ОРДЕНА ЛЕНИНА ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ



академии наук СССР

С.А. Беляев Д.А. Гольдина Л.В. Лесков Ю.Н. Куликов С.П. Курдюмов Ю.П. Попов В.В: Савичев А.А. Самарский С.С. Филиппов

РАСЧЕТ НЕСТАЦИОНАРНОГО УСКОРЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ОДНОМЕРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ $\mathcal{N}\mathcal{L}$

Часть І. НЕЛИНЕЙНЫЙ МЕХАНМЯМ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ Т-слоев в двихущейся плазив

RNПАТОННА

В работе выполнены расчёты на ЭВМ движения плазмы в импульсном ускорителе в рамках одномерной нестационарной магнитогидродинамической модели с учётом нелинейного ха-рактера электропроводности. Определена структура плазменно-го образования, т.е. распределение плотности, скорости, температуры, магнитного поля вдоль направления движения. Установлено, что внесенное в непроводящий газ температурное возмущение может расти и развивается в Т — слой. Показано, что существуют нелинейные механизмы, обуславливающие при определенных условиях празмножение Т — слоя. В результате в пространстве возникает квазипериодическая структура ускоренной плазмы.

СОДЕРЖАНИЕ

			CTP
		Введение.	6
Š	I.	Обзор теоретических работ:	8
8	2.	Обзор экспериментальных работ.	12
8	3.	Постановка задачи и метод решения.	22
δ	4.	Результати расчетов ускорения плазми	
		без учёта излучения.	28
\$	5.	Обсуждение результатов и границ примени-	
		мости модели.	46
		Литература.	52
	•		

BREIGHNE

Задача твории ускорителей плазмы импульсного действия — установить связь между параметрами плазмы — скоростью, концентрацией, температурой и т.д., с одной стороны, и внешни—
ми параметрами самого ускорителя — емкостью батареи конден—
саторов, напряжением, геометрией электродов и т.д., — о дру—
гой. Такая теория должна учитывать наиболее существенные физические факторы, влияющие на ускорение плазмы, и давать
ясную общую картину процесса. Одно временно она должна послужить основой для расчета интегральных характеристик ускори—
теля: полного импульса, эффективности и др.

В общем случае теория импульсного ускопителя плазмы должна быть, по-видимому, трехмерной, нестационарной, трех-жидкостной и учитывать неравновесные плоцессы, а также из-лучение. Это говорит в том, что создание общей теории импульсных ускорителей плазмы является крайне сложной задачей.

В качестве практически приемлемой альтернативы общей теории следует рассматривать приближенные теоретические матоды расчета процессов в импульсных ускорителях плазмы. Несмотря на упрощения, лежащие в основе таких методов, они по эволяют существенно прояснить картину ускорення плажим.

В настоящей работе предлагается расчет движений плаз-

иой магнитогидродинамической модели. В І части работы проводятоя расчёты на ЭВМ ускорения плазмы без учёта процессов теплопереноса. Определяется структура плазменного образования, т. ... дается раопределение плотности, скорости, температуры, магнитного поля вдоль направления движения. Установлено, что внесенное в непроводящий газ температурное возмущение может расти и развивается в Т-слой, высокотемператупное самоподцержиьающееся образование, возникновение и самоподдержание которого обусловлено наличием нелинейных связей между электро- и газодинамическими процессами $\int 1$. Показано, что существуют нелинейные механизмы, обуславливающие при определенных условиях "размножение" Т-слоя. В результате в пространстве возникает квазипериздическая структура, состоящая из Т-слоев. разделенных пломежутками колодного газа. В этой части имеются обворы теоретических в экспериментальных работ, которые не претендуют на полноту и имеют целью выделение некоторых явлений, проиоходящих в ускоряемой плазме и связанных с об-DASO BAHNOM MUKDOCTYCTKOB.

Во П части работы приведены расчеты на ЭВМ процесса ускорения плазмы с учётом излучения в рамках эдномерной нестационарной мгд-модели. Перенос излучения эписывается многогруппо вым кинетическим уравнением. Граничный режим электромагиитного поля определяется из электротехнического уравнения внешней цепи. Термощинамические функции литиевой плазмы находятся из уравнений Саха. Проводимость вичисляется по уравнению Больциана в приближении парных столкно жений при дебаевском потенциале взаимодействия, при этом тормозное поглощение находилось в приближении Борна — Эльверта, а фотоэффект — в приближении Вайнштейна. Расчёты в уточнённом физическом приближении подтверждают установленный в І-ой части механизм возникновения и празмножения Т-слоев, приводящий к расолоению плазмы на микростустки. Кроме данных по отруктуре плазменного образования (плотность, скорость, температура и др.), приводятся интегральные характеристики ускорителя: полный импульо ко-

OBSOP TEOPETHYECKIX PAGOT

Простеншей моделью фазгона плазмы в импульсном ускорителе является электродинамическое приближение, впервые стормулированное Л.А.Арцимовичем с сотрудниками [2] ная идея этого поиближения состоит в том, что плазменный стусток, в котором сосредоточена вся ускоряемая масса, рассматривается как жесткий недейормируемый проводник толдины много меньшей, чем карактерная длина ускорителя. Уравнение движения плазменного стустка записывается в виде уравнения Ньютона, в правой части которого стрит электродинамическая сила Ампера. Уравнение электрической цепи связывает величину тока и ўскоряющей силы с параметрами цепи ускорителя смкость батареи котпенсаторов, напояжениеми до.). Решение полученной ополети у применя в пиственный безразмерный параметр отребениемы массей плазменного стустка и нараметрами электрической непи ускорителя. Простота электродинамического приближения обусловила появление значительного количества работ, посвященных различным видоизменениям и поннамевап" ики "икуп" акайсмата не бище обо предсем меннарово шайбы"), см., например, [2,3,4,5,6,7,8] . Это же приближение было подолено в основу раздичных полуэмпирических методов расчета интегральных характеристик импульсных ускорителей. плазмы.

