка в плазму локализованной области наиболее интенсивных колебаний. Это расстояние зависит от параметров системы, возрастаая

Параметры плазменно-

Параметры	1939 г. 11	1959 г. 33	1959 г. 34	1960 г. 35	1960 г. 36
Энергия электронов пучка, эВ	20	20,6	40—120	$8 \cdot 10^4$	$< 3 \cdot 10^3$
Ток пучка, А	0,02—0,1	0,034	10^{-3} — $5 \cdot 10^{-2}$	1	$(1-2) \cdot 10^{-3}$
Диаметр пучка, см	0,5		0,3—0,5	0,5	0,2—0,4
Род газа, давление, мм. рт. ст.	Hg $5 \cdot 10^{-3}$	Hg $1,2 \cdot 10^{-3}$	Hg $1 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-2}$	Ar, H ₂ , N ₂ 10^{-2} — 10^{-3}
Частота возбуждаемых колебаний f , ГГц	1,5	0,7	0,75—1,5	2,7	2—3
Плазменная частота, ГГц	$\geq f$	$\approx 0,65$	$\approx f$	2,4	$\approx f$
Электронная циклотрон. частота, ГГц	0	0	0	0	0
Относительная полуширина спектра колебаний, $\Delta f/f$		$2 \cdot 10^{-2}$		0,14	0,2
Температура плазменных электронов, эВ		2—8			
Отношение плотности пучка к плотности плазмы, n_p/n_p	0,1—0,4		0,02—0,2	0,03	
Происхождение плазмы **)	а	а	б	б	б
Длительность импульса, мкс	Стац.	Стац.	Стац.	2	Стац.
Способ внешней модуляции	Отсутствует	Отсутствует	Отсутствует	1) Отсутствует 2) Резонатором	Отсутствует

*) Приведен диапазон параметров или их среднее значение.

**) а—прикатодная область дуги с накалившимся катодом, б—вспомогательный г—плазма, вытекающая из вспомогательного разряда в вакуум.

Параметры	1969 г. 42	1969 г. 43	1971 г. 44	1972 г. 45
Энергия электронов пучка, эВ	$(1-2) \cdot 10^4$	100—200	300—500	385
Ток пучка, А	0,1—1	$(4-250) \cdot 10^{-6}$	10^{-5} — 10^{-4}	$2 \cdot 10^{-3}$
Диаметр пучка, см	1	0,6		0,6
Род газа, давление мм. рт. ст.	Ne $4 \cdot 10^{-2}$	H ₂ $1,5 \cdot 10^{-5}$	Hg 10^{-3}	Ar $5 \cdot 10^{-4}$
Частота возбуждаемых колебаний f , ГГц	27—39	0,145	4	0,31
Плазменная частота, ГГц	$\approx f$	0,19	$\approx f$	0,28
Электронная циклотрон. частота, ГГц	0	0,78	0,28	0,195
Относительная полуширина спектра колебаний, $\Delta f/f$		0,1		$1,5 \cdot 10^{-2}$ (без модул.) $3 \cdot 10^{-4}$ (с мод.)
Температура плазменных электронов, эВ	1	11	4	8

Таблица I

пучковых экспериментов *)

1963 г. 37, 1965 г. 38	1963 г. 30	1965 г. 39	1967 г. 40	1967 г. 41	1969 г. 23
15·10 ³	100	20—40	(1—1,5)·10 ³	4·10 ² —10 ³	100—200
5—8	0,13	0,03—0,25	(5—25)·10 ⁻³	0,02—0,1	(3—30)·10 ⁻³
1	0,5		0,3	0,9	≈ 0,5
Воздух	Hg	Hg	H ₂	He	Ar
10 ⁻⁴ —10 ⁻³	(1—2)·10 ⁻³	(0,2—1)·10 ⁻³	2,5·10 ⁻²	6·10 ⁻⁴	10 ⁻³ —10 ⁻²
0,83	2	0,1—0,5	1,35	0,3—0,9	0,5—1,5
1,26		≈ f	≈ f	0,6—1,5	≤ f
2,6	0	0	0,5	1,1	0
0,06—0,1 (без модуля- ции)		0,15—0,2	≈ 0,08	0,15—0,2	
40		3		10—25	
0,1	0,15		0,07	0,04	0,01—0,1
в	а	а	в	г	в
3,6	Стац.	Стац.	Стац.	3	Стац.
1) Отсутствует 2) спиралью	Отсутст- вует	Отсутствует	Отсутст- вует	Зондом	1) Отсутствует 2) Резонатором

ный разряд, создаваемый на пути пучка, в—плазменно-пучковый разряд,

1973 г. 46, 47	1973 г. 48 1976 г. 49	1973 г. 50	1973 г. 51	1975 г. 52	1979 г. 53
100—500	100—1000	10 ³	100	(2—10)·10 ³	14·10 ³
(0,5—8)·10 ⁻³	≤ 3·10 ⁻³	0,02—0,1	10 ⁻⁵ —10 ⁻³	(2—60)·10 ⁻³	(2—20)·10 ⁻³
H ₂	0,6		0,5	0,5	
10 ⁻⁵	He	He	Ar	Ar	He, Ne
0,1	(2—8)·10 ⁻⁴	5·10 ⁻³ —5·10 ⁻²	10 ⁻⁴ —10 ⁻³	7·10 ⁻⁵ —5·10 ⁻⁴	(3—8)·10 ⁻²
	0,71	0,2—1	1	1,5	8,8
	0,6	0,6—1	≈ f	1,3	1,03 f
2,6	0,5	0	0,56	0,94	0
	7·10 ⁻²	0,3	0,1	≤ 2·10 ⁻³	1,5·10 ⁻³
14	1—8		3—4	4—6	≈ 0,7

Параметры	1969 г. 42	1969 г. 43	1971 г. 44	1972 г. 45
Отношение плотности пучка к плотности плазмы, n_b/n_p	10^{-5} — 10^{-4}	$3 \cdot 10^{-3}$ — $0,1$	$5 \cdot 10^{-5}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$
Происхождение плазмы	б	г	б	в
Длительность импульса, мкс	1,5—10	Стац.	Стац.	Стац.
Способ внешней модуляции	Отсутствует	Зондом	1) Отсутствует 2) Спиралью	Зондом

с увеличением энергии пучка и уменьшаясь с ростом его плотности ^{11, 34, 42, 51}.

Весьма важным свойством колебаний, определяющим поведение системы на нелинейной стадии, является высокая степень их регулярности даже в отсутствие предварительной модуляции пучка. Как видно из

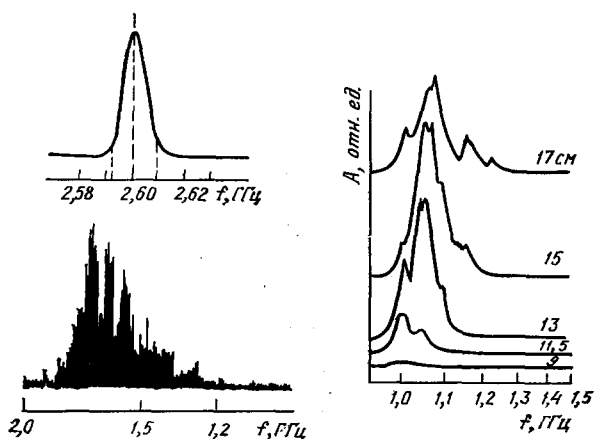


Рис. 3. Примеры узкого и «широкого» спектров из работы ⁵⁹ и эволюция спектра с расстоянием ⁶¹.

Пучок без предварительной модуляции.

таблицы, полуширина измеренных частотных спектров Δf обычно намного меньше основной частоты, особенно в экспериментах со слабым пучком и независимо образуемой плазмой. С увеличением плотности пучка, когда колебания начинают влиять на средние параметры плазмы спектр несколько расширяется. Установлено, что при этом генерация колебаний может происходить всплесками, которые соответствуют различным ветвям неустойчивости, т. е. с течением времени СВЧ спектр изменяется ^{58, 59}. Осциллографирование формы высокочастотного сигнала в этих условиях с последующим корреляционным анализом реализаций показало, что колебания могут быть представлены чередующимися отрезками квазигармонических функций с отличающимися частотами и амплитудами ⁶⁰. Длительности некоторых квазигармонических пугов достигают многих десятков периодов ^{47, 61}.

Еще более регулярные колебания возбуждаются в плазме при слабой модуляции пучка монохроматическим сигналом. Если амплитуда модуляции достаточно велика, то в системе остаются колебания только с навязанной частотой ⁶²⁻⁶⁴. Колебания с другими частотами подавляются.

Некоторое представление о частотных спектрах в плазменно-пучковой системе и их эволюции с расстоянием дают примеры на рис. 3.

Наконец, необходимо отметить нелинейность возбуждаемых регулярных колебаний. Еще в работе ⁶⁵ отмечалось наличие в их частотном спектре кратных высших гармоник. Высшие гармоники наблюдались затем и в других экспериментах (см. например ^{23, 38, 44, 46, 47}). Детальное исследование

Продолжение табл. I

1973 г. 46, 47	1973 г. 48 1976 г. 49	1973 г. 50	1973 г. 51	1975 г. 52	1979 г. 53
$5 \cdot 10^{-4} - 10^{-2}$	$10^{-3} - 10^{-2}$	10^{-2}	$10^{-4} - 10^{-3}$	$10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2}$	
г Стац.	г Стац.	в Стац.	б Стац.	г З	б 1,5—10
Отсутствует	Зондом	1) Отсутствует 2) Резонатором	Отсутствует	Резонатором	Не указан

поведения гармоник проведено в работах 41, 48, 51, 66. Из представленных на рис. 2 зависимостей видно, что все гармоники имеют максимум, расположенный там же, где и максимум первой гармоники. Чем выше номер гармоники, тем дальше начинается ее рост. Это указывает на то, что колебания кратных гармоник не возникают на входе пучка, а рождаются на некотором расстоянии в процессе плазменно-пучкового взаимодействия.

в) Эволюция функции распределения электронов пучка

Другим весьма характерным проявлением возбуждения пучком продольных волн в плазме является сильное размытие функции распределения электронов пучка по скоростям в условиях, когда парные столкновения настолько редки, что не должны существенно влиять на пучок. Мы пока говорим о функции распределения, усредненной за времена большие не

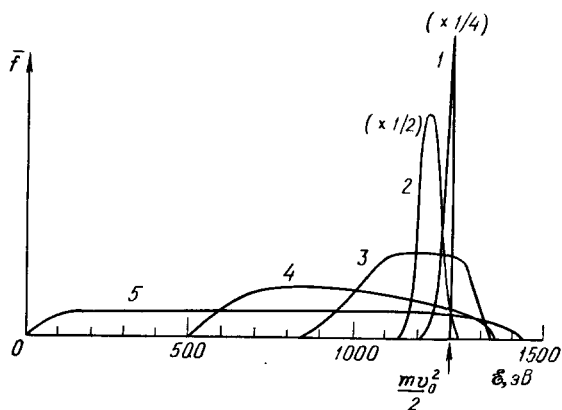


Рис. 4. Нормированные усредненные функции распределения электронов пучка по энергиям.

Измерены на расстоянии 26 см от пучки при различных значениях тока пучка I_p (мА) — 2 (1), — 10 (2), — 12 (3), — 16,5 мА (4) и — 22 (5).

только в сравнении с периодом высокочастотных колебаний, но и с длительностью отдельных квазигармонических пучков, о которых речь шла выше. На ранних этапах плазменно-пучковых исследований в целом ряде работ были получены данные только о такой, относительно легко измеряемой функции распределения 11, 34, 37, 40, 42.

В качестве иллюстрации характера изменения усредненной функции распределения с расстоянием приведем рис. 4, взятый из работы 40. Как отмечают ее авторы, увеличение тока пучка эквивалентно (в смысле влияния на функцию распределения) отодвиганию зонда-анализатора от места инжекции пучка в плазму.

Можно видеть, что по мере распространения в глубь плазмы пучок перестает быть моноэнергетичным. Разброс электронов по продольным скоростям особенно быстро возрастает в области максимума аксиальной зависимости амплитуды колебаний. За ним ширина функции распределения может стать сравнимой с невозмущенной скоростью пучка. Существенным моментом является ускорение части электронов пучка. Электроны с энергиями, в 1—1,5 раза превышающими начальную, наблюдались и в других работах, в частности, с использованием оптической методики ⁶⁷, ⁶⁸, определенно не вносящей никаких возмущений в исследуемую систему.

Такое же сильное расширение усредненной функции распределения с появлением ускоренных электронов наблюдается и при взаимодействии с плазмой пучка, слабо модулированного перед инжекцией в плазму ²³.

г) Плазменно-пучковый разряд

В тех случаях, когда степень ионизации в плазме не высока, а пучок достаточно плотен, возбуждаемые колебания проявляются в свечении плазмы. Колебания влияют на внешний вид плазменно-пучковой системы двояким образом. Во-первых, высокочастотное поле искривляет траектории пучковых электронов и тем самым в отсутствие магнитного поля видоизменяет более или менее четко очерченный светящийся след пучка, возникающий из-за возбуждения атомов ударами его быстрых электронов. С другой стороны, поскольку в видимое излучение существенный вклад вносят и атомы, возбуждаемые ударами относительно медленных плазменных электронов, средняя кинетическая энергия которых зависит от амплитуды коллективных колебаний, то яркость и цвет различных областей системы коррелируют с пространственным распределением интенсивности высокочастотных полей.

На рис. 5, а приведена фотография катодной области дугового разряда в ртути ⁶⁹. В плазме, пронизываемой электронным пучком, четко выделяются следующие области: *B* — катодный слой, *C* — почти параллельный пучок электронов, *E* — резко очерченная с катодной стороны зона повышенной яркости, *F* — отклоненные электронные лучи. Резкий максимум аксиального распределения амплитуды (см. рис. 2, а) наблюдается именно в области *E*, для которой было введено специальное наименование — «мениск». В некоторых случаях отмечалась радиальная фокусировка пучка перед бурным рассеянием в мениске ^{32, 70}.

Отклоненные электронные лучи и светящаяся область рассеяния наблюдаются также при инжекции предварительно модулированного пучка в газ ²³, причем детали световых эффектов зависят от частоты модуляции (рис. 5, б, в). При увеличении ускоряющего напряжения как в модулированном, так и в немодулированном пучке границы плазменного образования, где локализованы наиболее интенсивные колебания, становятся более размытыми (рис. 5, г) ⁷¹.

Особенности свечения плазмы приводят к естественной мысли о том, что возбуждаемое пучком продольное высокочастотное поле может существенно сказаться на балансе заряженных частиц в плазме. И действительно, измеренные значения плотности плазмы, создаваемой инжекцией плотного пучка в газ, на порядки превышают те, которые следовало бы ожидать при учете одних лишь парных столкновений пучковых электронов с атомами. Более того, изменение плотности плазмы с давлением носит характер пробоя газа — при достижении некоторого критического давления концентрация плазмы возрастает скачкообразно с одновременным возникновением интенсивных СВЧ колебаний.