Основной недостаток электродинамического приближения состоит в том, что оно не учитывает природу ускоряемого ве-

щества и распределение его массы по объему ускорителя. Предложенное Розенблютом [9] приближение токового слоя предполагает, что в канале ускорителя формируется тонкий идеально проводящий слой плазмы, в кото: м сосредоточен весь разрядный ток. Токовый слой деижется под действием силы Ампера
или, по другой терминологии, под действием магнитного давления, сгребая находящийся перед ним газ и оставляя за собой
область разрежения (модель "снегосчистителя"). При этом масса плазменного сгустка нараотает. В предельном случае, когда вся ускоряемая масса оказывается сосредоточенной вблизи
магнитного поршня, приходим к электосцинамическому приближению плазменной "майбы". Часть работы магнитного поршня расходуется на ионизацию и нагрев захватываемого газа, что снижает к.п.д. ускорителя, однако образование ударной волны в
этой модели не учитывается.

Дальнейшим усовершенствованием явилась гидродинамическая модель [10], в которой рассматривается движение
магнитного поршня с образованием ударной волны. Задача сводится к расчету одномерного нестационарного изэнтропического течения идеального газа бесконечной проводимости, ограниченного с одной сторони токовым слоем, на который давит
магнитный поршень, а с другой — фронтом сильной ударной волны, распространяющейся в неподвижном холодном газе. Влияние
визкости и теплопроводности плазмы на структуру фронта ударней волны учитывалось в работе Имшенника и Дьяченко [11],
гле дано решение задачи о сходящейся пилиндрической удар-

ной волне, сэздаваемой магнитным поршнем в пинче.

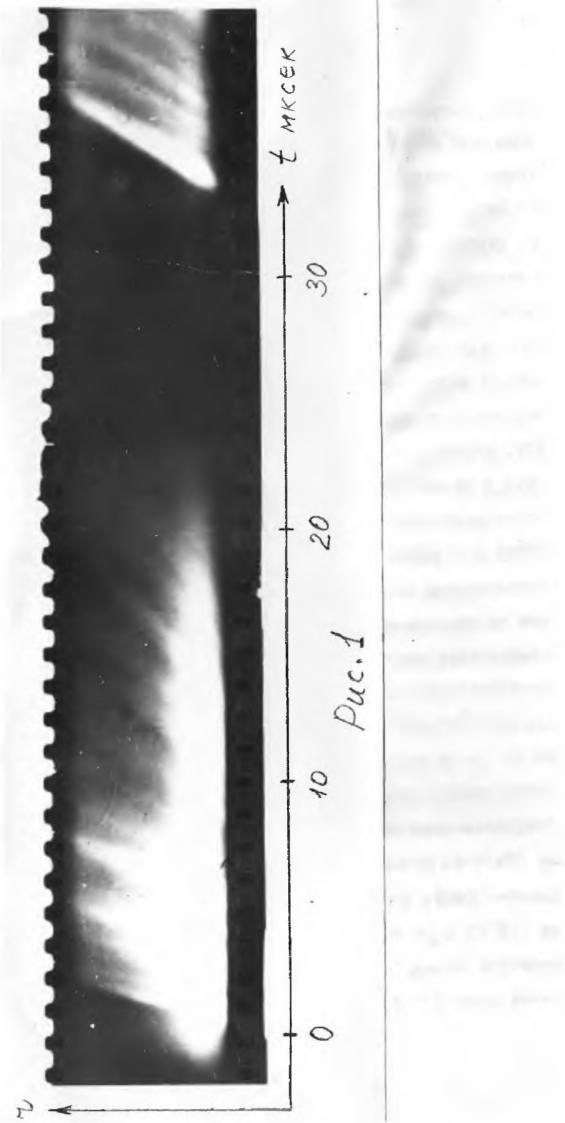
В работах Бам-Зеликовича [12,13] развита одномерная магнито гидродинамическая модель квазистационарного ускорения плазмы. В отличие от предыдущих, эта модель с самого начала предполагает распределение токов и электромагнитных сил по всему объему плазмы в ускорителе и учитывает конечную проводимость плазмы. При этом силы давления газа считаются пренебрежимо малыми по сревнению с электродинамическими, а проводимость плазмы — постоянной.

Влияние эффекта Ховиа на структуру токового слоя и захват плазмы обсуждаю сь в работе Хижняка и Калмыкова [14] для случая одномерного щвижения токового слоя в рельсовом ускорителе.

\$2.НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ПЛАЗМИ ИМПУЛЬСНОГО ДЕЙСТВИЯ

При экспериментальном исследовании ускорителей плазмы импульсного действия были обнаружены физические явления, которие не могут быть объяснены в рамках существующих упрощенных теоретических моделей разгона плазмы - моделях "плазменной шайбы", "снегоочистителя" и др. Основными из этих явлений являются: существо вание слоистой структуры выбрасываемого плазменного образования, движение против ускоряющей амперовой силы, наличие в плазме ионов высокой кратности, разогрев плазмы до высоких температур в узких участках. Остановимся корстко на некоторых из этих экспериментальных работ. В работах [16, 17, 18, 20, 21 указывается на существование таких режимов разгона плазмы, при которых выбрасываемый стусток имеет по длине слоистую отруктуру, т.в. состоит из ряда микросгустков, двигающихся в непосредственной близости друг за другом. В экспериментах одного из авторов настоящей работи, выполненных в 1960-1961г. на коаксиальном ускорителе плазмы с отношением диаметров электродов D/d = 86мм/30мм и длиной 250 мм, имевшем конденсатор емко отью С=300мко, рабочее напряжение $U_0 = 5 - 10$ кв, разрядные теки 3 ток = 100-180 ка при длительности полупериода разряда $1/2 \approx 33$ мк.сек, работавнем при импульсном напуске газа (воздуха) о T задержки ≈ 450 мксек, получены фото-

рогистрограммы истечения плазмы из ускорителя, одна из которых показана на рис. І. Отметим, что для возможности сравнения различных ускорителей между собой и с результатами расчетов удобно ввести понятие "единичного" ускорителя плазмы, который имеет площадь сечения в плоскости перпендикулярной направлению движения плазын, равную Іон х Ісм -Ісм2. Тогда для рассматривазмого ускорителя амплитуда разрядного тока в эквивалентном ему "единичном" ускорителе составит $J_{max}^{1} \approx 5$ + Юка. Из приведенной фоторегистрограммы видно, что вылетающий в первом полупериоде стусток плазмы состоит из целого ряда микростустков, имеющих характерный размер в направлении движения ~3+5см 'или в масштабе времени $\sim 344.10^{-7}$ сек' и примерно такое же расстояние между ними. Сопоставление фоторегистрограмм истечения с осциилограммами тока и напряжением показывает, что микроспустки существуют в течение ~ 24 мксек, пока измеряемое колебательное напряжение на внешнем электроде имеет положительную полярность. Скорость истечения микроспустков в этих экспериментах изменялась в течение полупериода в пределах $1.10^6 + 7.10^6$ см/сек. Изучение качественного состава плазыы на срезе ускорителя показало преобладание в опектре излучения линий, принадлежащих однократным ионам $N \overline{\underline{u}}$ и $O \overline{\underline{u}}$ (с потенциалом возбуждения относительно основного состоянии атема I3+24 эв), двукратини конам азота N Ш (с $U_g ≈ 30$ -40 эв), имеются линии примесей, принадлежащие но нам углерода вплоть до СІУ (с $U_e \approx 45-58$ эв), нонам кальция СаІІ, СаШ и др. Температура ионов, определенная по контуру линии Сап 3968,47А, составляет $T \approx 3,5$ ав, а концентрация заряженных частиц в



плазме на выходе ускорителя, опененная по контуру линий H_{β} , имеет величину $n\sim 2.10^{16}$ см⁻³. Аналогичные результаты получения в работе [19]

В опытах по электродинамическому ускорению плазмы, выполненных И.Ф. Кварцхавой с сотрудниками и описанных в работе [16] , особенности истечения плазмы изучались с помощью СРР. Использовался ускоритель с коаксиальной геометрией электродов, 2/d -I4мм/4мм, длина IOO мм, конденсатор емкостью C = IO мкф, напряжение $U_o = 45$ кв. рабочее вещество - волород при начальном давлении до 2 мм.рт.ст. Показано. что в начале каждого полупериода тока из коаксиала вылетает ярко светящийся плотный стусток плазмы, причем в течение каждого полупериода вслед за головным стустком вылетает множестве малых стустков, обладающих по сравнению с ним меньшей толщиной и большими скорэстями. Утверждается, что малые огустки начинают возникать в начале краксиала через равные промежутки времени после старта головного стустка. В описываемых опытам при $J_{max}=80$ ка т.е. ток в "единичном" ускорителе $3_{\text{max}}^{1} \approx 25$ ка) скорость головных стустков не превышала I.107 cm/cek, a eropoeth малых стустков $\sim 4.10^7$ cm/cek, при этом их ширина составляет ~ Ісм. Продслжительность процесса ускорения малых стустков составляет $\sim 10^{-7}$ сек. Для объяснения слоистой структуры ускоренных плазменных сгустков авторы приводят следующие качественные соображения. При движении спустка возникает обратная ЭДС, для преодоления которой приложенная к коаксиалу внешняя ЭДС должна соответственно увеличиться. Это могло бы осуществиться, если бы объем коаксиала за сгустком обладал достаточной электрической прочностью. В условиях сильного коротковолнового излучения сгустка и испарения электродов трудно ожидать значительной прочности. Олнако, в течение времени, необходимого для развития сильноточного разряда, электрическая прочность должна быть высокой. По мнению авторов, это время, составляющее величину 10^{-7} сек, опеределяет продолжительность процесса ускорения и последовательность образования малых сгустков внутри ускорителя.

В другой свеей работе [17] . эти же авторы указывают, что в условиях электродинамического ускорения плазмоидов приобретаемые ими скорости примерно на порядок ниже возможной скорости дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях, реализующихся в импульсном ускорителе. Объяснение этого факта авторы видят, как и раньше, в существенной роли повторных пробоев, которые приводят к возникновению слоистой структуры сгустка. Такая структура наблюдалась ими и в последующих опытах, проводившихся с коаксиальней системой электродов больших размеров при использовании однополярных импульсов тока амплитудой 20-40 ка и длительностью 500 мксек. Плазма создавалась в основном за счет абляции вещества изолирующей прокладки из фторонласта, что затрудняет определение давления в ускорителе. Из приведенных фоторегистрограмм видно, что частота следования нла эмондев составляет ~ І Мгп. а скорость их движения 5.100 cm/cex.

Возникно вение слоистой структуры сгустков плазмы, выбрасываемых из ускорителей импульсного действия, регистрировалось не только с помощью СФР, но и при использовании других диагностических методов: магнитных зондов и петель, шлирен-фотографии и др. [18,20,23]. И в этих экспериментах временной интервал между отдельными микросгустками составляет $\sim 1.10^{-7}$. + I. 10^{-6} сек, линейный размер их – несколько см, такого же порядка и расотояние между ними. Зеличина скорости, до которой разгоняются микросгустки, составляет нескольких единиц х 106 см/сек, что значительно меньше дрейфовой скорости. Так, в работе [23] слоистая структура вылетающей плазмы наблюдалась шлирен-методом на ускорителе рельсовой геометрии (рельсы сечением 5х5 см, длиной 30 см, емкость конденсатора С-20мкф, напряжение U_0 8кв, длительность первого полупериода $T_{1/2} =$ = 5 мксек) при начальных давлениях на водороде Ро-44 Юмм.рт.ст. При снижении давления происходило размытие этой структуры. В рабетах [21,22], где также с помещью СТР показано наличие слоистой структуры плазмы, выбрасываемой из рельсового ускорителя (расстояние между пластинами 20мм, их длина 200 мм, С-36мкф, $U_o = 4.5 \text{ kB}$, $J_{max} = 40 \text{ ka}$, $I/2 T \approx IO \text{ MKCeK}$) no wrapk-sooekту спектральных линий иона кислорома ОП оценена средняя плотность заряженных частиц в таком микроспустке $12.5.10^{17}$ см⁻³. оценена также температура плазмы $T \approx 3$ эв. Отмечается, что с увеличением давления газа в разрядной трубке концентрация заряженных частип падает:

Измерения магнитными зондами ширины и скорости движения токового слоя в начальной стадии разряда в импульсном коаксиальном инжекторе плазмы ($^{\mathcal{D}}/_{d}$ -IIO/50 мм, длина \approx 400мм, С=33,5 мкф, U_{o} =-20 кв, импульсный напуск водорода с \mathcal{T}_{3}^{∞} 50 мксек и \mathcal{T}_{3} =150 мксек, $\mathcal{T}/2$ \approx 9 мксек, \mathcal{I}_{max} 185 ка,