Эти и некоторые другие факты, установленные первоначально в магнитном поле ⁷²⁻⁷⁶, а затем и без него ^{23,50,71,77}, послужили основанием для развития представлений о новой разновидности газового разряда — плазменно-пучкового ^{6,78,79}. В нем ионизация осуществляется преимущественно плазменными электронами, которые ускоряются в высокочастотном

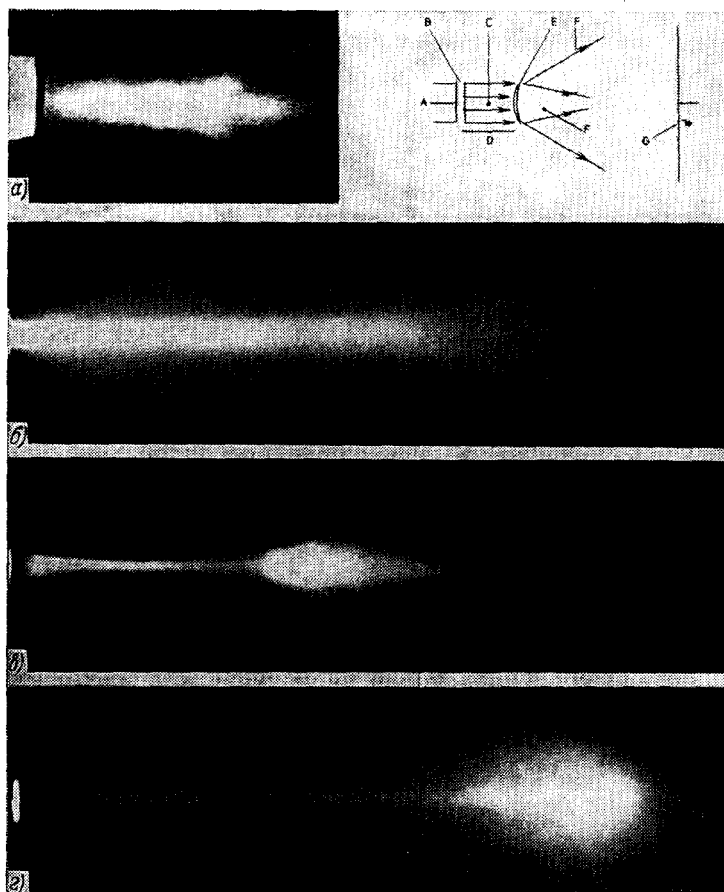


Рис. 5. Внешний вид плазменно-пучкового разряда без магнитного поля.

а) «Менисковый» разряд и его схематическое изображение; б, в) модулированный пучок, инжектируемый в газ, $U_0 \sim 100$ В; г) пучок без предварительной модуляции, $U_0 = 1,35$ кВ.

поле возбуждаемых пучком коллективных колебаний. Многие данные, приведенные в настоящем обзоре, получены в условиях, когда плазма создается самим пучком посредством плазменно-пучкового разряда.

3. ВЫНУЖДЕННЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Прежде чем переходить к объяснению отмеченных выше особенностей регулярных электронных колебаний (оно будет дано в разделах 5 и 6), целесообразно остановиться на отличии волн, возбуждаемых в плазме заданным пучком, от волн, возможных в плазме в отсутствие пучка.

Рассмотрим одномерные продольные волны в плазме с неподвижным ионным фоном. Пренебрежем сначала тепловым движением электронов.

В общем случае через плазму может проходить пучок заряженных частиц с плотностью тока j_b , имеющей постоянную составляющую j_0 . В случае малых возмущений плазмы, используя для нее (но не для пучка) линейное приближение, легко получить уравнение для безвихревого электрического поля E :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \omega_p^2 E = -4\pi \frac{\partial j_b}{\partial t}, \quad (3.1)$$

где $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_p}{m}}$ — плазменная частота, n_p — концентрация плазмы.

Уравнение (3.1) — это уравнение осциллятора, колеблющегося под действием вынуждающей силы, которая создается модулированным пучком.

Пусть в момент $t = 0$ в плазму вводится пучок с гармонической модуляцией плотности, движущийся со скоростью v_0 . Представим себе далее гипотетическую ситуацию, а именно, будем считать, что возникающие в плазме поля не влияют на движение частиц пучка, так что для $t > 0$ имеем $j_b = j_1 \sin(\omega t - k_0 z)$, где $k_0 = \omega/v_0$. При этом малейшая диссипация (не отраженная в уравнении (3.1)) приведет к тому, что после некоторого переходного процесса в системе установится режим вынужденных колебаний, описываемых частным решением уравнения (3.1):

$$E = -\frac{4\pi\omega}{\omega_p^2 - \omega^2} j_1 \cos(\omega t - k_0 z), \quad \omega \neq \omega_p. \quad (3.2)$$

Таким образом, если без пучка в холодной плазме возможны колебания только с $\omega = \omega_p$, то при наличии пучка могут существовать волны с любой частотой ω , — определенного дисперсионного соотношения для этих волн нет.

Можно ли распространить этот вывод на плазму с ненулевой температурой? С этой целью, ограничиваясь случаем малых возмущений, воспользуемся линеаризованным уравнением Власова для электронов плазмы и уравнением Пуассона, в котором учтем наличие модулированного пучка, причем опять будем предполагать пучок «жестким» — с неизменяющейся модуляцией плотности.

Запишем:

$$\frac{\partial f'}{\partial t} + v \frac{\partial f'}{\partial z} - \frac{e}{m} E \frac{\partial f_0}{\partial v} = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -4\pi e \int f' dv + 4\pi \frac{j_1}{v_0} \sin(\omega t - k_0 z), \quad (3.4)$$

где f_0 — равновесная функция распределения электронов плазмы по скоростям, f' — отклонение от равновесия. Система уравнений (3.3), (3.4) легко сводится к неоднородному уравнению для f' :

$$\frac{\partial^2 f'}{\partial t \partial z} + v \frac{\partial^2 f'}{\partial z^2} + \frac{4\pi e^2}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v} \int f' dv = \frac{4\pi e j_1}{m v_0} \frac{\partial f_0}{\partial v} \sin(\omega t - k_0 z). \quad (3.5)$$

Поскольку решение однородного уравнения, соответствующего (3.5), в случае $\partial f_0 / \partial v < 0$ описывает волновой процесс с бесстолкновительным затуханием, а в реальной плазме существует еще и столкновительное затухание, то естественно ожидать, что колебания, возбуждаемые заданным пучком, по истечении переходного процесса придут к установившемуся режиму. В системе останется только стационарная волна, синхронная с пучком, так же, как и в случае холодной плазмы.

Установившаяся волна описывается частным решением уравнения (3.5)

$$f'(v, z, t) = f_1(v) \sin(\omega t - k_0 z).$$

Подставляя это решение в (3.5) и интегрируя по скорости, можно получить уравнение для амплитуды колебаний плотности плазмы $n_1 = \int f_1 dv$:

$$n_1 + n_1 \frac{4\pi e^2}{mk_0} \int \frac{\partial f_0 / \partial v}{\omega - k_0 v} dv = \frac{4\pi e j_1}{mk_0 v_0} \int \frac{\partial f_0 / \partial v}{\omega - k_0 v} dv. \quad (3.6)$$

Этому уравнению соответствует дисперсионное соотношение, в которое входит не зависящая от k_0 и ω произвольная постоянная j_1 , т. е. возможна любая зависимость между действительными ω и k_0 .

Впервые такое дисперсионное соотношение было получено Ван-Кампеном²⁶. Волны Ван-Кампена можно интерпретировать как поляризованные волны, сопровождающие модулированный пучок³. Мы хотели бы обратить внимание на условия существования линейных стационарных волн Ван-Кампена, которые состоят в следующем:

1) Пучок не должен деформироваться при движении через плазму. Приблизиться к выполнению этого условия можно, если инжектировать в плазму модулированный по плотности электронный пучок настолько слабый, чтобы возбуждаемое электрическое поле было исчезающе малым. Еще лучше, если пучок составить из тяжелых ионов.

2) После начала инжекции заданного недеформируемого пучка в предварительно невозмущенную плазму должно пройти некоторое время, чтобы в системе завершился переходный режим.

Заметим, что эксперименты, описанные в гл. 2, явно указывают на нестационарность регулярных волн в обычных плазменно-пучковых системах, несмотря на существование условий для установившегося режима (пучок инжектируется постоянно).

На основании приведенного выше рассмотрения естественно связать это обстоятельство с пространственными изменениями переменной плотности пучка. Чтобы лучше представить поведение последнего в плазме, вспомним основные особенности динамики пучка в вакууме, подробно изученной в связи с задачами СВЧ электроники^{80,81}.

4. ГРУППИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ВАКУУМЕ

Пусть одномерный моноэнергетический поток электронов проходит через неподвижный ионный фон, компенсирующий статическое электрическое поле. В начальном сечении ($z = 0$) будем гармонически модулировать скорость пучка v :

$$v|_{z=0} = v_0 - v_1 \sin \omega t, \quad j_b|_{z=0} = j_0.$$

Возмущения, вносимые в поток модуляцией, сносятся вместе с ним в направлении $z > 0$. В случае малых возмущений (критерий будет приведен ниже) поведение системы может быть описано в терминах бегущих линейных волн объемного заряда (быстрой и медленной). При произвольных же амплитудах более эффективным оказывается другой, также хорошо известный подход, заключающийся в изучении эволюции движущихся электронных сгустков. Здесь мы приведем лишь качественную картину этого процесса. О методе его количественного описания будет кратко сказано в связи с анализом динамики пучка в плазме.

Представим себе, что поток в координате $z = 0$ в моменты времени $t = 2n\pi/\omega$ (n — целое число) рассекается на части воображаемыми плоскостями, ориентированными перпендикулярно потоку и движущимися вдоль z с постоянной скоростью, равной невозмущенной скорости электронов v_0 . Так как поведение всех таких частей, имеющих протяженность

$\lambda = 2\pi v_0/\omega$, вследствие периодичности процесса по времени будет идентичным, проследим за электронными слоями, заполняющими одну из них. С этой целью «поемим» слои, введя параметр t_0 — момент прохождения слоем координаты $z = 0$, и некоторые из них, выбранные через одинаковый интервал Δt_0 , будем отображать точками на фазовой плоскости

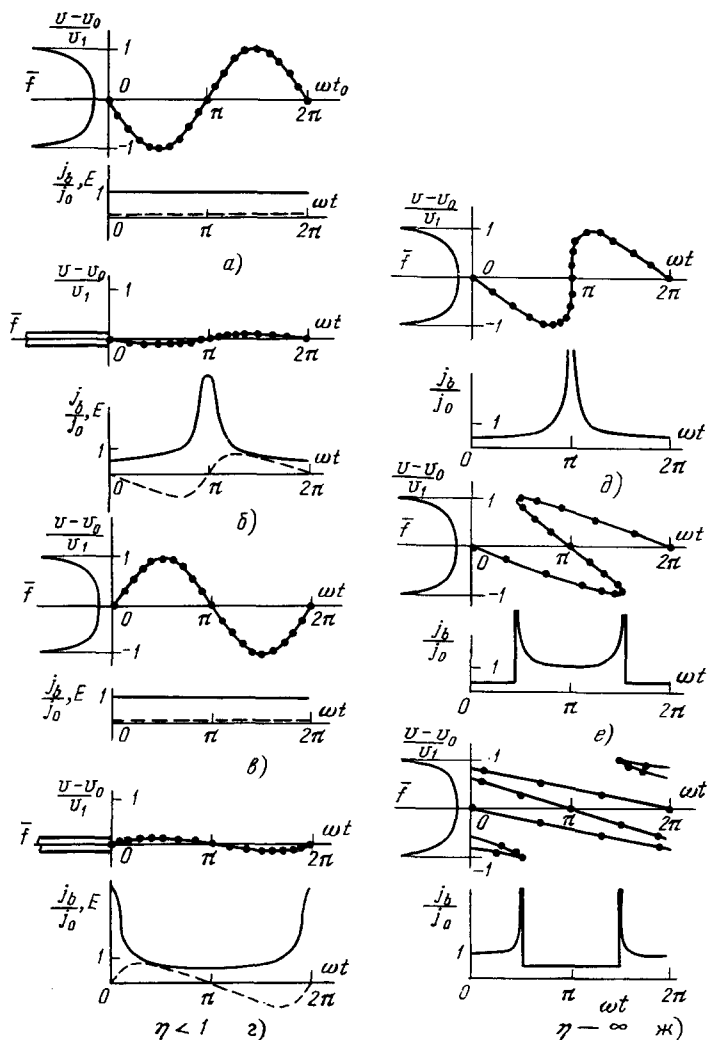


Рис. 6. Динамика электронных слоев на фазовой плоскости, эволюция усредненной по времени функции распределения $\bar{f}(v)$ (слева), плотности тока пучка j_b (сплошные линии) и электрического поля E (штриховые).

$\eta = v_1\omega/v_0\omega_b$, $\omega_b = \sqrt{4\pi e j_0/mv_0}$ — собственная частота пучка; а) $z = 0$, б) $z \leq (\pi/2) v_0/\omega_b$, в) $z = \pi v_0/\omega_b$, г) $z \leq (3/2) \pi v_0/\omega_b$, д) $z = 8K \equiv v_0^2/v_1\omega$, е) $z = 3SK$, ж) $z = 6SK$.

$[(v - v_0)/v_1, \omega t]$ в движущейся со скоростью v_0 системе отсчета (рис. 6). Для каждой координаты $z \geq 0$ по оси абсцисс откладывается время, отсчитываемое от того момента, когда в эту координату приходит первая из двух упомянутых воображаемых плоскостей. Изменение расположения выбранных электронных слоев на фазовой плоскости в зависимости от z хорошо иллюстрирует динамику пучка.

При малых z движение точек на фазовой плоскости зависит только от исходного состояния системы. Точки положительного полупериода на рис. 6а с увеличением z будут двигаться влево, нижнего — вправо. В результате плотность электронов начнет возрастать в окрестности фазы π . Этот процесс группировки будет далее существенно зависеть от отношения кинетической энергии модуляции к возможной потенциальной энергии, связанной с разделением зарядов системы.

Если величина этого отношения, которое мы обозначим η , меньше единицы, то электрическое поле, возникающее при группировке и препятствующее ей (рис. 6, б), оказывается достаточным для того, чтобы сначала остановить точки на фазовой плоскости, а затем сообщить им обратное движение. При этом, как показано на рис. 6, а — г, будет осуществляться периодическая по z группировка и разгруппировка электронов. Другими словами, — это нелинейные ленгмюровские колебания, локализованные между двумя выбранными движущимися плоскостями. При $\eta \ll 1$ степень периодической группировки пучка мала — колебания линейны. В этом случае весь процесс может быть описан как результат суперпозиции быстрой и медленной волн объемного заряда, распространяющихся с постоянной амплитудой.

Совсем иначе эволюционируют сгустки при $\eta > 1$. Теперь уже электрическое поле не в состоянии остановить сходящиеся к центру периода электронные слои. Они обгоняют друг друга, и движение становится аперiodическим. Крайний случай, соответствующий $\eta \rightarrow \infty$, проиллюстрирован на рис. 6, а, д, е, ж. Все точки на фазовой плоскости с увеличением z перемещаются параллельно оси абсцисс с неизменяющимися скоростями, заданными при $z = 0$. В координате $S_K = v_0^2/v_1\omega$ образуется электронный сгусток, плотность которого в центре стремится к бесконечности — осуществляется так называемая фазовая фокусировка. За координатой фазового фокуса из-за обгона одних электронов другими или, по-другому, вследствие опрокидывания волны сгусток оказывается составленным из электронов, которые распределены между тремя потоками, движущимися с разными скоростями (рис. 6, е). Общая ширина сгустка увеличивается, а средняя его плотность убывает, хотя на границах наблюдаются узкие всплески плотности. Еще дальше от S_K электроны выходят за пределы рассматриваемого промежутка (рис. 6, ж). С ростом z число совмещенных потоков, на которые разбивается пучок, неограниченно возрастает, плотность электронов везде выравнивается, за исключением «пиков» плотности, которые становятся все тоньше при неизменном их числе⁸².

5 ТЕОРИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ В ПЛАЗМЕ

Естественно ожидать, что и в плазме при возникновении условий для модуляции скорости пучка будет осуществляться его фазовая фокусировка. Соответствующие, скорее интуитивные, чем обоснованные соображения высказывались еще в самых ранних исследованиях, однако казалось, что их никак нельзя согласовать со строгой линейной теорией плазменно-пучкового взаимодействия. Кроме того, наблюдаемые на границе плазмы модулирующие поля были намного меньшими, чем требовалось для удовлетворительного соответствия величины S_K с экспериментальными данными. Вопрос оставался открытым до тех пор, пока в численных^{21,22} и лабораторных²³ экспериментах не было однозначно показано, что механизм нелинейности электронных волн, раскачиваемых пучком в плазме, заключается именно в фазовой фокусировке, приводящей к образованию

плотных сгустков, причем линейная стадия пучковой неустойчивости оказалась естественным образом включенной в этот процесс, описывая его начальную стадию. Нелинейная динамика пучка в плазме при различных условиях затем анализировалась в целом ряде работ как во временной задаче⁸³⁻⁸⁹, так и в пространственной⁹⁰⁻⁹⁶. Здесь мы остановимся, главным образом, на последней, как отвечающей условиям реальных экспериментов со стационарной инжекцией пучка в плазму.

а) Метод расчета

Предполагая, что входящий в плазму пучок каким-то образом модулируется на частоте ω , введем переменную t_0 — момент влета некоторого электронного слоя пучка в плазму и воспользуемся уравнением сохранения заряда пучка в виде

$$j_b(0, t_0) dt_0 = j_b(z, t) dt. \quad (5.1)$$

В установившемся периодическом по времени режиме момент прохождения t выбранным слоем координаты z связан с моментом вхождения этого слоя в плазму t_0 очевидным соотношением

$$\omega t = \omega t_0 + \frac{\omega z}{v_0} + g(z, t_0). \quad (5.2)$$

Функция $g(z, t_0)$ представляет собой фазовое запаздывание электронного слоя по сравнению со случаем его невозмущенного движения со скоростью v_0 . Эта функция исчерпывающим образом описывает пространственную эволюцию пучка. В частности, величина $\omega^{-1} \partial g / \partial t_0$, как можно видеть из уравнения (5.1), характеризует степень деформации пучка, происшедшей на рассматриваемом пространственном интервале $[0, z]$. Фазовой фокусировке соответствуют колебания функции $\omega^{-1} \partial g / \partial t_0$ с амплитудой, равной единице. Если плотность тока пучка представлять в виде ряда Фурье по бегущим волнам вида

$$j_b - j_0 = \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ A_n(z) \sin \left[n\omega \left(t - \frac{z}{v_0} \right) \right] + B_n(z) \cos \left[n\omega \left(t - \frac{z}{v_0} \right) \right] \right\}, \quad (5.3)$$

то коэффициенты этого ряда

$$\begin{aligned} A_n(z) &= \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} j_b(z, t) \sin \left[n\omega \left(t - \frac{z}{v_0} \right) \right] dt, \\ B_n(z) &= \frac{\omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\omega} j_b(z, t) \cos \left[n\omega \left(t - \frac{z}{v_0} \right) \right] dt \end{aligned} \quad (5.4)$$

посредством соотношений (5.1) и (5.2) также выражаются через функцию $g(z, t_0)$.

Для нахождения $g(z, t_0)$ необходимо проинтегрировать уравнения движения электронных слоев в электрическом поле $E(z, t_0)$, взятом вдоль их траектории, с учетом начальной модуляции пучка $\tilde{v}|_{z=0} = v_1 \sin \omega t_0$. В простейшем случае малых возмущений скорости $\tilde{v}(z, t_0) \ll v_0$ связь между g и E имеет вид

$$g(z, t_0) = \frac{e\omega}{mv_0^3} \int_0^z dz \int_0^z E(z, t_0) dz + \frac{v_1 z \omega}{v_0^3} \sin \omega t_0. \quad (5.5)$$

Система уравнений замыкается, если электрическое поле выразить через гармоники тока пучка (5.4). Для холодной плазмы это можно сделать посредством уравнения (3.1). В установившемся режиме получим

$$E = 4\pi \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n\omega}{\omega_p^2 - n^2\omega^2} \left\{ B_n(z) \sin \left[n\omega \left(t - \frac{z}{v_0} \right) \right] - A_n \cos \left[n\omega \left(t - \frac{z}{v_0} \right) \right] \right\},$$

$$n\omega \neq \omega_p. \quad (5.6)$$

б) Роль дисперсии плазмы, высшие гармоники

Именно выражение (5.6) раскрывает коренное различие в структуре электрических полей, сопровождающих модулированный пучок в плазме и в вакууме.

В вакууме (этот случай также описывается уравнениями (5.1) — (5.6), если в (5.6) положить $\omega_p = 0$) разность фаз между гармониками электрического поля и плотности заряда такова, что поле всегда стремится растянуть сгустки, устранить деформацию пучка (см. рис. 6). В плазме же пучок, гармонически модулированный по плотности на частоте $\omega < \omega_p$, возбуждает поле, которое смещено по фазе на π по сравнению с вакуумным случаем (диэлектрическая проницаемость отрицательна). Это происходит из-за того, что плотность плазменных электронов колеблется в противофазе с колебаниями заряда пучка так, что внутри электронного сгустка оказывается избыточный заряд положительных ионов. Таким образом, электрическое поле в плазме на частотах $\omega < \omega_p$ сжимает возникающие в пучке уплотнения, причем тем сильнее, чем больше амплитуда первой гармоники плотности пучка. В результате процесс группировки носит экспоненциальный характер не только в самой начальной стадии, описываемой линейной теорией, но близок к нему и в дальнейшем. Фазовая фокусировка в отличие от вакуумного случая осуществляется при малейших амплитудах начальной модуляции скорости. Координата фазового фокуса с учетом экспоненциального нарастания модуляции скорости приближенно рассчитана в работах ^{23, 91}. В частности, при ω , близких к ω_p , она определяется по формуле:

$$S_p \approx \frac{1}{\gamma} \ln 2\gamma S_K, \quad (5.7)$$

где γ — пространственный инкремент нарастания колебаний в линейной теории, S_K — кинематическая координата фазового фокуса (см. разд. 4). Теперь ясно, что из-за логарифмической зависимости S_p от v_1 точное значение последней во всех оценках не играет той большой роли, из-за которой первоначальные представления о фазовой фокусировке подвергались критике. Более того, в плазме фазовая фокусировка возможна и в отсутствие начальной модуляции скорости пучка. Достаточно осуществить малую модуляцию его плотности. Выражение для координаты фазового фокуса при этом имеет вид ⁹⁷

$$S_f \approx \frac{1}{\gamma} \ln \frac{2j_0}{j_1}, \quad (5.8)$$

где j_1 — амплитуда гармонической модуляции при $z = 0$.

Вместе с тем из выражения (5.6) следует, что из-за искажения вследствие фазовой фокусировки первоначально гармонического профиля плотности пучка в суммарном электрическом поле должны проявиться кратные высшие гармоники. При условии $\omega_p/2 < \omega < \omega_p$ эти гармоники сфазированы по отношению к гармоникам плотности пучка так же, как и в

вакууме, и, следовательно, они будут препятствовать сжатию сгустков. В результате волна электрического поля должна приобрести специфический профиль⁹¹, представленный на рис. 7, а структура электронных сгустков усложняется еще до пересечения траекторий. Как и можно было ожидать, расталкивающее действие высших гармоник возрастает с увеличением ω_p/ω .

Уменьшение частоты гармонической начальной модуляции до значений $\omega < \omega_p/2$ должно привести к новому эффекту, возникающему из-за

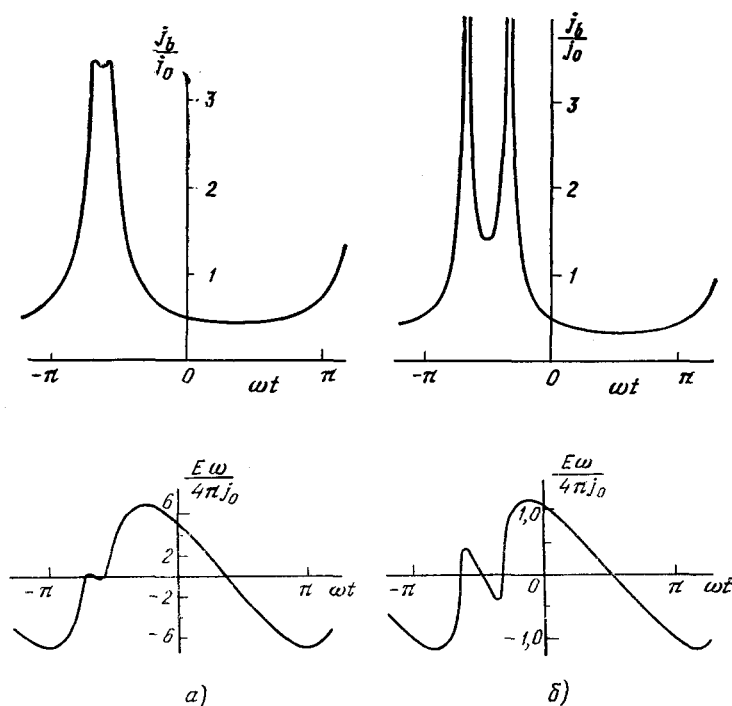


Рис. 7. Рассчитанная структура волны в координате фазового фокуса S_V . Начало отсчета времени произвольно, но одинаковое для зависимостей j_b и E . а) $\omega = 0,91\omega_p$, б) $\omega = 0,6\omega_p$.

того, что вторая гармоника, рождаемая при искажении профиля волны, попадает в область усиления колебаний. Так как при этом пространственный инкремент волны с частотой 2ω много больше, чем инкремент первоначальной волны, то начиная с некоторого расстояния вторая гармоника доминирует^{90,91,98}. Фактически пучок оказывается промодулированным на частоте 2ω , и за период начальной модуляции образуется два сгустка. При дальнейшем уменьшении ω/ω_p возможно умножение частоты более высокой кратности.

в) Поведение пучка за фазовым фокусом

Динамика сгустков в холодной плазме на расстояниях, превышающих S_V , исследована путем численного расчета траекторий электронных слоев⁹⁹. Из этого расчета следует, прежде всего, что несмотря на противодействие высших гармоник поля сжатию сгустков, при фазовой фокусировке происходит обгон одних электронных слоев другими. Наблюдение за сгустками в движущейся со скоростью v_0 системе отсчета обнаруживает,

что они состоят из электронов, колеблющихся на дне потенциальных ям первой гармоники волны. Эти электроны называются «захваченными», в отличие от «пролетных» электронов пучка, которые преодолевают потенциальные барьеры между ямами. Первая фазовая фокусировка в координате S_v означает, что захваченные электроны, первоначально равномерно распределенные в некотором интервале фаз волны, совершив $1/4$ часть

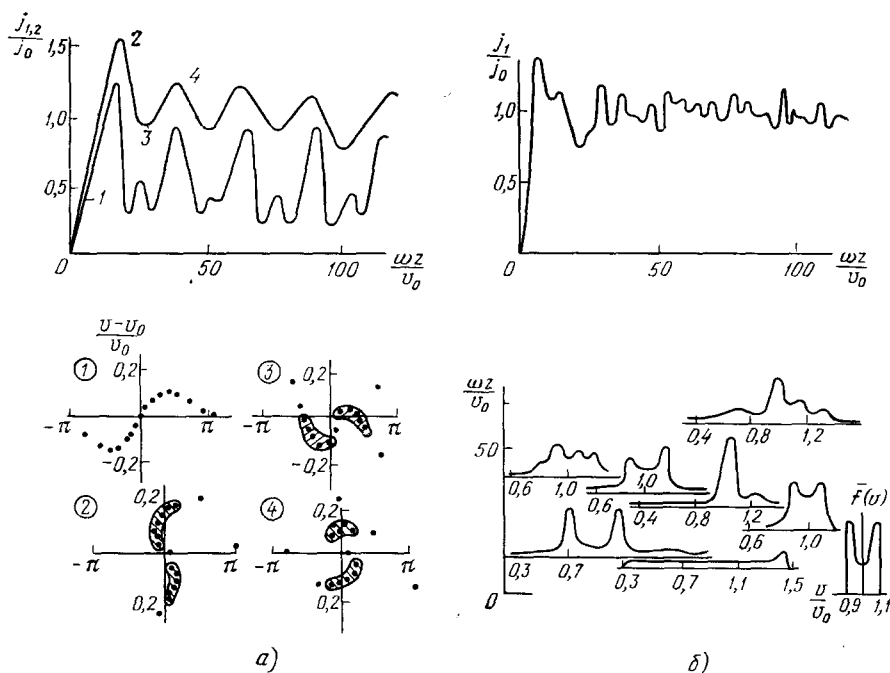


Рис. 8. Изменения с расстоянием амплитуд кратных гармоник плотности тока пучка j_1 , j_2 , распределения электронных слоев на фазовой плоскости (они приведены для отмеченных координат) и усредненной функции распределения электронов по скоростям (рис. б, внизу) $v_1/v_0 = 0, 1$, $\omega_p^2/\omega^2 = 0,01$, а) $\omega_p^2/\omega^2 = 1,6$; б) $\omega_p^2/\omega^2 = 1,1$.

полного колебания в экспоненциально углубляющейся со временем яме, собираются на ее дне. В следующие четверть периода протяженность сгустков увеличивается. Поэтому амплитуда волны на соответствующем пространственном интервале убывает. В дальнейшем сменяющие друг друга процессы группировки и разгруппировки захваченных электронов приводят к пространственным колебаниям амплитуды волны.

Как видно на рис. 8, если ω достаточно удалена от ω_p , то при первой фазовой фокусировке значительная часть электронов распределена между двумя четко различающимися группами. Эти группы электронов («макро-частицы») некоторое время сохраняются и дальше, совершая противофазные колебания в ямах волны. Пространственные изменения амплитуды в этом случае близки к периодическим.

Если же ω близка к ω_p , то амплитуда волны после первого четкого максимума изменяется с расстоянием нерегулярно. Непериодичность колебаний в обоих случаях связана с тем, что из-за непараболичности потенциальных ям частоты колебаний различных захваченных электронов не совпадают, так же как и амплитуды. Более того, эти параметры не остаются постоянными даже для одного какого-нибудь электрона. Поэтому траектории на фазовой плоскости представляют собой сложные, вообще

говоря, незамкнутые кривые, причем частицы могут из захваченных переходить в пролетные. Запутанность траекторий обусловлена как влиянием высших гармоник, так и тем, что глубина ям, в которых колеблются электроны, изменяется с характерным временем, близким к периоду осцилляций самих электронов.