так что $J_{max}^{4} \approx 6$ ка) выполнено в работе [24] . Исследовались два режима: "малого давления" (концентрация частиц перед разрядом $N \sim 10^{15} {\rm cm}^{-3}$) и "больного давления" ($N \sim 10^{16} {\rm cm}^{-3}$). Произведены измерения напряженности магнитного поля по всей длине ускорителя в различные моменты времени, показано наличие сложной структуры поля с характерными максимумами и минимумами. При разрядном токе $\Im \approx 160$ ка максимальная зарегистрированная величина напояженности магнитного поля В, составляда ~ 10 кэ. В режиме "малого давления" ток разряда рассредоточен по всей длине электродов и появляются замкнутые менчика, возникно вение которых автор объясняет наличием токов Холла. В режиме "большого давления" также наблюдались BANKHYTHE TOKE, HO KAK OTMETRET ABTOD, OHE HORBIROTOR SHAистельно позже и их амплитуда гораздо меньше, а на начальной стадии разряда наблюдается отчетливое скинирование магнитного поля. Появление холловоких токов в рассматриваемом ускорителе объясняется по-видимому, низкими начальными концентрациями частиц ($N \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), при увеличении концентрации на пооядок (режим "больного давления"), роль холловских токов в процессе ускорения значительно уменьшилась. При дальнейшем увеличении начальной концентрации частиц роль холловских токов может стать несущественной.

Распространение фронтов овечения и повышенной концентрации заряженных частиц против направления ускоряющей выперовой силы в ускорителях импульсного действия наблюдалось рядом экспериментаторов [26,27,25,28,29]. Некоторые существенные ссобенности этого интересного явления выяснены в работе Е.С.Тре-

кова с сотрудниками [28] . Исследования проводились на рельсовом ускорителе со следующими параметрами: ширина электродов 3 см, длина – 20 см, С-36 мкф, U_o =3кв, при $T/2 \approx 9$ мксек $J_{max} \approx 38$ ка, так что $J_{max}^{1} \approx 13$ ка, рабочий газвездух, начальное давление - доли мм.рт.ст. Поджигающий импульс подавался на расстоянии 4 см от начала электродов. Из авализа фоторегистограмм видно, что от места поджига как в прямом направлении, так и в противоположном распространяются два светящихся фронта с $v\sim 10^7$ см/сек. Спустя 0,5 — I мксек после возникновения первого фронта появляется второй, обладающий постоянной скоростью и сопровождающийся неподвижными оветящимися като дними пятнами. Микроскопическое изучение поверхности электродов показало, что характерные католные следы можно наблюдать выше и ниже места поджига, т.е. в условиях опыта фронт свечения. распространяющийся внутрь контура тока сопровождается слови тока. Направление тока в этом одое совпадает с основным током. а величина его составляет 1.0 - 2.0 ка. или 2.5% полного тока при колебательном разряде. По мнению авторов эксперимента. первые быстрые фронты свечения, распространяющиеся с одинаковой скоростью в обе стороны от места поджига, обусловлены изотронным адиабатическим расширением горячего электронного газа. а второй фронт свечения в обратном направлении не может возникнуть под действием электродинамической силы, этот фронт может быть результатом амбинолярной диффузии заряженных частиц поперек магнитного поля.

Обратное движение плазмы в ускорителе наблюдалось также в работе [29] . с помощью дифференциального магнитного

зонда. Природа свечения, распространяющегося в стэрэну изолятора, авторам не ясна, одняко они утверждают, что с этим свечением связана волна ионизации. Пвижение в направлении противеположном действию электродинамической силы объясняется дрейфом плазмы в скрещенном магнитном и электрическом полях индуктивного происхождения.

Информация о структуре движущегося токового слоя содержится и в многочисленных работах по исследованию пинчей. Не имея возможности сколько нибудь подробно останавливаться на них, отметим, что в некоторых экспериментальных работах внутри движущейся токовой оболочки наблюдаются узкие зоны с высокой температурой плазмы. Например, в [30] с помощью пьезоэлектрических датчиков давления, электрических и магнитных отомости интородо поста винежини синамического водина водное 🔀 -пинча в аргоне. Установлено, что движущаяся оболочка состоит из нескольких последовательных зон, причём лидируюшей зеной с высокой плотностью электронного тока следует ечень узкая (около І мм) зона, с которой связывается захват основной доли массы и в которой рездо повышаются плотность и температура плазын. Если в І-й зоне средняя плотнесть частиц составляет 5.10 15 см $^{-3}$, а температура ($T_A + T_e$) растёт в прецелах 5-25 ав, то во 2-й плотность возрастает до \sim 1,6.10 17 см $^{-3}$, а температура скачком увеличивается по крайней мере до нескольких десятков эв. За 2-ой зоной параметри плазмы также меняются не монотенне, но их абсолютные величины меньше.

Таким образом, из приведенных выше кратких обзоров экспериментальных работ следует, чтс ряд наблюдаемых в эпчтах явлений (слоистая структура разряда, "обратнов" движение плазмы, присутствие иснов высокой кратности, локальный перегрев плазмы и др. либо совсем не нашли стражения в теории, либо името по существу качественное объяснение. Поэтому представляет интерес исследование динамики плазменных образований в нестанионарных ускорителях с учетом их внутренней структуры и, в частности, нелинейных эффектов в плазме. Первую попытку такоте рода и представляет собой наотоящая работа.

§ 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОЛ РЕШЕНИЯ.

Идеализиро ванная схема импутьеного ускорителя плазмы рельсо во го типа приведена на рис. 2. Ускоритель состоит из двух плоско парадлельных идеально-про водящих электродов бесконечной длины. Электроды включены в электрическую цепь, содержащую конденсатор емкостью $C_{\rm o}$, заряженный до напояжения $U_{\rm o}$. Индуктивность всей цепи $L_{\rm o}$. Омическое сопротивление внешней цепи $R_{\rm o}$.