Следует обратить внимание на вид усредненной по периоду высокочастотных колебаний функции распределения электронов пучка по скоростям. Расчет показывает, что для нее характерно наличие нескольких выделенных максимумов. В условиях, соответствующих рис. 8, электрическое поле волны настолько велико, что уже в начале нелинейной стадии взаимодействия скорость моноэнергетического пучка колеблется с амплитудой порядка невозмущенной скорости пучка. Естественно, и усредненная функция распределения имеет такую же ширину, хотя истинная функция распределения не размывается.

Пользуясь представлениями о группировке пучка в сгустки, можно определить максимальную амплитуду нарастающей волны. Для этого в выражение (5.6) следует подставить значение амплитуды основной гармоники плотности тока, достигаемой при первой фазовой фокусировке, а именно, величину порядка невозмущенной плотности пучка *).

г) Резонансные условия

Приведенное выше рассмотрение процесса образования и эволюции сгустков, как уже отмечалось, относится к нерезонансным условиям взаимодействия. Анализ установившегося режима колебаний в резонансном случае, когда $\omega = \omega_p$, возможен только с учетом диссипативных механизмов, ограничивающих амплитуду. В работах ^{95, 96} это сделано на основе

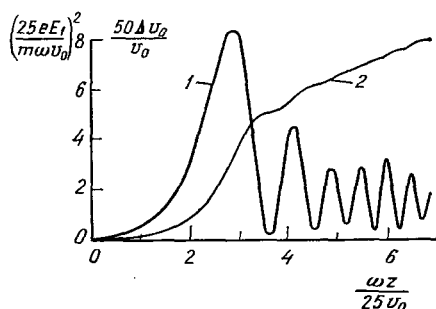


Рис. 9. Пространственные зависимости квадрата амплитуды электрического поля E_1 (1) и торможения пучка Δv_0 (2), рассчитанные с учетом диссипации при $\omega = \omega_p$ ($v = 625 \cdot \omega_b^2 / 2\omega_p$).

введения некоторой эффективной частоты столкновений плазменных электронов ν , что оправдано, по крайней мере, для кулоновского взаимодействия частиц, когда можно пренебречь столкновениями быстрых электронов пучка с частицами плазмы, а учитывать только столкновения медленных плазменных электронов с ионами ⁸⁶.

Введение ν в диэлектрическую проницаемость плазмы устраняет расходимость амплитуды и приводит к изменению фазовых соотношений между сгустками и возбуждаемой ими волной. Следствием последнего является монотонное убывание энергии пучка с расстоянием (рис. 9) в противоположность тому, что в нерезонансных бездиссипативных усло-

*) Для пучка со средней по периоду плотностью тока j_0 максимальное возможное значение амплитуды первой гармоники равно $2j_0$. Такая амплитуда была бы в том случае, если бы все электроны на каждом периоде собрались в бесконечно тонкие сгустки.

виях пучок в установившемся режиме проходит через плазму без потерь энергии, несмотря на пространственное усиление волны.

Заметим, что в этом численном расчете пренебрегается высшими гармониками поля, и поэтому истинное поведение волны за первым максимумом может в деталях отличаться от приведенного на рис. 9. Основание для такого предположения дает, в частности, сопоставление временной эволюции пучка в плазме с учетом и без учета высших гармоник, приведенное в работах ¹⁰⁰.

д) О сцилляциях сгустков в плазме с $T_e \neq 0$

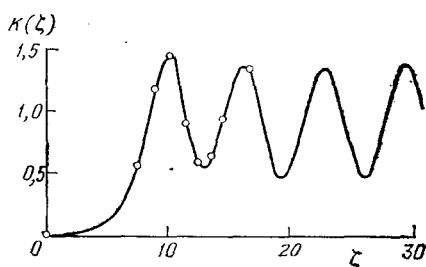
Другим фактором, ограничивающим амплитуду волны при $\omega = \omega_p$, является тепловое движение электронов плазмы, приводящее к пространственной дисперсии. В этом случае слабый пучок усиливает волны, распространяющиеся чуть медленнее него. Нелинейная динамика пучка

Рис. 10. Зависимость амплитуды волны электрического поля от расстояния при $T_e \neq 0$.

$$\xi = \frac{\omega_p z}{v_0} \left(\frac{n_b v_0^2}{3 n_p v_T^2} \right)^{1/3},$$

$$K = \frac{E_1}{\sqrt{4 \pi n_b m v_0^2 \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3} \left(\frac{v_0}{3 v_T} \right)^{8/3}}};$$

n_b — невозмущенная плотность пучка, v_T — средняя тепловая скорость электронов плазмы.



в такой волне исследована в работах ^{92,93} в пренебрежении высшими гармониками поля. Как следует из полученного универсального решения, процесс в определенной степени схож с поведением пучка в лампе бегущей волны. Плотные сгустки образуются в тормозящей фазе волны, а затем как целое, испытывая только малые деформации, осциллируют в потенциальных ямах, периодически переходя из ускоряющих фаз в тормозящие. Вследствие периодического обмена энергией между сгустками и волной ее амплитуда также периодически изменяется с расстоянием, причем эти пространственные осцилляции более регулярны (рис. 10), чем в случае холодной плазмы, где они вызываются последовательно протекающими группировкой и разгруппировкой пучка.

Дальнейшие численные исследования ^{94,101} показали, что регулярные колебания сгустков при наличии в плазме малой диссипации должны разрушаться. Развал сгустков при $v/\omega_p = 2 \cdot 10^{-3}$ наблюдается уже на втором периоде ¹⁰¹. Он связан с существенным уменьшением амплитуды волны в первом минимуме по сравнению с бездиссипативным случаем. Из-за малости амплитуды большая часть захваченных электронов выпадает здесь из потенциальной ямы и в дальнейшем группировка пучка уже не достигает высокой степени. Особенно наглядно процесс развала сгустков представлен в машинном эксперименте ¹⁰² (рис. 11).

Как отмечается в ⁹², проведенное рассмотрение динамики волны с учетом T_e относится только к системам с очень слабым пучком, плотность которого удовлетворяет неравенство

$$\left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/3} \ll 3 \frac{v_T^2}{v_0^2}. \quad (5.9)$$

Если плотность пучка такова, что это неравенство не выполняется, то при кинетическом описании плазмы необходимо учитывать ее нелинейность.

Можно, однако, заметить, что при больших амплитудах плазменных колебаний, когда $v_T/\tilde{v} < 1$, но $n_1/n_p \ll 1$, еще применимо линеаризованное

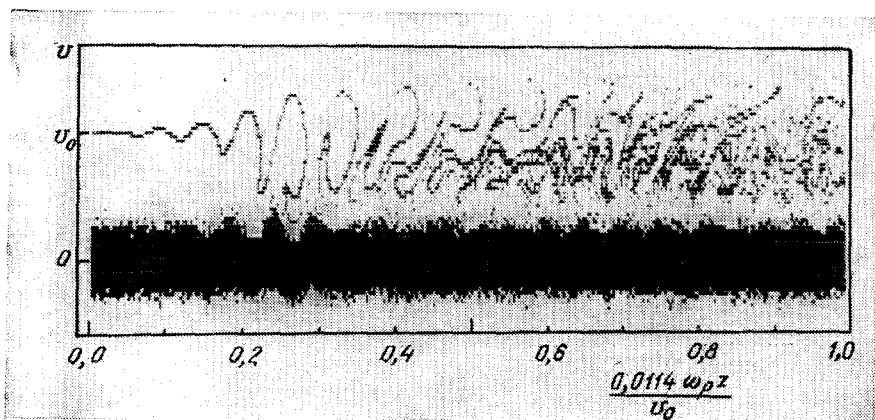


Рис. 11. Распределение электронов плазмы и пучка на фазовой плоскости $[v; 0,0114\omega_p z/v_0]$ в некоторый момент времени установившегося режима в численном эксперименте.

$$n_b/n_p = 10^{-3}, v_0/v_T = 9,9.$$

гидродинамическое описание плазмы и соответствующие результаты, полученные в пренебрежении тепловыми скоростями электронов.

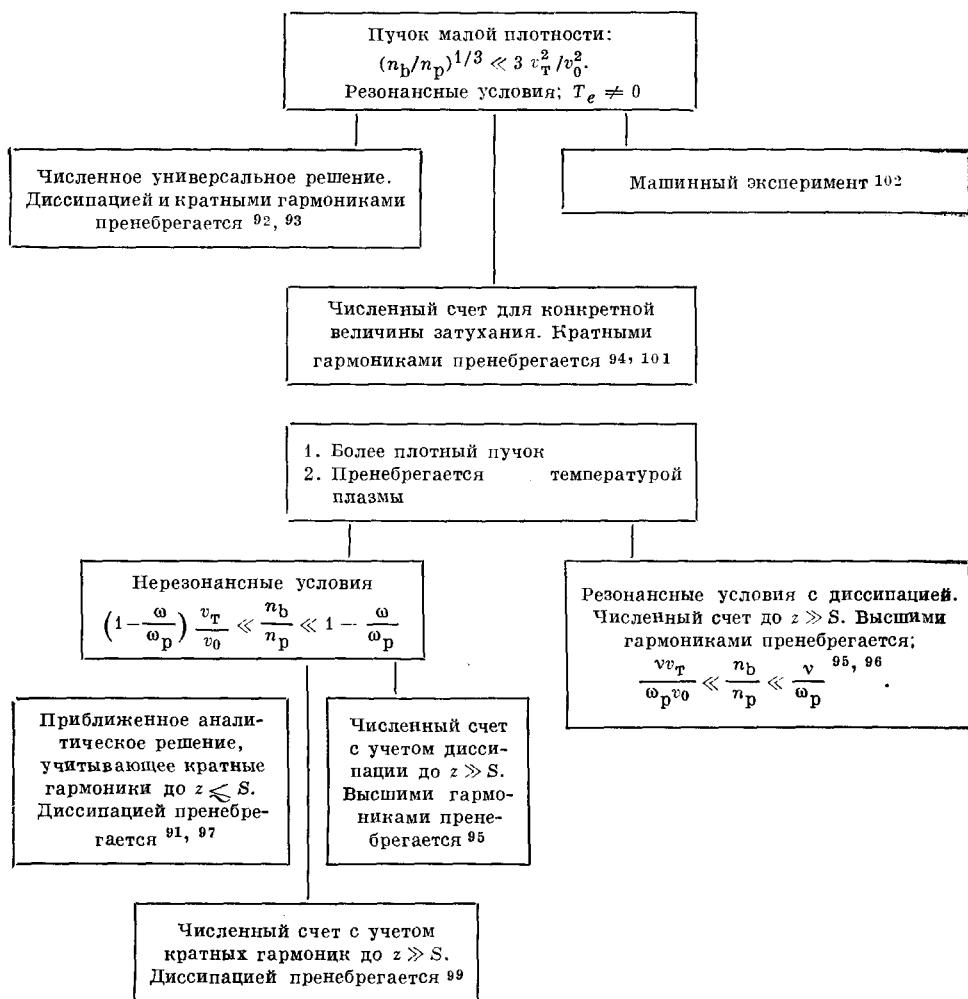
е) Захват плазменных электронов

Ни аналитической теории, ни универсального численного расчета электронных волн в плазменно-пучковой системе с учетом нелинейности плазменной компоненты пока не существует. Информация о динамике пучка и плазмы в этом случае получена в машинных экспериментах, посвященных пространственно-временной²¹ и временной задачам¹⁰³. Как и в линейной плазме, образующиеся в пучке сгустки не сохраняются, что приводит к пространственной локализации колебаний²¹. В области наибольшей амплитуды волна плотности плазменных электронов уже не гармонична, а имеет остроконечный гребень (так называемая кноидальная волна⁵). Отношение n_1/n_p достигает значений, много больших единицы. При этом возможно изменение порядка электронных слоев даже в первоначально холодной плазме. Часть электронов на гребне отрывается от основной массы частиц и движется в направлении пучка — происходит захват плазменных электронов. Роль этого процесса возрастает с уменьшением энергии пучка и увеличением температуры плазмы¹⁰³. Нелинейность плазмы наряду с диссипацией и пространственной дисперсией является еще одним фактором, ограничивающим амплитуду электрического поля.

В заключение этого раздела приведем табл. II, где показано соотношение между различными теоретическими исследованиями пространственной эволюции сгустков в плазме и, в частности, выписаны критерии применимости тех или иных расчетов.

Таблица II

Теоретически рассмотренные случаи пространственной эволюции
электронных волн в плазменно-пучковой системе



6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ В ПЛАЗМЕ

а) Данные о фазовой фокусировке

Читатель, наверное, уже сам обратил внимание на то, что теоретические выводы в определенной степени согласуются с фактами, изложенными в гл. 2. Это соответствие проявляется и в наличии кратных гармоник, и в аксиальной зависимости их амплитуды вплоть до первого минимума, и в пространственной эволюции сглаженной функции распределения. Но существуют также прямые свидетельства группировки пучка в плазме. Первое из них ²³ было получено еще до строгих теоретических исследований, описанных в предыдущем разделе, и основывалось на сопоставлении местоположения светящейся области интенсивных нелинейных колебаний

(см. рис. 5) с координатой фазового фокуса, вычисленной по приближенной формуле (5.7). Оказалось, что при всевозможных изменениях параметров

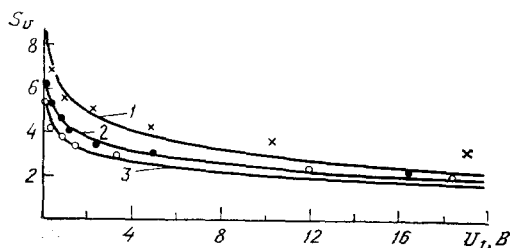


Рис. 12. Экспериментальные зависимости расстояния до области интенсивных колебаний от амплитуды модулирующего СВЧ напряжения U_1 при различных условиях (значки). Сплошные линии — соответствующие рассчитанные зависимости S_D , 1 — $\gamma = 0,82 \text{ см}^{-1}$, 2 — $\gamma = 1,15 \text{ см}^{-1}$, 3 — $\gamma = 1,5 \text{ см}^{-1}$.

первое совпадает со вторым. Примером могут служить зависимости на рис. 12. Результаты работы ²³ одновременно подтверждают справедливость соотношения (5.7). Удовлетворительно соответствует эксперименту и формула (5.8) ⁹⁷.