Часть междуэлектродного пространства от $\mathcal{Z} = \mathcal{Q}$ до $\mathcal{Z} = \mathcal{Z}_{\mathcal{B}}(t)$ заполнена плазмой. Плоскость $\mathcal{Z} = \mathcal{Q}$ —неподвижная стенка —изо—лятор, а $\mathcal{Z} = \mathcal{Z}_{\mathcal{B}}$ —граница плазмы о вакуумом.

В момент времени C = 0 начинается процесс разряда конденсатора через промежуток между электродами. Возникающая электромагнитная онда ускоряет плазму в направлении оси C. При этом часть энергии электромагнитного поля преобразуется в кинетическую энергию плазмы. Задача состоит в расчёте структуры течения плазмы и определении интегральных характеристик такого идеализированного ускорителя.

При выполнении условий, рассматриваемых в \$ 5, сформулитованную выше неотационарную задачу можно рассматривать в
рамках одномерной, одножидкостной магнитогидродинамической
модели. Соответствующая система уравнений в лагранжевых массовых косрдинатах имеет вид [31]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial x}{\partial x} \quad (1) \quad \frac{\partial x}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mathcal{F} \quad \mathcal{F} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\mathcal{J} + \mathcal{F} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial (H/\rho)}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial x} \quad (3), \quad E = -\frac{P}{4\pi6} \cdot \frac{\partial H}{\partial x} \quad (4)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{6} \cdot \mathbf{E} \quad , \qquad \mathbf{6} = \mathbf{6} \left(T, \rho \right) \tag{5}$$

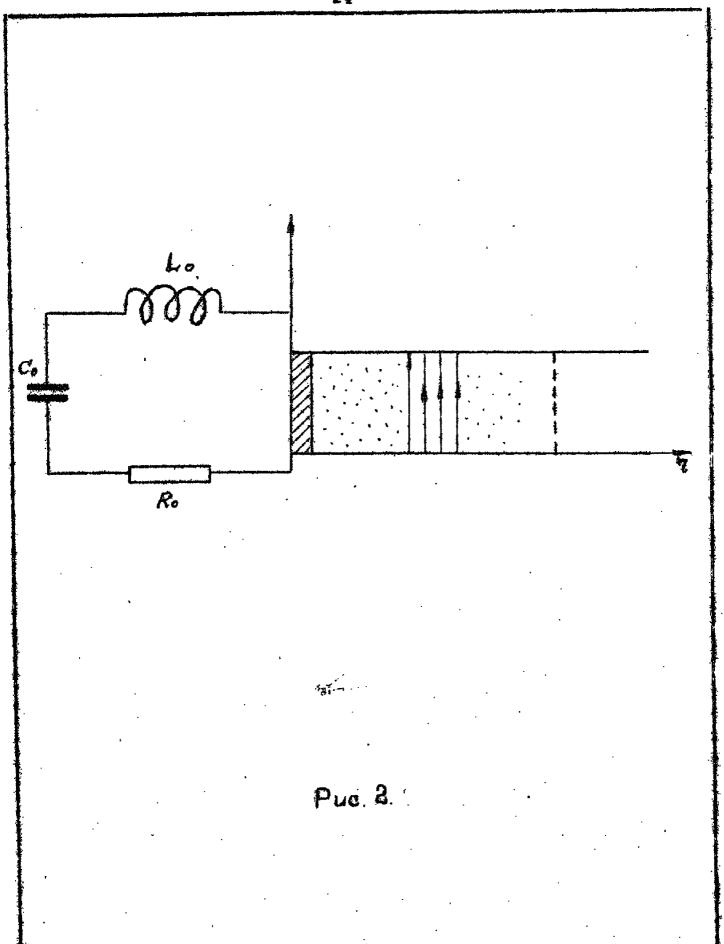
$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = -\rho \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{i^2}{6\rho} \tag{6}$$

$$P = P(\rho, T) \quad \mathcal{E} = \mathcal{E}(\rho, T) \tag{7}$$

Здесь \mathcal{V} -скорость, \mathcal{P} -давление, \mathcal{T} - температура, \mathcal{E} -удельная внутренняя энергия, \mathcal{P} - плотность, \mathcal{X} - массовая лагранжева координата $(dx = \mathcal{P}dz)$, \mathcal{E} и \mathcal{H} - напряженности электрического и магнитного поля, \mathcal{F} -электромагнитная сила, \mathcal{F} - плотность тока, \mathcal{E} - проводимость.

Физическая вязкость среды, а также поэцессы теплопереноса не учитываются. Масса газа в процессе ускорения не изменяется, т.е. не учитывается эрозия изолятора и электродов ускорителя.

Решение системы I - 7) идется в ограниченной области $t > 0,0 \le x \le x_{N}$, где x_{N} -граница с вакуумом. Граничные условия для газодинамических величин таковы: слева на неподвижной стенке v(0,t) = 0 и справа на границе с вакуумом $v(x_{N},t) = 0$. Граничные условия для магнитного поля в одномерной постановке выглядят следующим образом: олева v(0,t), где v(0,t) где



плазмы на текущие в ней токи. Чтобы избежать такего рассогласевания, тек J(t) следует определять из электротехнического уравнения для внешней цепи

$$L_o \oint_{t}^{3} + R_o \Im - U_o + \frac{1}{C_o} \oint_{0}^{t} \Im dt = 0$$

где L_0 , R_0 , C_0 — электротехнические параметры внешней цепи, пересчитанные для "единичного" ускорителя.

Предполагается, что в начальный момент времени t=0 токи в плазме отсутствуют H(x,0)=0, и что плазма покоится T(x,0)=0. Начальная плотность и температура могут быть произвольными функциями координаты x. Начальная стадия процесса, во время которой происходит электрический пробой газового поомежутка, не описывается системой уравнений (1-7).

Иля эффективного описания этой стадии начальная температура
задается специальным образом, имитирующим нагрев части газа в
результате пообоя: на холодном фоне (6=0) внутри газонаполненного промежутка задается область с высокой температурой,
где 6>0. Как пеказали результаты численного решения состветствующих краевых задач, начальное значение температуры в
пике слабо влияет на ход процесса. Более существенное влияние

Система дифференциальных уравнений (4-7) аппроксимирустоя эднородными, полностью консервативными разностичми схе-

мами, которые затем решаются методом последовательных прогонок [32,33,34]. Для обеспечения скво зного счета возможных в решении ударных воли в уравнения движения (2) и энергии (6) вводилась искусственная вязкость $\begin{bmatrix} 35 \end{bmatrix}$. Для решения уравнений электремагнитного поля применялся потоковый вариант метода прогонки [36,37]. Уравнение внешней электротехнической цепи решалось безитерационным методом [38].