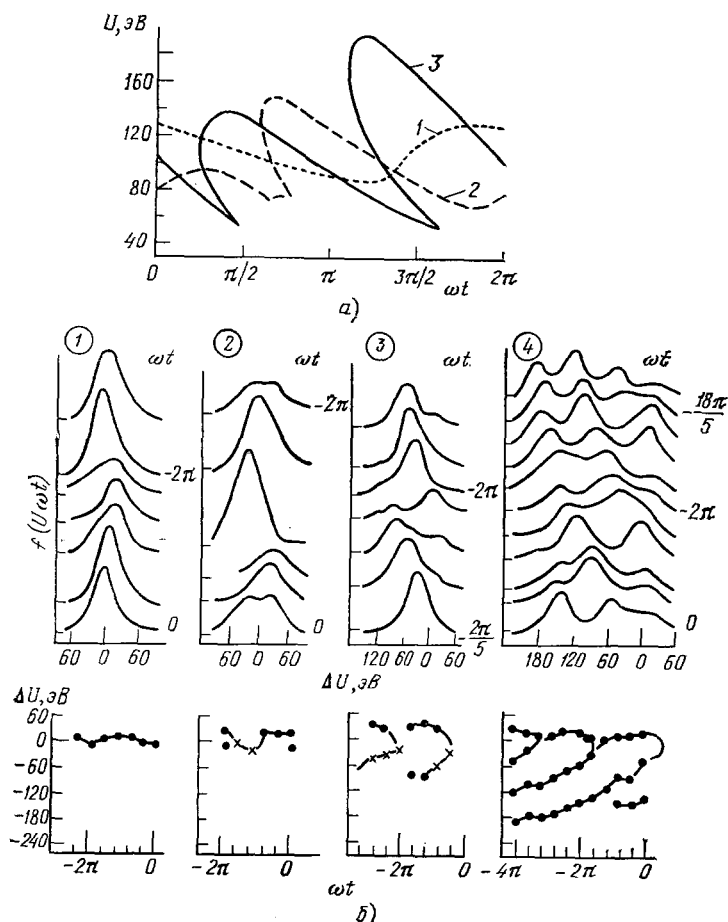


Рис. 13. Измеренные распределения электронов пучка на фазовой плоскости $[eU, \omega t]$; eU — кинетическая энергия электронов.

а) Данные работы ¹⁰⁴: 1 — профиль волны скорости пучка на интервале $z < S_D$ (см. (5.7)). 2, 3 — образование трехскоростного потока при $z > S_D$, 3 — «опрокидывание» волны дважды за период; б) «мгновенные» функции распределения $f_1^*(U)$ при различных ωt и соответствующие волновые профили скорости пучка ⁴⁸ перед фазовым фокусом (1), вблизи фазового фокуса (2), за фазовым фокусом (3) и на участке сильного затухания (см. рис. 2, е) (4), $eU_0 = 390 \text{ эВ}$, $\Delta U = U - U_0$.

б) Э ф ф е к т « о п р о к и д ы в а н и я » в о л н ы

Наиболее убедительной иллюстрацией фазовой фокусировки пучка и последующего опрокидывания волны, по-видимому, следует считать экспериментальные сведения о распределении частиц на фазовой плоскости (рис. 13). Впервые такие данные о пучке в плазме были получены посредством специально разработанного электронно-лучевого анализатора, измеряющего функцию распределения частиц «мгновенно» — за время, много меньшее периода колебаний¹⁰⁴. С несколько худшим разрешением аналогичные результаты были получены и анализатором энергий с тормозящим полем, который включается лишь в определенные фазы волны^{47,48}.

Отсутствие расширения мгновенной функции распределения в условиях, когда усредненный разброс энергий электронов в пучке весьма велик, привело к выводу о необоснованности прежней трактовки экспериментальных результатов на основе квазилинейной теории и необходимости использования представлений о сгустках частиц⁷¹.

в) С х о д с т в о д и н а м и к и
м о д у л и р о в а н н о г о
и н е м о д у л и р о в а н н о г о п у ч к о в
в п л а з м е

Если не прибегать к прямым, но сложным «мгновенным» измерениям, то информацию о характере плазменно-пучкового взаимодействия можно получить, измеряя функцию распределения электронов по скоростям, усредненную за время, большее периода СВЧ колебаний, но меньшее характерного времени низкочастотных флуктуаций в системе. Согласно расчетам такая функция распределения в случае одномодового режима должна быть не монотонной, а иметь многогорбую структуру (рис. 8). Оказалось, что именно это и наблюдается в экспериментах как с модулированным, так и с немодулированным пучком¹⁰⁵ (рис. 14). Немонотонный вид функции распределения еще раз подтверждает вывод об универсальности представлений о сгустках в системе плазма — моноэнергетический пучок.

Заметим, что необязательность предварительной модуляции пучка для возбуждения продольной волны, близкой к монохроматической, выглядит естественной, если принять во внимание следующие неустраняемые факторы, сужающие спектр волн в системе:

1) сильную частотную неравномерность коэффициента усиления, нарастающую с расстоянием^{25,106};

2) обратную связь, существующую между областью интенсивных колебаний и входом пучка в плазму¹⁰⁷.

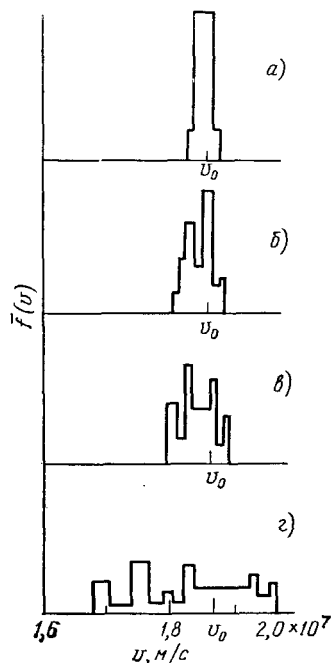


Рис. 14. Измеренные за малое время усредненные функции распределения электронов пучка по скоростям на разных стадиях пучково-плазменного взаимодействия в плазменно-пучковом разряде.

p (мм рт. ст.) $5 \cdot 10^{-6}$ (а), $1,3 \cdot 10^{-3}$ (б), $2 \cdot 10^{-3}$ (в) и $2,7 \cdot 10^{-3}$ (г).

г) Профиль волны электрического поля

Как следует из расчета зависимостей $E(t)$ (рис. 7), волны, возбуждаемые сильно сгруппированным пучком, должны быть не гармоничными. Наличие в колебательном спектре кратных гармоник (рис. 2) можно рассматривать как некоторое экспериментальное подтверждение этого. Однако из-за неопределенности в том, колебания какой именно физической

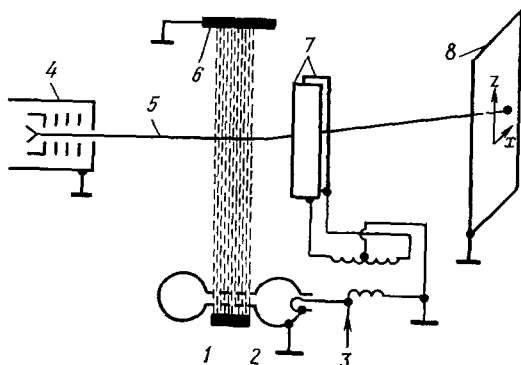


Рис. 15. Схема электроннолучевого зондирования плазменно-пучковой системы.

1 — катод, 2 — модулирующий резонатор, 3 — вход СВЧ мощности, 4 — вспомогательная электронная пушка, 6 — коллектор.

величины регистрирует зонд, и отсутствия информации о фазовых соотношениях между гармониками восстановить профиль волны электрического поля по спектру невозможно.

Прямое определение профиля волны $E(t)$ в плазменно-пучковой системе было выполнено электронно-лучевым зондированием¹⁰⁸. Слаботочный электронный луч 5 (рис. 15) пропусклся перпендикулярно основному пучку через его ось, не возмущая исследуемую систему. Отклоняясь в поле плазменных колебаний вдоль оси z , а затем в синхронном гармоническом поле между пластинами 7 вдоль оси x , луч вычерчивал на люминесцентном экране 8 фигуру, по которой находились амплитуда волны электрического поля и ее профиль.

Данные о пространственной эволюции волны были получены зондированием системы на разных удалениях z от входа пучка в плазму¹⁰⁹. Характерная серия фигур на люминесцентном экране и соответствующие зависимости $E(t)$ представлены на рис. 16 сплошными линиями. Можно видеть, что волновой профиль при сильной группировке пучка (рис. 16, б) близок к предсказываемому теоретически. Отличие состоит только в том, что резкое отклонение от гармоничности, возникающее при прохождении сгустка, наблюдается не в нулевой фазе основной гармоники, как на рис. 7, а несколько смещено в тормозящий полупериод. Это смещение сгустка по фазе может быть объяснено наличием диссипации и ненулевой температурой электронов — факторами, не учтенными при теоретическом расчете профиля.

д) Динамика сгустков

Пользуясь зависимостями $E(t)$, можно установить тонкую структуру электронных сгустков¹⁰⁹. Для этого следует принять во внимание, что производная $\partial E/\partial t$ (штриховые линии на рис. 16) определяет конвекционный ток j_K в плазме, а последний представляет собой суперпозицию почти синусоидального тока основной гармоники (этот ток создается плазменными электронами) и тока сгустка, который образует яму в положительном полупериоде функции $j_K(t)$. Следовательно, рельеф ямы определяется профилем сгустков, а пространственная эволюция ямы является

хорошей иллюстрацией их динамики, в которой можно выделить следующие наиболее существенные моменты.

1) Образующиеся электронные сгустки при своем дальнейшем движении не сохраняются — их протяженность возрастает, причем наблюдается расщепление на две части ($z=4,64$ см). Затем сгустки вновь сливаются.

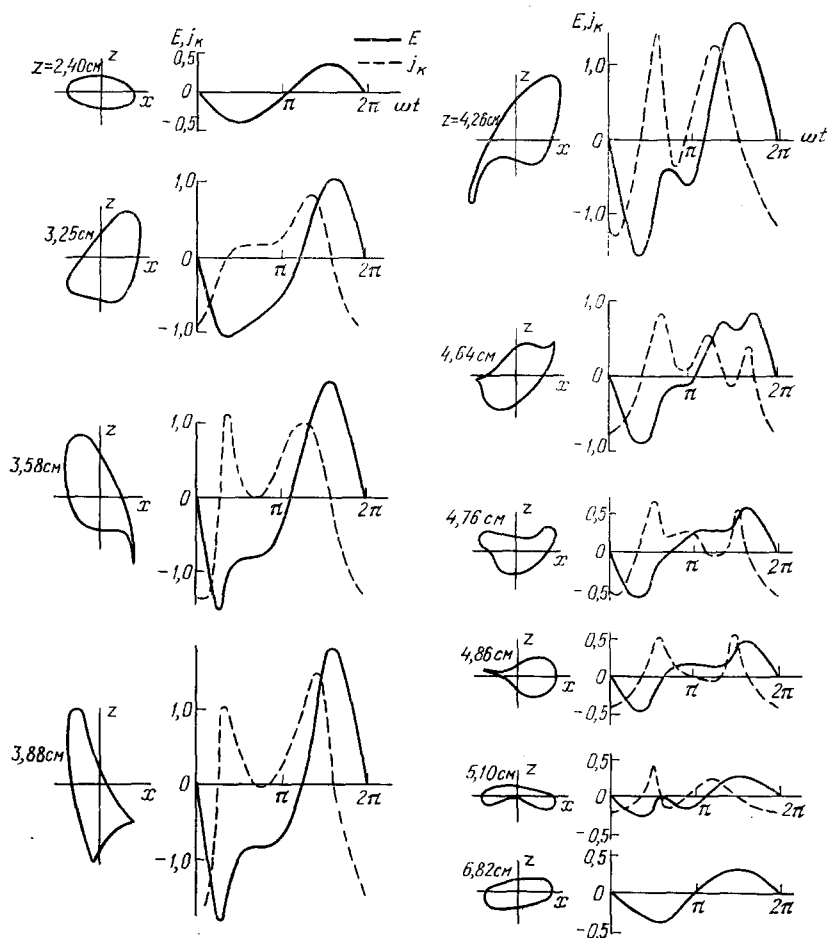


Рис. 16. Пространственная эволюция временных профилей волны электрического поля E (сплошные кривые) и плотности конвекционного тока в плазме j_k (штрих). Слева приведены соответствующие фигуры на люминесцирующем экране.

На последующей стадии разгруппировка становится настолько сильной, что волна вновь становится практически синусоидальной ($z=6,82$ см).

2) Распад электронных сгустков происходит быстрее, чем изменение их фазы. Из рис. 16 можно видеть, что центр сгустков всегда смещен в тормозящий полупериод поля. Лишь при раздвоении сгустков одна из его частей может перейти в ускоряющую фазу волны ($z=4,76$ см).

Эти факты, относящиеся к сравнительно плотному пучку, находятся в соответствии с теорией его эволюции в холодной плазме (гл. 5, п. в). Такой же вывод может быть сделан и относительно результатов зондирования системы при разных ω/ω_p . С уменьшением этого отношения вклад высших гармоник возрастает, в частности, наблюдалось почти

сто процентное преобразование исходной волны в волну с частотой 2ω или 3ω .

Динамика менее плотного первоначально немодулированного пучка в плазме в магнитном поле исследовалась уже упоминавшимся методом тормозящего поля с включением анализатора в определенные фазы волны^{46,47}. Как видно из рис. 17, в этом случае обнаруживается переход от замедления сгустка к ускорению, что согласуется с теоретическими представлениями об осцилляциях сгустков (разд. 5, п. д)).

Таким образом, существуют прямые экспериментальные данные об эволюции сгустков в окрестности фазового фокуса (на интервале $0 < z \leq 3S_0$). За фазовым фокусом наблюдаются в зависимости от условий оба

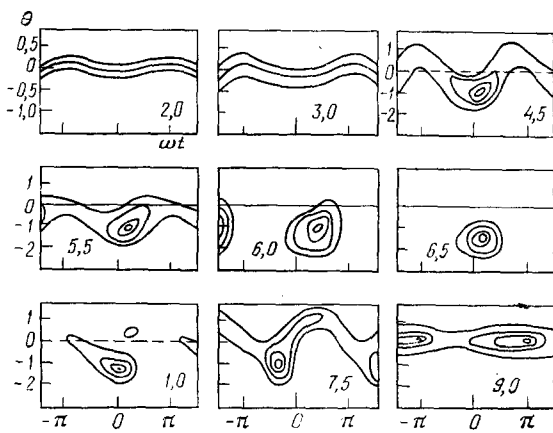


Рис. 17. Изменение распределения плотности электронов пучка на фазовой плоскости по мере удаления от начала системы.

$$\theta = (v - v_0)/v_0 (n_p/2n_p)^{1/3}.$$

В координатах 2,0 и 3,0 обозначены линии максимальной плотности и полуширины мгновенной функции распределения. Ширина близка к аппаратной. При больших z внутренний контур соответствует максимуму плотности, нормализованной к 1. Следующие контуры: 0,8; 0,5; 0,2.

предсказываемые теорией фактора затухания волны — разгруппировка сгустков и отбор ими энергии от поля. Однако по сравнению с первыми теоретическими выводами это пространственное затухание оказывается более глубоким и носит, по-видимому, необратимый характер, что свидетельствует о полном распаде сгустков. Можно назвать следующие причины их быстрого разрушения:

1. Угловая расходимость пучка под действием высокочастотного поля в экспериментах без магнитного поля^{23,109}. Ею, в частности, может быть объяснено то, что при повторном слиянии сгустков (рис. 16) амплитуда волны существенно не возрастает.

2. Диссипация в плазме в сочетании с большим разбросом скоростей в сгустке. Известно, что достижимая степень группировки пучка с дискретным набором скоростей значительно меньше, чем пучка односкоростного¹¹⁰. Поэтому, если на участке спада амплитуды электроны выходят из области захвата, то дальнейшая их сильная группировка уже не осуществима (рис. 11). Критическое влияние затухания на сохранность сгустков обнаружено также в эксперименте с лампой бегущей волны (ЛБВ)¹¹¹.