В I серии расчётов рассматривалось ускопение газа, подчиняющегося простейшему уравнению состояния:

$$p = \frac{2R}{r} pT$$

где P -давление, Т-температура, M -атомный вес, P -плотнесть газа. Зависимость внутренней энергии от температуры имеет вид

$$\mathcal{E} = \frac{2RT}{H(\chi-1)}$$

туры и плотности не учитывалась.

где $\chi = \frac{5}{3}$. $R = -8.31.10^3$ дж/град.моль, M = 40. В уравнении состояния зависимость степени ионизации ет темпера-

Ниже описаны два наиболее характерных варианта Γ серии расчётов. Они отличаются выражениями для кратурициента электропроводности $\mathcal{F}(T,\rho)$, начальными условиями для пло гности и температуры и граничными условиями для магнитного поля.

В обоих вариантах напряженность магнитного поля на стенке ускорителя изменяется по закону $H(t) = H_0 e^{-\delta t}$ зіт ωt . При этом

электрический заряд, прошедший через плазму в течение первого полупериода $T_{\gamma_2} = \frac{\pi}{\omega}$, соотавляет:

$$Q_o = \frac{5H_o}{2\pi} \cdot \frac{\omega(1 + e^{-\delta T_{\chi_2}})}{\omega^2 + \delta^2}$$

Значения постоянных $\mathcal{H}_{o}, \delta, \omega$ выбиранись в соответствии с экспе-

Вариант Т.

Ко эффициент электропроводности имеет вид:

$$G(T) = \begin{cases} 0, T < T_o \\ BT \sqrt{T - T_o}, T \ge T_o \end{cases}$$

где $T_0 - 1500^{0}$ K, $B -6.5.10^{-5}$ ом $^{-1}$.cм $^{-1}$.град Z.

При низких температурах это выражение анпроксимирует экспериментальные данные для проводимости аргона [39], а при высоких $(T\gg T_o)$, с течностью до медленно меняющегося кулоновокого логарирма, соответствует формуле Спитцера [40].

Начальная плотность среды задавалась постоянной на всем отрезке $[0, \infty_N]$ и равной $P = 10^{-5}$ г/см³ (концентрация частиц $n_o = 1.5.10^{17}$ см⁻³). Начальная длина газонаполненного промежутка от стенки до границы с вакуумом составляла $Z_N = 3.25$ см, а полная масса газа $3.25.10^{-5}$ г.

Начальное распределение температуры следующее: на фоне постоянной температуры $T-300^{\circ}$ К задавалось во змущение, имитирующее нагрев газа при электрическом пробое в виде пика с максимальным значением $T_{\rm u,max} = 4000^{\circ}$ К вириной 0,2 ом на расстоянии I,8см от стенки. Граничное условие для напряженности магнитного поля определялось следующими константами: $H_{\circ} = 2.10^4$ э, $\frac{3}{\circ} -10^5$ сек $^{-1}$.

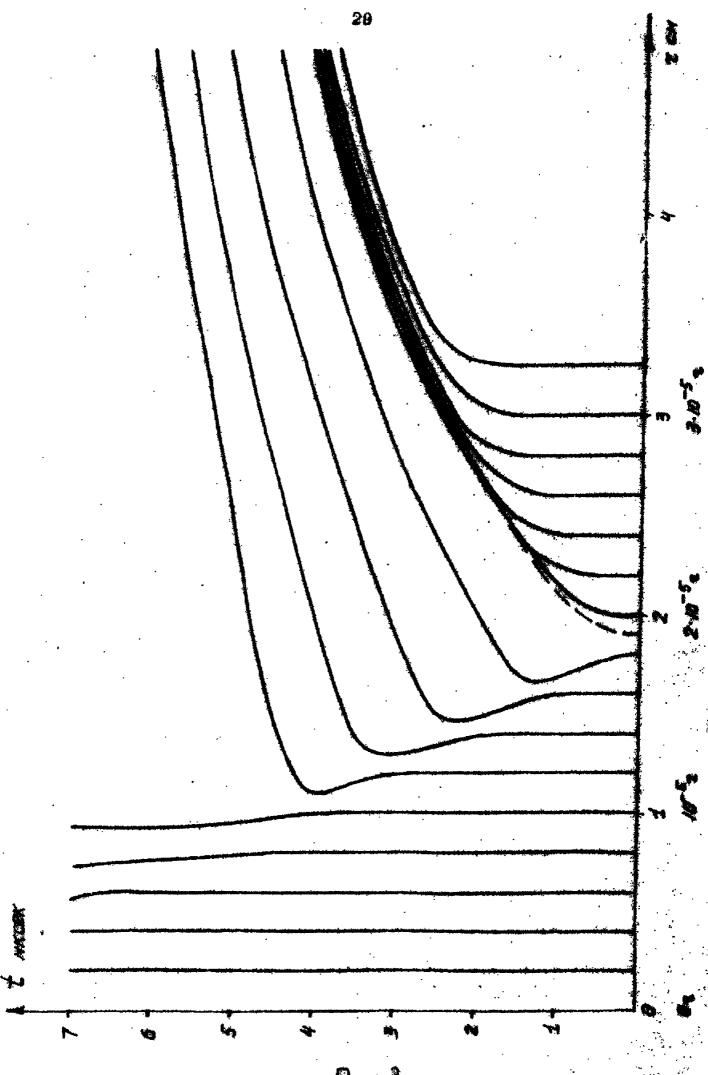
 $ω - π \cdot 10^5 ce κ^{-1}$. При этом $T_{γ_2} = 10$ мксек,

 $Q_o = 6,3.10^{-2}$ к, и максимальное значение тока в первом полупериоде $T_{max} = 10^4$ а достигалось при t = 4 мксек.

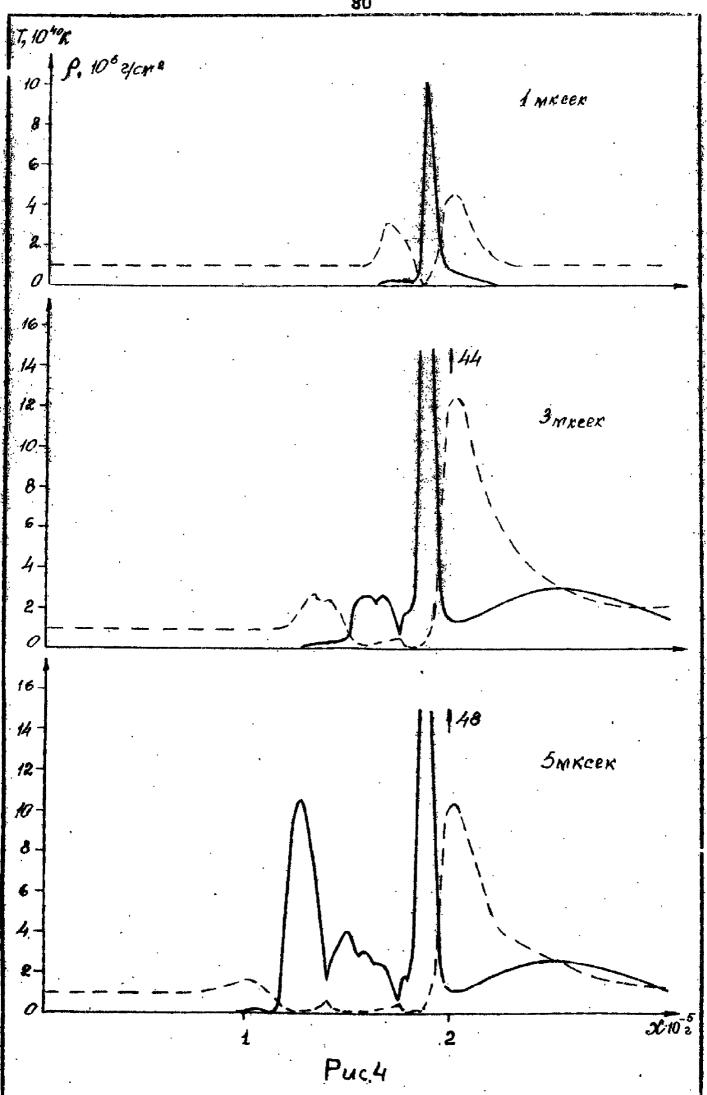
Результаты расчета выявили следующую картину развития процесса.

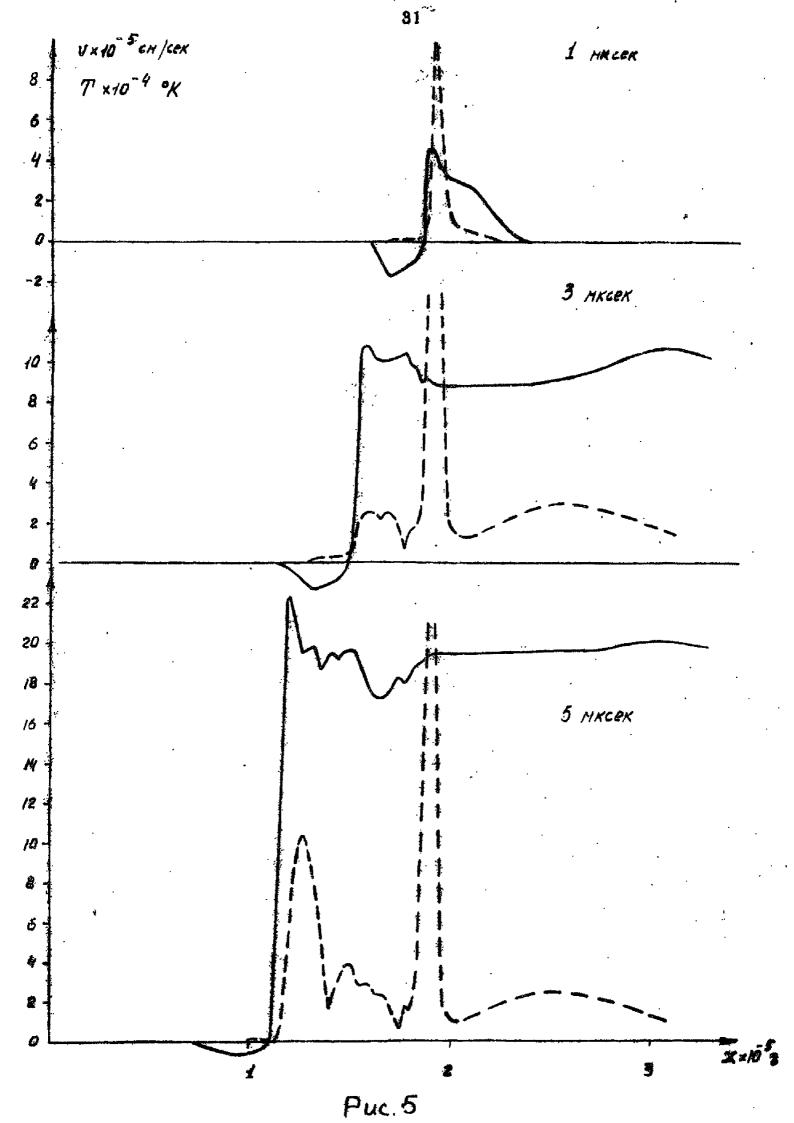
На первой стадии 0 < t < 3 мсвесь ток через плазму локализеван в области начального возмущения температуры, где проводимость отлична от нуля. В результате образуется самоноплерживающийся высокотемпературный, электропроводный слой газа, исследовенный в работах [1,41] и получивший название Т-слоя. Вследотвие интенсивного выделения джоулева тепла происходит быстрый тина взрыва) рост температуры и давления. Уже на первей микресекунде это приводит к раздету плазмы из Т-олоя в обоих направлениях по эси С с эбразованием двух ударных воли трис 3, 4). Одна из них - назовем её внутренней - распространяется к отенке ускерителя против направления действия электромагнитной сили. пругая которую на зевем внешней. - в противоположном направлении. В момент возникновения ударных воли скорости их распростренения примерно одинаковы и составляют около 2.105 см/свк. Магнитное поле. овободно проникая через непроводящий газ от стенки ускорителя до Т-слоя, резко спадает в нем практически до нуля рис.б). Более того, при развитии Т-слоя рост про водимости о температурой приводит к уменьшению глубины скинирования со временем. Следовательно, котя за фронтом внешней Удариой велны плазма имеет значительную электропроведность. нечен весь ток и электромагнитная опла сосредоточены в узкой зана Т- слоя :