3. Параметрическая неустойчивость монохроматической волны, приводящая к росту волн — «спутников». Подробнее об этом будет сказано в гл. 7, п. г). Здесь же сошлемся лишь на вышеупомянутый эксперимент с ЛБВ, в котором наблюдалось разрушение сгустков при возбуждении нарастающей волны, близкой по частоте к основной.

4. Зависимость параметров плазмы в плазменно-пучковом разряде от амплитуды колебаний. Убывание плотности плазмы из-за частичной разгруппировки пучка и соответствующего уменьшения амплитуды волны в пространстве за фазовым фокусом может способствовать полному развалу сгустков.

7. СТАЦИОНАРНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ БЕРНШТЕЙНА — ГРИНА — КРУСКАЛА

а) Возможность равновесных распределений захваченных электронов

Таким образом, синхроннодвигающиеся с волной сгустки, образующиеся в обычных пучково-плазменных экспериментах, когда в плазму инжектируется немодулированный или слабо модулированный пучок, являются неравновесными образованиями. Экспоненциальный процесс группировки электронов сменяется довольно быстро протекающей стадией развала сгустков. Вследствие этого амплитуда волн, возбуждаемых такими пучками, сильно (на несколько порядков величины) изменяется вдоль направления движения пучка, так что колебания практически локализуются в зоне малой протяженности на некотором расстоянии от координаты инжекции пучка — волны нестационарны.

Между тем, еще в работах ^{13,27} была предсказана возможность существования в плазме стационарных нелинейных волн с недеформирующимися сгустками захваченных частиц. Теорию таких стационарных волн (обычно называемых волнами БГК) строят, исходя из допущения, что стационарная плоская волна уже существует в плазме. Тогда в движущейся системе координат, в которой волна неподвижна, все величины не зависят от времени и можно воспользоваться общим решением стационарного нелинейного уравнения Власова для функции распределения электронов

$$f = f \left(\frac{mv^2}{2} - e\varphi \right), \quad (7.1)$$

где φ — электрический потенциал волны, v — скорость электронов. Для упрощения пренебрегаем возмущением плотности n_i ионного фона волны. Разделим электроны на две группы — захваченные волной и незахваченные. В этом случае из уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi e \left(\int f dv - n_i \right), \quad (7.2)$$

подставляя в него (7.1), получим интегральное уравнение для нормированной функции распределения захваченных электронов по энергиям $f_{\text{захв}}(\mathcal{E})$:

$$4\pi e n_{\text{захв}} \int_{-e\varphi}^{-e\varphi_{\text{мин}}} \frac{2f_{\text{захв}}(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{\sqrt{2m(\mathcal{E} + e\varphi)}} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + 4\pi e n_i - 4\pi e n_{\text{прол}} \int_{-e\varphi_{\text{мин}}}^{\infty} \frac{2f_{\text{прол}}(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{\sqrt{2m(\mathcal{E} + e\varphi)}}, \quad (7.3)$$

где $n_{\text{захв}}$, $n_{\text{прол}}$ — средние плотности захваченных и пролетных электронов соответственно, $\mathcal{E} = (mv^2/2) - e\varphi$. Из уравнения (7.3) следует, что задавая произвольно профиль волны $\varphi(z)$ и распределение по энергиям незахваченных электронов $f_{\text{прол}}$, можно всегда подобрать согласованную равновесную функцию распределения электронов, захваченных в потенциальных ямах волны. Именно тем, что распределение захваченных частиц в волне БГК является равновесным, эти волны отличаются от волн Ван-Кампена, где не учитывается обратное влияние поля на резонансные частицы (в силу чего волны Ван-Кампена практически не реализуемы).

В работах ^{13,112} рассматривались конкретные примеры волн БГК, соответствующие различным функциям распределения захваченных элек-

тронов. Так как сгустки электронов в соседних ямах разделены минимумом потенциала, то их распределения могут быть независимыми друг от друга и наряду с периодическими решениями возможны и аperiodические, например, в виде отдельных импульсов потенциала¹³.

б) Возбуждение стационарных волн электронными сгустками, роль дисперсии плазмы

При обычном рассмотрении стационарных волн в системе координат, движущейся с волной, остаются в стороне вопросы об условиях их возбуждения^{27,113} и физических причинах равновесия сгустков. Имеются только качественные соображения^{3,85}, подтверждаемые численным моделированием¹¹⁴, о том, что одна из разновидностей стационарных волн

может установиться в результате временного развития плазменно-пучковой неустойчивости.

Намного реальней является другая возможность, предсказанная при постановке задачи о поведении периодически инжектируемых в плазму предварительно создаваемых электронных сгустков¹¹⁵. Стационарные волны с такими сгустками также описываются решениями уравнения (7.3). Но наряду с этим анализ этих волн в рамках динамических уравнений (5.1—5.6) раскрывает и условия их возбуждения. Если импульсам $|\leftarrow$ тока пучка в плоскости инжекции придать прямоугольную форму (рис. 18), то при определенной их длительности на конечных z установится квазистационарная волна. Электрическое поле волны равно нулю в тех фазах, где сосредоточены электроны пучка. Поэтому в отсутствие начальной модуляции скорости

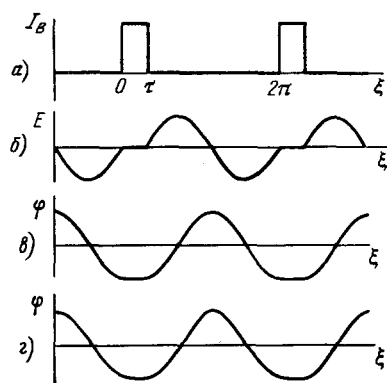


Рис. 18. Рассчитанная (а — в) и экспериментально измеренная (г) структура стационарной волны, возбуждаемой холодными электронными сгустками ($\zeta = \omega t - \omega z/v_0$).

холодные сгустки, распространяющиеся синхронно с возбуждаемой волной, не деформируются. Такое равновесие является следствием дисперсии, приводящей к конкуренции кратных гармоник электрического поля волны. Часть из них стремится сжать сгусток, в то время как остальные препятствуют сжатию (гл. 5, п. б).

Физический смысл стационарного состояния особенно легко раскрывается в случае очень тонких сгустков ($\tau/2\pi \ll 1$), инжектируемых в плазму с частотой ω , несколько меньшей плазменной. Подставляя в выражение (5.6) амплитудное значение первой гармоники плотности тока $A_1 \approx \approx 0$, $B_1 \approx 2j_0$, найдем поле, создаваемое зарядами плазмы внутри сгустка и сжимающее его:

$$E_p \approx 4\pi \frac{2j_0\omega}{\omega_p^2 - \omega^2} \sin \left[\omega \left(t - \frac{z}{v_0} \right) \right] \approx 8\pi \frac{j_0\omega^2}{\omega_p^2 - \omega^2} \left(t - \frac{z}{v_0} \right). \quad (7.4)$$

Собственное же поле сгустка, которое его расталкивает, определим по теореме Гаусса:

$$E_b = -4\pi j_0 \cdot \frac{2\pi}{\tau} \left(t - \frac{z}{v_0} \right). \quad (7.5)$$

Приравнивая нулю результирующее поле $E = E_p + E_b$, найдем равновесную длительность сгустков:

$$\frac{\tau}{2\pi} \approx \frac{\omega_p - \omega}{\omega}. \quad (7.6)$$

Более строгий анализ ^{28, 116} показывает, что равновесие холодных сгустков имеет место для любых $\omega < \omega_p$ и $n\omega \neq \omega_p$ при выполнении условия

$$\frac{\tau}{2\pi} = \frac{\omega_p - s\omega}{\omega_p}, \quad (7.7)$$

где s — произвольное целое число.

Если температура сгустков T_b отлична от нуля, то сжатие сгустков препятствует также газокINETическое давление электронов. С приближением ω к ω_p и увеличением T_b влиянием высших гармоник поля на форму сгустков можно пренебречь по сравнению с тепловым движением. Предполагая, что электроны пучка имеют больцмановское распределение в гармонической стационарной волне, можно определить зависимость ее амплитуды от T_b (рис. 19) и равновесный профиль сгустков ¹¹⁷. При $T_b > \beta$ равновесие сгустков невозможно.

Подчеркнем еще раз, что в любом случае равновесие возникает только при $\omega < \omega_p$, когда диэлектрическая проницаемость плазмы отрицательна и сгустки находятся в потенциальных ямах. При этом использовавшееся

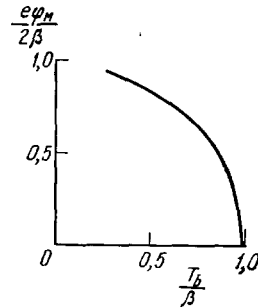


Рис. 19. Зависимость амплитуды потенциала Φ_m стационарной волны от температуры сгустков T_b .

$$\beta = \frac{n_b \omega_p m v_0^2}{2n_p (\omega_p - \omega)}.$$

для простоты приближение линейности плазменных колебаний не принципиально. В частности, параметры стационарной волны в нелинейной плазме с захваченными холодными сгустками определены в работе ¹¹⁸.

в) Квазистационарные волны в диссипативной плазме

Поскольку представления о равновесии сгустков относятся к установившемуся режиму колебаний, а существование такого режима предполагает наличие в плазме какого-либо механизма диссипации, то необходимо выяснить влияние последней на рассматриваемые волны. В работе ¹¹⁹ затухание учитывалось, как обычно, введением некоторой частоты столкновений ν в уравнение движения плазменных электронов, в результате чего в левой части уравнения (3.1) возникает член $\nu \partial E / \partial t$.

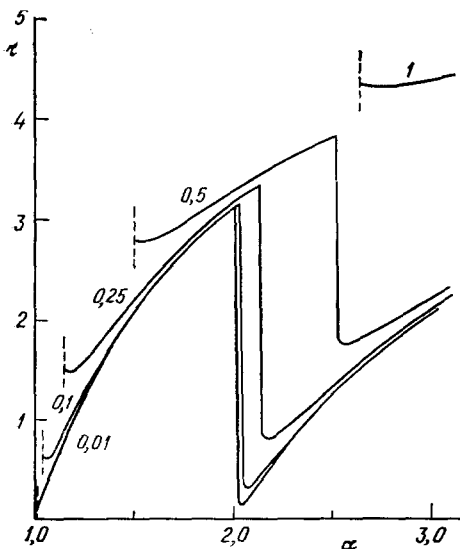


Рис. 20. Зависимость равновесной длительности холодных сгустков от $a = \omega_p / \omega$ при разных величинах диссипации ν / ω .

Слева от штриховых линий равновесие невозможно.

Оказалось, что в такой плазме также возможно распространение волн с постоянными профилем и амплитудой. Затухание приводит к определенному сдвигу фазы электрического поля по сравнению с бездиссипативным

случаем, так, что холодные сгустки смещаются со дна движущихся потенциальных ям на их тормозящий склон. В результате незначительно изменяются равновесные форма и длительность сгустков. Более существенно то, что сгустки, двигаясь в глубь плазмы, монотонно тормозятся и соответственно замедляется квазистационарная волна — уменьшается ее длина. Кроме того, сокращается диапазон частот этих волн (рис. 20) — чем сильнее диссипация, тем дальше граница существования равновесия отдалается от ω_p .

г) Неустойчивость сгустков в квазистационарных волнах

Разумеется, любой реальный формирователь не в состоянии точно обеспечить требуемые для равновесия параметры инжектируемых в плазму сгустков. С другой стороны, возмущающее действие на систему оказывают флуктуации в плазме. Поэтому возникает вопрос об устойчивости равновесия сгустков.

Поведение возмущений в стационарных волнах рассматривалось в целом ряде работ ^{120-125, 116, 117}. Были предсказаны и проанализированы различные механизмы их неустойчивости. Поскольку этот вопрос очень широк, до конца не разработан и тесно связан с более общей проблемой взаимодействия волн в плазме, то его полноценное обсуждение вывело бы нас далеко за рамки настоящего обзора. Здесь мы остановимся лишь на двух аспектах, непосредственно связанных с возбуждением квазистационарных волн холодными сгустками.

Прежде всего заметим, что при стационарной инжекции сгустков в плазму возможность реализации волн БГК зависит как от пространственного инкремента возмущений, так и от начальной величины этих возмущений. Учитывая возможность стабилизации частоты формирователя сгустков, можно ожидать, что наиболее сильные начальные возмущения будут представлять собой одинаковые для каждого сгустка отклонения от равновесного профиля. По мере продвижения сгустков в глубь плазмы эти возмущения, не приводящие к появлению новых частот в спектре, но изменяющие соотношение амплитуд кратных гармоник нелинейной волны, эволюционируют как $\exp(ikz)$ ¹¹⁶, причем k должно удовлетворять дисперсионному соотношению

$$\frac{\sqrt{k^2 - h^2}}{k} \sin \frac{\pi [1 - (s\omega/\omega_p)]}{(\omega/\omega_p) \sqrt{k^2 - h^2}} = 0, \quad (7.8)$$

где $h^2 = 4\pi e j_c / m v_0^3$, j_c — плотность тока в сгустке.

Из уравнения (7.8) следует, что возмущения равновесной формы сгустка не нарастают в пространстве при $\omega/\omega_p > \tau/2\pi$ или, что то же самое, при $s > (\omega_p - \omega)/\omega$. В частности, возмущения не усиливаются в волнах, у которых $\omega_p/2 < \omega < \omega_p$. При меньших же частотах узкие сгустки сохраняются, а широкие должны разрушаться. Интересно, что рассматриваемая неустойчивость включает в себя неустойчивость немодулированного холодного пучка в плазме как частный случай, соответствующий $\tau/2\pi = 1$.

Перейдем теперь к возмущениям иного типа — изменяющим взаимное расположение сгустков в волне и, соответственно, рождающим новые частоты в спектре. В работах ^{117, 120} поведение таких возмущений анализировалось для стационарных волн с частотой, близкой к плазменной, что позволяло пренебречь высшими кратными гармониками. Кроме того,

захваченные сгустки рассматривались как недеформируемые. Был использован следующий путь исследования устойчивости системы.

Предположим, что в плазме наряду со стационарной волной большой амплитуды возникают волны возмущения — пробные волны, смещающие сгустки из положения равновесия в потенциальных ямах. Воспользовавшись уравнением движения, можно выразить смещение каждого сгустка через электрические поля как основной, так и пробных волн, определить затем возмущенную плотность пучка и из уравнения Пуассона найти с учетом диэлектрической проницаемости плазмы электрическое поле, создаваемое этим возмущением плотности. Замкнутая система уравнений

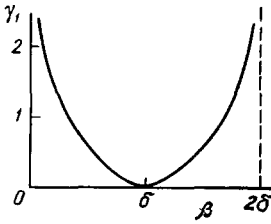


Рис. 21. Зависимость пространственного инкремента сателлитной неустойчивости $\text{Im } \kappa = \gamma_1 (\omega_r/\nu_0) \sqrt{\omega_r/\delta}$ от частоты волны возмущения ($\delta = \omega_r - \omega$, $\beta = \omega_r - \Omega$).

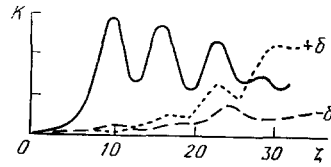


Рис. 22. Рассчитанные аксиальные зависимости амплитуд основной (резонансной) волны с частотой ω_0 (см. рис. 10) и пробных волн с частотами $\omega_0 \pm \delta$ $\delta = 0,5 (\omega - \omega_0)/\omega_0 (n_b^3 \nu_p / n_p \nu_0)^{4/3}$. Амплитуды пробных волн при $z = 0$ заданы на порядок меньшими, чем амплитуда основной.

получается, если отождествить найденное поле с полем волн возмущения. При этом для частот Ω и волновых чисел κ пробных волн было получено дисперсионное соотношение, которое в случае холодной плазмы принимает вид:

$$\frac{\omega_p^2}{(\Omega - \kappa \nu_0)^2 - \omega_0^2} \left[\frac{1}{\varepsilon(\Omega)} + \frac{1}{\varepsilon(\Omega - 2\omega)} \right] = 1, \quad (7.9)$$

где ω_p — плазменная частота пучка, соответствующая его средней плотности, ω_0 — частота осциллирующей сгустки в потенциальной яме волны, ε — диэлектрическая проницаемость плазмы.

Если интересоваться пространственным усилением возмущений, то считая в (7.9) Ω действительной величиной, легко определить частотную зависимость пространственного инкремента²⁹. Она приведена на рис. 21. Видно, что максимально должны усиливаться возмущения — «сателлиты», частоты которых отстоят примерно на величину $\pm(\omega_r - \omega)$ от частоты основной волны. Стремление инкремента к бесконечности связано с тем, что при расчете не учитывались тепловое движение плазмы и диссипация колебаний. Эти эффекты должны ограничить инкремент в резонансных точках так же, как в задаче об усилении волн при обычном плазменно-пучковом взаимодействии.

Разумеется, линейная теория неустойчивости не предсказывает дальнейшей судьбы сгустков. Поэтому весьма важны результаты численного расчета влияния сателлитной неустойчивости на основную волну¹²⁶, хотя они и получены не для стационарных волн. На рис. 22 можно видеть, как вследствие развала сгустков под действием волн — «сателлитов» основная волна затухает со временем.

8. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ ВОЛН СГУСТКАМИ ЭЛЕКТРОНОВ

Поведение электронных сгустков, создаваемых независимо от плазменно-пучкового взаимодействия и инжектируемых затем в плазму, изучалось в работах ^{28,29,127}, принципиально различающихся постановкой задач и экспериментальными условиями.

В эксперименте ¹²⁷ от внешнего генератора в замагниченной плазме возбуждалась волна, распространяющаяся и в отсутствие электронного пучка. Синхронно с волной в том же направлении в плазму инжектировались сгустки электронов, имеющие длительность $\tau \ll 2\pi$ и скорость, равную скорости волны. Плотность сгустков была настолько малой, что они

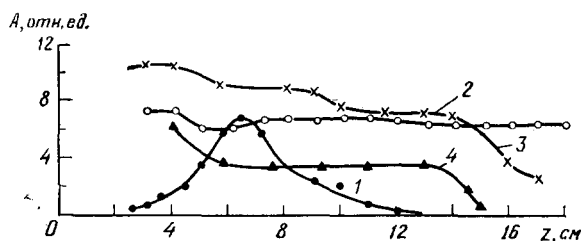


Рис. 23. Аксиальные зависимости амплитуд волн, возбуждаемых в одном случае (кривая 1) малой модуляцией пучка, а в других (2—4) — инжекцией в плазму сгустков с разными параметрами.

не влияли на дисперсию волны. В то же время их колебания в потенциальных ямах приводили к периодическому обмену энергией между сгустками и волной и соответствующим пространственным осцилляциям последней. Амплитуда и фаза этих пространственных осцилляций регулировались изменением начальной фазы сгустков в волне в полном соответствии с теоретическими представлениями (гл. 5, п. д)).

В отличие от этих экспериментов в работе ²⁸ предварительно сформированные сгустки возбуждали в незамагниченной плазме волну, не

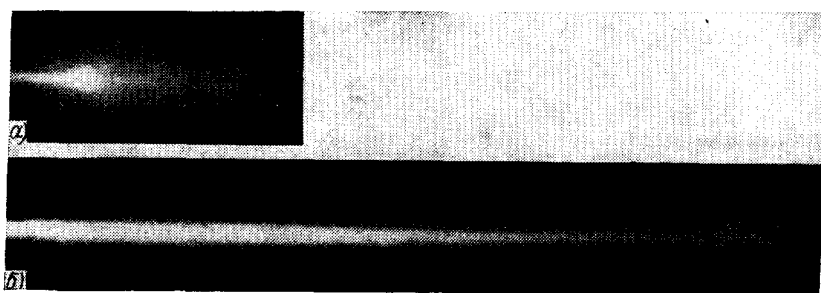


Рис. 24. Плазменно-пучковый разряд при слабой модуляции пучка (а) и в случае квазистационарной волны (б).

существующую без пучка. Характеристики волны определялись параметрами инжектируемых сгустков и при тщательном подборе этих параметров приближались к свойствам стационарных волн. На рис. 23 аксиальные зависимости амплитуды таких волн сопоставлены с соответствующей зависимостью, характерной для обычных экспоненциально нарастающих волн, которые возбуждаются при инжекции в плазму слабomodули-

рованного пучка. Можно видеть, что амплитуда квазистационарной волны с самого начала близка к максимально возможной для данного пучка и, что особенно важно, сохраняется на расстояниях, на которых первоначально нарастающая волна уже почти полностью затухает. Измеренный равновесный профиль волны потенциала соответствует теоретическому (рис. 18) и также не изменяется на всем пути квазистационарной волны²⁹. Если фиксировать параметры формируемых сгустков, то они оказываются

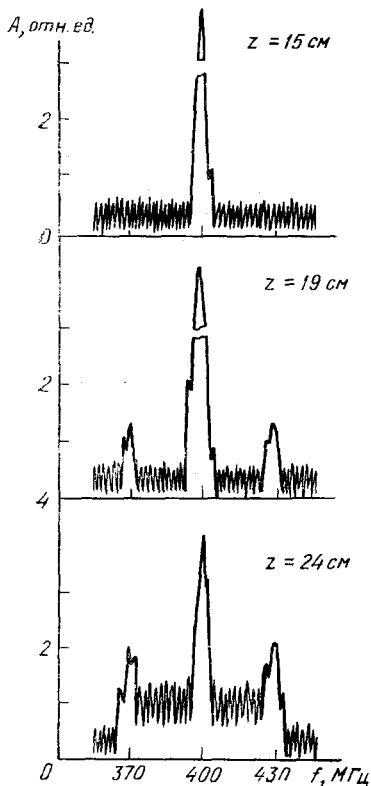


Рис. 25. Пространственная эволюция частотного спектра квазистационарной волны.

в равновесии только при определенном отношении ω/ω_p , что качественно соответствует выражению (7.6). Заметим, что в эксперименте формируются радиально ограниченные сгустки, и существование квазистационарной волны свидетельствует не только о продольном, но и поперечном их равновесии. Возникновение силы, удерживающей сгустки от радиального расширения в отсутствие магнитного поля, связано с отрицательным значением диэлектрической проницаемости плазмы при $\omega < \omega_p$ ¹²⁸.

Особенности квазистационарных волн наглядно проявляются в конфигурации плазменно-пучкового разряда, поддерживаемого волной в значительно большем объеме, чем в случае немо-

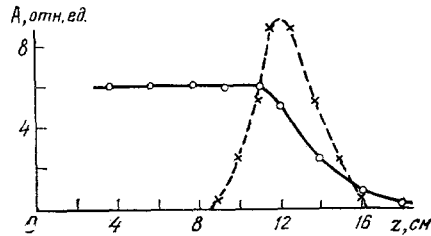


Рис. 26. Пространственное распределение амплитуд основной (сплошная кривая) и низкочастотной (штриховая) волн.

Масштабы кривых вдоль вертикальной оси различны.

дулированного или слабо модулированного пучка (рис. 24). Таким образом, экспериментальные факты подтверждают, что предварительно сформированные сгустки могут находиться в равновесии в поле возбуждаемой ими волны. Тем не менее, начиная с некоторого расстояния, наблюдается уменьшение ее амплитуды. На участке затухания заметно нарушается синхронность колебаний в плазме с модулирующим напряжением. С помощью анализаторов спектров было установлено²⁹, что при этом зонд наряду с колебаниями основной частоты ($f \approx 0,4$ ГГц) принимает спонтанно возбуждающиеся и нарастающие вдоль пучка волны — «сателлиты» с частотами 400 ± 30 МГц и 30 МГц (рис. 25).

Сравнивая наблюдаемую экспериментально эволюцию спектров с рассчитанной зависимостью (см. рис. 21), можно видеть их качественное соответствие, хотя экспериментальные значения частот сателлитов не соответ-

ствуют рассчитанным. Одной из вероятных причин такого расхождения может быть то, что теория, построенная для малых $\omega_p - \omega$, становится слишком неточна при значениях $\omega_p - \omega$, реализуемых в эксперименте.

С использованием в теории упрощающих предположений связано, по-видимому, и то, что она не предсказывает усиления колебаний в низкочастотной области спектра, на частотах вблизи 30 МГц. Между тем эти колебания оказываются весьма существенными в динамике системы, о чем свидетельствует следующий эксперимент. На модулирующую пучок сетку наряду с СВЧ напряжением, возбуждающим квазистационарную волну, подавалось малое напряжение с частотой 30 МГц. При этом заметно сужались спектры всех волн-спутников, а область затухания основной волны приближалась к координате инжекции пучка. На рис. 26 приведены пространственные зависимости амплитуд основной и низкочастотной волн. Амплитуды волн с комбинационными частотами (400 ± 30 МГц) изменяются вдоль пучка аналогично кривой, изображенной пунктиром. Приведенные данные говорят о том, что причиной затухания основной волны является рост волн — «спутников». Эти волны выводят сгустки из состояния равновесия, и последние разрушаются.

Следует заметить, что в эксперименте при нарушении равновесия сгустков возникают еще два эффекта, дополнительно способствующие затуханию основной волны. Это, во-первых, угловое рассеяние электронов пучка, наблюдаемое визуально. Во-вторых, сильное изменение режима плазменно-пучкового разряда и, следовательно, параметров плазмы на участке спада амплитуды. Измеренные аксиальные зависимости радиальных потоков электронов и ионов на этом участке носят спадающий характер. Поэтому непосредственное влияние «спутников» на основную волну проявляется четко только на начальном этапе затухания последней, а далее оно затемняется отмеченными выше эффектами.

Разрушение электронных сгустков естественно приводит к затуханию и волн-спутников.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, при стационарной инжекции электронного пучка в плазму в широком диапазоне условий возбуждаются регулярные нелинейные волны, которые представляют собой периодическую последовательность электронных сгустков, сопровождаемых поляризационным облаком зарядов плазмы. Пространственная эволюция этих волн есть результат соответствующего изменения параметров сгустков из-за начальной модуляции скорости пучка и действия согласованного с ними электрического поля. Основание для такого вывода дают как результаты теоретического анализа взаимодействия моноэнергетического пучка с плазмой при различных условиях, так и имеющиеся убедительные экспериментальные доказательства существования сгустков вплоть до непосредственного наблюдения за их динамикой.

На основе концепции электронных сгустков легко объясняется весь комплекс явлений, описанных в гл. 2. При этом в широком круге изученных экспериментальных систем можно условно выделить такие сменяющие друг друга в аксиальном направлении участки плазменно-пучковой системы.

1. Линейная стадия. Здесь происходит выделение из шумов квазимонохроматической волны и ее экспоненциальное нарастание в пространстве. Степень группировки пучка и амплитуды других переменных величин очень малы.

2. Участок формирования сгустков. На этом участке продолжает нарастать модуляция скорости пучка. Одновременно вследствие этой модуляции переменная плотность пучка, нарастая по величине, сильно отклоняется от гармонического закона. Волна обогащается кратными гармониками. Этот этап заканчивается образованием сгустков. Характерная длина процесса образования сгустков выражается формулами (5.7) и (5.8).

3. Участок взаимодействия с плазмой сформированных сгустков. Большая часть электронов пучка сосредоточена здесь в сгустках, что в зависимости от условий приводит к более или менее значительному отклонению профиля волны электрического поля от гармонического. Сгустки не являются жесткими образованиями, а имеют тонкую внутреннюю структуру, которая в процессе их поступательного движения сложным образом изменяется. Хотя степень этих изменений зависит от конкретных условий, они, вообще говоря, носят характер разгруппировки электронов и повторной группировки, что должно приводить к соответствующим пространственным изменениям амплитуды колебаний. В тех случаях, когда сгустки взаимодействуют с волной, распространяющейся в плазме и без них, пространственные осцилляции амплитуды вызываются в первую очередь энергообменом между волной и сгустками.

Электроны, составляющие сгустки, имеют относительно друг друга большие скорости. Это предопределяет тенденцию сгустков к распаду, так как уменьшение по той или иной причине амплитуды волны влечет за собой высыпание электронов сгустков из потенциальных ям, в которых они находятся. Распад сгустков приводит к затуханию волны.

По данным многочисленных измерений протяженность участка, на котором еще сохраняется сильная группировка пучка, порядка $(1-2) S$, а вся длина изученных экспериментально систем, включая начальную стадию, равна примерно $3S$. На таком расстоянии пучок состоит из небольшого числа взаимопроникающих модулированных по скорости потоков, т. е. является еще далеко не срелаксировавшим. Экспериментальные сведения о последующей динамике пучка отсутствуют, и принципиальный вопрос о путях его релаксации остается открытым.

При теоретическом анализе этого процесса важнейшая роль отводится механизмам, влияющим на отток энергии от ленгмюровских колебаний¹²⁹, в частности, в бесстолкновительной плазме — модуляционной неустойчивости и коллапсу волн. Однако представляют определенный интерес и соображения об асимптотическом поведении пучка^{25,130}, основанные на анализе одних только электронных колебаний — предмете настоящего обзора.

Согласно этим представлениям в случае пучка малой плотности, несмотря на непрерывное возрастание с расстоянием числа совмещенных потоков, величина их переменной скорости остается незначительной. В результате образуется размытая функция распределения электронов пучка, что в условиях широкого спектра колебаний с малой амплитудой может перевести систему в режим квазилинейной релаксации.

По-видимому, возможна и другая ситуация, характерная для больших плотностей пучка, когда в процессе группировки переменная скорость пучка становится одного порядка с v_0 . В этом случае в образующемся многоскоростном потоке амплитуды переменных величин таковы, что линейное описание пучка неприменимо, он находится в сильнотурбулентном режиме, релаксируя через перемешивание и дробление масштабов.

Как бы то ни было, коллективные поля на участке многопотокового движения, возникающего при распаде сгустков, сильно уменьшаются. Максимальный уровень колебаний может быть поддержан на большом

протяжении, если инжектировать в плазму предварительно сформированные сгустки, возбуждающие квазистационарную волну.

Автор благодарен М. В. Незлину за полезные критические замечания, сделанные при обсуждении работы.

Институт физики АН УССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Файнберг Я. Б.— АЭ, 1961, т. 11, с. 313; УФН, 1968, т. 93, с. 617.
2. Незлин М. В.— УФН, 1970, т. 102, с. 105.
3. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме.— М.: Наука, 1976.
4. Галеев А. А., Сагдеев Р. З.— В кн. Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича.— М.: Атомиздат, 1973.— Вып. 7, с. 3.
5. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков.— М.: Атомиздат, 1979.
6. Иванов А. А., Соболева Т. К. Неравновесная плазмохимия.— М.: Атомиздат, 1978.
7. Габович М. Д.— УФН, 1977, т. 121, с. 259.
8. Langmuir I.— Phys. Rev., 1925, v. 26, p. 585.
9. Penning F. M.— Nature, 1926, v. 118, p. 301.
10. Tonks L., Langmuir I.— Phys. Rev., 1929, v. 33, p. 195.
11. Merrill J., Webb W.— Ibid., 1939, v. 55, p. 1191.
12. Ахиезер А. И., Файнберг Я. Б.— ДАН СССР, 1949, т. 69, с. 555.
13. Bohm D., Gross E. P.— Phys. Rev., 1949, v. 75, p. 1851, p. 1864.
14. Briggs R. I.— Electron-stream Interaction with Plasmas.— Cambridge, Mass., The M.I.T. Press, 1964; Бриггс Р.— В кн. Достижения физики плазмы.— М.: Мир, 1974.— С. 132.
15. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 1.— М.: Атомиздат, 1975.
16. Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В., Ситенко А. Г., Степанов К. Н. Электродинамика плазмы.— М.: Наука, 1974.
17. Вedenov А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З.— Яд. синтез, 1961, т. 1, с. 82.
18. Drummond W. E., Pines D.— Nucl. Fusion. Suppl., 1962, pt. 3, p. 1049.
19. Иванов А. А., Рудаков Л. И.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 1522.
20. Robertson C., Gentle K. W., Nielson P.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 26, p. 226.
Robertson C., Gentle K. W.— Phys. Fluids, 1971, v. 14, p. 2462.
21. Davis J. A., Bers A.— In: Proc. of Symposium on Turbulence of Fluids and Plasmas.— Brooklyn, 1968.— P. 87.
22. Morse R. L., Nielson C. W.— Phys. Fluids, 1969, v. 12, p. 2418.
23. Габович М. Д., Коваленко В. П.— ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 716.
24. Kadomtsev B. V., Pogutse O. P.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 1155.
Кадомцев Б. Б.— В кн. Проблемы теории плазмы.— Киев: ИТФ АН УССР, 1972.— С. 271.
25. Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Взаимодействие волн конечной амплитуды с плазмой.— Харьков: ХФТИ, 1972.
26. Van Kampen N. G.— Physica, 1955, v. 21, p. 949.
27. Bernstein I. B., Green J. M., Kruskal M. D.— Phys. Rev., 1957, v. 108, p. 546.
28. Гладкий А. М., Коваленко В. П., Юшманов П. Н.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 533.
29. Гладкий А. М., Коваленко В. П.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 984.
30. Garbascadden A.— J. Electron. Contr. 1963, v. 14, p. 303.
31. Березин А. К., Файнберг Я. Б., Болотин Л. И., Березина Г. П.— АЭ, 1965, т. 18, с. 5.
32. Зайцев А. А., Савченко И. А.— Ж. ПМТФ, 1965, № 2, с. 30.
33. Mahaffey D. W.— J. Electron Contr., 1959, v. 6, p. 193.
34. Габович М. Д., Пасечник Л. Л.— ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 1025.
35. Харченко И. Ф., Файнберг Я. Б., Николаев Р. М., Корнилов Е. А., Луценко Е. И., Педенко Н. С.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, с. 685.
36. Демирханов Р. А., Геворков А. К., Попов А. Ф.— ЖТФ, 1960, т. 30, с. 315.
37. Березин А. К., Березина Г. П., Болотин Л. И., Ляпкало Ю. М., Файнберг Я. Б.— В кн. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза.— Киев: Изд-во АН УССР, 1963.— Вып. 3, с. 125.

38. Березин А. К., Березина Г. П., Болотин Л. И., Ляпка-ло Ю. М., Файнберг Я. Б.— Ibid., 1965.— Вып. 4, с. 129.
39. Саппара А. В., Crawford F. W.— J. Appl. Phys., 1965, v. 36, p. 3132.
40. Левитский С. М., Шашурин И. П.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 350.
41. Apel J. R.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 744.
42. Bohmer H., Chang J., Raether M.— Plasma Phys., 1969, v. 11, p. 645; Phys. Fluids, 1971, v. 14, p. 150.
43. Malmberg J. H., Wharton C. B.— Ibid., 1969, v. 12, p. 2600.
44. Nagashima T.— J. Phys. Soc. Japan, 1971, v. 30, p. 1712.
45. Mizuno K., Tanaka S.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 45; J. Phys. Soc. Japan, 1973, v. 35, p. 1753.
46. Gentle K. W., Lohr J.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 75.
47. Gentle K. W., Lohr J.— Phys. Fluids, 1973, v. 16, p. 1464.
48. Boyd D., Bollinger D., Carr W., Liu H., Seidl M.— Phys. Lett., Ser. A, 1973, v. 43, p. 45.
49. Seidl M., Carr W., Boyd D., Jones R.— Phys. Fluids, 1976, v. 19, p. 78.
50. Попович В. П., Новскова Т. А., Харченко И. Ф., Шустин Е. Г.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1973, т. 16, с. 1109.
51. Mori H.— J. Phys. Soc. Japan, 1973, v. 35, p. 592.
52. Šůnka P., Jungwirth K.— Czech. J. Phys. Ser. B, 1975, v. 25, p. 404.
53. Kerst R. A., Raether M.— Phys. Lett. Ser. A, 1979, v. 69, p. 329.
54. Kojima S., Kato K., Hagivara S.— J. Phys. Soc. Japan, 1957, v. 12, p. 1276.
55. Berezin A. K., Berezina G. P., Matsiborko N. G., Fainberg Ya. B., Shapiro V. D., Shevchenko V. I.— Nucl. Fusion, 1973, v. 13, p. 925.
56. Bollinger L. D., Carr W., Liu H., Seidl M.— Phys. Fluids, 1974, v. 17, p. 2142.
57. Sato M., Heider J.— J. Phys. Ser. D, 1975, v. 8, p. 1632.
58. Van Wakeren J. H., Norman H. J.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 25, p. 295.
59. Jungwirth K., Piffel V., Ullschmied J.— Plasma Phys., 1974, v. 16, p. 283.
60. Лавровский В. А., Харченко И. Ф., Шустин Е. Г.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 2236.
61. Лавровский В. А., Деев В. М., Рогашков С. А., Яременко Ю. Г., Харченко И. Ф., ЖТФ, 1969, т. 39, с. 1586.
62. Березин А. К., Файнберг Я. Б., Безъязычный И. А.— Письма ЖЭТФ, 1968, т. 7, с. 156.
63. Зейдлиц В. П., Безъязычный И. А., Березин А. К.— ЖТФ, 1976, т. 46, с. 618.
64. Itakura A.— J. Phys. Soc. Japan, 1976, v. 41, p. 305.
65. Emeleus K. G., Allen T. K.— Austr. J. Phys., 1955, v. 8, p. 305.
66. Apel J. R.— Phys. Fluids, 1969, v. 12, p. 640.
67. Allen T. K.— Proc. Phys. Soc. Ser. A, 1955, v. 68, p. 696.
68. Garscadden A., Gray E. M. H., Emeleus K. G.— In: Proc. of 5th Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases.— Munich, 1960.— V. 2, p. 1433.
69. Allen T. K., Bailey R. A., Emeleus K. G.— Brit. J. Appl. Phys., 1955, v. 6, p. 320.
70. Emeleus K. G.— Advances in Electronics and Electron Physics. N.Y. Academic Press, 1964. V. 20, p. 59.
71. Габович М. Д., Коваленко В. П.— ДАН СССР, 1971, т. 199, с. 799.
72. Харченко И. Ф., Файнберг Я. Б., Корнилов Е. А., Николаев Р. М., Луценко Е. И., Педенко Н. С.— ЖТФ, 1961, т. 31, с. 762.
73. Smullin L. D., Getty W. D.— Phys. Rev. Lett., 1962, v. 9, p. 3.
74. Hedvall P.— J. Appl. Phys., 1962, v. 33, p. 2426.
75. Horson J. E.— Ibid., 1963, v. 34, p. 2425.
76. Левитский С. М., Шашурин И. П.— ЖТФ, 1966, т. 36, с. 1364.
77. Габович М. Д., Гладкий А. М., Коваленко В. П.— Укр. физ. ж., 1974, т. 19, с. 1704.
78. Корнилов Е. А., Ковпик О. Ф., Файнберг Я. Б., Харченко И. Ф.— ЖТФ, 1965, т. 35, с. 1372.
79. Лебедев П. М., Онищенко И. Н., Ткач Ю. В., Файнберг Я. Б., Шевченко В. И.— Физ. плазмы, 1976, т. 2, с. 407.
80. Роу Дж. Е., Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот.— М.: Сов. радио, 1969.

81. Шевчик В. М., Трубецков Д. И., Аналитические методы расчета в электронике СВЧ.— М.: Сов. радио, 1970.
82. Веселовский И. С.— ЖЭТФ, 1979, т. 77, с. 1352.
83. Онищенко И. Н., Линецкий А. Р., Мациборко Н. Г., Шапи-ро В. Д., Шевченко В. И.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 407.
84. O'Neil T. M., Winfrey J. H., Malmberg J. H.— Phys. Fluids, 1971, v. 14, p. 1204.
85. Thompson J. R.— Phys. Fluids, 1971, v. 14, p. 1532.
86. Иванов А. А., Парайл В. В., Соболева Т. К.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 1678.
87. Альтеркоп Б. А., Волокитин А. С., Росинский В. Е., Рухадзе А. А., Тараканов В. П.— Физ. плазмы, 1977, т. 3, с. 173.
88. Берман Г. П., Заславский Г. М.— Ibid., с. 1338.
89. Goldstein B., Carr W., Rosen B., Seidl M.— Phys. Fluids, 1978, v. 21, p. 1569.
90. Рогашкова А. И.— Электрон. техника. Сер. 1 «Электроника СВЧ», 1970, вып. 5, с. 143.
91. Коваленко В. П.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 2122.
92. Shapiro V. D., Shevchenko V. I.— Nucl. Fusion, 1972, v. 12, p. 133.
93. O'Neil T. M., Winfrey J. H.— Phys. Fluids, 1972, v. 15, p. 1514.
94. Carr W., Jones R., Boyd D., Manickam J., Seidl M. Ibid., 1974, v. 17, p. 1638.
95. Jungwirth K., Krlin L.— Plasma Phys. 1975, v. 17, p. 862.
96. Winske D., Jackson E. A.— Phys. Fluids, 1975, v. 18, p. 389.
97. Гладкий А. М., Коваленко В. П.— Укр. физ. ж., 1977, т. 22, с. 1246.
98. Amein W. H., Dolgorolov V. V., El-Siragy N. M., Hussein A. M., Sayed Y. A.— Physica, 1979, v. BC96, p. 286.
99. Рогашкова А. И., Харченко И. Ф., Цейтлин М. Б., Цицонь Н. Т.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1972, т. 15, с. 1121; ЖТФ, 1973, т. 43, с. 95.
100. Lacina J., Krlin L., Korbel S.— Phys. Lett. Ser. A, 1974, v. 48, p. 271; Plasma Phys., 1976, v. 18, p. 471.
101. Fukumasa O., Abe H., Itatani R.— Phys. Rev. Letters, 1978, v. 40, p. 393.
102. Fukumasa O., Abe H., Itatani R.— Phys. Fluids, 1979, v. 22, p. 310.
103. Астрелин В. Т., Бучельникова Н. С., Захаров Ю. П.— ЖТФ, 1975, т. 45, с. 1184.
Астрелин В. Т., Бучельникова Н. С.— Препринт ИЯФ СО АН СССР № 70—17.— Новосибирск, 1975.
104. Габович М. Д., Коваленко В. П.— Укр. физ. ж., 1970, т. 15, с. 1893; в кн. Диагностика плазмы.— М., Атомиздат, 1973.— Вып. 3, с. 331.
105. Лавровский В. А., Шустин Е. Г., Харченко И. Ф.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 84.
106. Drummond W. E., Malmberg J. H., O'Neil T. M., Thomson J. R.— Phys. Fluids, 1970, v. 13, p. 2422.
107. Коваленко В. П.— Укр. физ. ж., 1973, т. 18, с. 514.
108. Габович М. Д., Гладкий А. М., Коваленко В. П., Козырев Ю. Н., Найдя А. П.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 343.
109. Гладкий А. М., Коваленко В. П.— Укр. физ. ж., 1974, т. 19, с. 690.
110. Гладкий А. М., Коваленко В. П.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 1617.
111. Федорченко В. Д., Мазалов Ю. П., Бакай А. С., Руткевич Б. И.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 2225.
112. Dimonte G., Malmberg J. H.— Phys. Rev. Lett. 1977, v. 38, p. 401.
113. Файнберг Я. Б., Некрасов Ф. М., Курилко В. И.— Цит. в ³⁷ сб.— 1962.— Вып. 1, с. 27.
114. Gross E. P.— In: Proc. of Symposium on Electronic, Waveguides. N.Y., 1958.— V. 4, p. 43; перевод в кн. Колебания сверхвысоких частот в плазме.— М.: ИЛ, 1961.— С. 11.
115. Астрелин В. Т., Бучельникова Н. С.— Препринт № 74-93 ИЯФ СО АН СССР.— Новосибирск, 1974.
116. Коваленко В. П.— В кн.: Аннотации докладов Второй международной конференции по теории плазмы.— Киев, 1974.— С. 101.
117. Коваленко В. П.— Физ. плазмы, 1979, т. 5, с. 804.
118. Коваленко В. П., Юшманов П. Н.— Ibid., 1977, т. 3, с. 1284.
119. Аматуни А. Ц., Магомедов М. Р., Сехпосян Э. В., Элбакян С. С.— Ibid., 1979, т. 5, с. 85.
120. Коваленко В. П.— Ibid., 1980, т. 6, с. 1092.
121. Krueger W. L., Dawson J. M., Sudan R. N.— Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 838.

121. Шапиро В. Д., Шевченко В. И.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 1023.
122. Goldman M. V., Berk H. L.— Phys. Fluids, 1971, v. 14, p. 801.
123. Manheimer W. M.— Phys. Rev. Ser. A, 1971, v. 3, p. 1402.
124. Infeld E., Rowlands G.— Phys. Lett. Ser. A, 1975, v. 54, p. 106.
125. Ахизер А. И., Демуцкий В. П., Половин Р. В.— Физ. плазмы, 1977, т. 3, с. 1079.
126. Мациборко Н. Г., Онищенко И. Н., Файнберг Я. Б., Шапиро В. Д., Шевченко В. И.— ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 874.
127. Bouchoule A., Weinfeld M.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1144.
128. Красовицкий В. Б.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 679.
129. Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И.— В кн. Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой.— Горький: ИПФ АН СССР, 1980.
130. Jones R., Carr W., Seidl M.— Phys. Fluids, 1976, v. 19, p. 548.