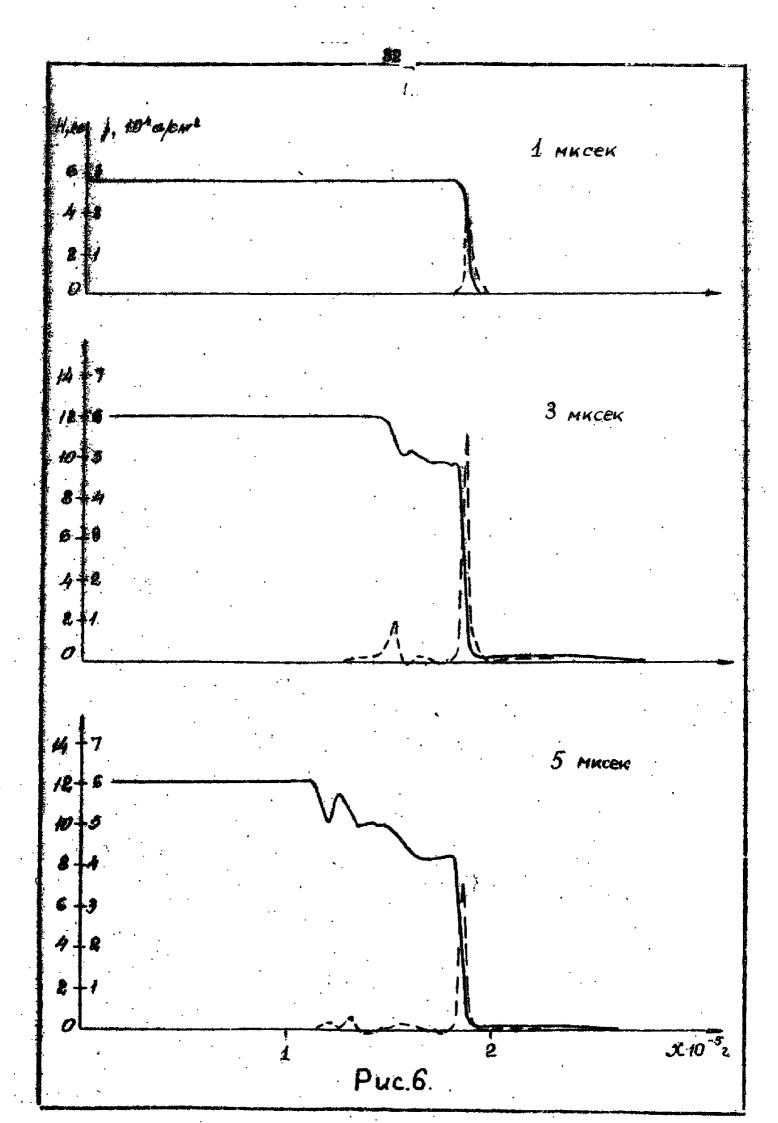
Бистро нараствю двя пондераметорная сила ($\Im H \sim t^2$) ускоряет



Puc.3







puo.3). Caeaver Т-слой в положительнем направлении оси Z подчеркнуть, что Т-слой не первыещается по массе газа, а дамжется вместе с ним. В результате Т-слей как поршень сжимает плазму, образованную впереди него внешней ударной волной, ускоряя и награвая ее. При этом интенсивность внешней ударчой волны возрастает (рис.3-5). За фронтом внутренней ударной вояны =1 мксек температура составляет эколо 2500 к, т.е. про водимость газа отлична ет нуля, и везникающие тожи призедят к дальнейшему разогреву этой области. При некоторых усле-BURX STO HOUROANT K TAK HASHBACMOMY HORXBATY TOMHOPATYDHOFS BOSмущения "наведенного" внутренней ударной волной и воразаванню нового Т-слоя. Резкое возрастание температури и проводимости и образование второго Т-слоя в области за фронтом внутренней ударной волны происходит примерие в момент времени 🕏 =3мксек, достигает критического значения около О. 140.2. Температура здесь к этому моменту времени достигает 2,7.1049 К. тегда как в первом Т-одое ена составляет 44.10 40 К $^{}$ Сис4 $)^{X}$).

Втерой Т-слой, как и первий, порождает две ударные волим, и весь еписанный выне процесс в общих чертах повторяетоя. Пре-водимость газа за фронтом внутренной ударной волим, где темпе-ратура составляет сколо 3000°К, снова становится отличной от нуля. И примерно между четвертой и пятой микросокундей с нача-

х Эти значения температури в Т-сдое весьма условин, т.к. пределанный во П части работы учет излучения и ионизации приводит к их заметному ограничению.

ла процесса, когда напряжённость магнитного поля достигает максимального значения около I,2 10⁴э, происходит ещё один "подхват", н образуется третий Т-слой.

Новый Т-слой, также как и оба предылущих, порождает две ударные волим- внутреннюю и внешнюю При t = 5 мксек температура в оамом Т-слов составляет около 10^{5} СК, а в области за фронтом внутренней ударной волим всего лишь около 900^{6} К, т.е. меньше $T_{e} = 1500^{6}$ К, и , следовательно, проводимость практически равна нулю. Поэтому, начиная, примерно, с пятой микросекунды, нн-каких новых Т-слоев не возникает.

Каждый но вый Т-слой, взаимо лействуя с магнитным полем. вовлекает в движение некоторую дополнительную массу газа перед собой, возмущенную прошеншей по ней внутренней ударной волной. Двигаясь с большим ускорением, Т-слой интенсивно сжимает и нагревает эту массу газа, образуя сгусток плазмы рис.4), который движется в положительном направлении оси 7 (puc.3).Cryctok плазин, создаваемий первым Т-слоем, будем называть головным сгустком. Первый Т-слой, возникший из начального возмущения температуры на расстоянии около І, всм от стенки, ускоряет ссновную массу газа — около I,4 10^{-5} г или примерно 45% от всей массы газа, заполняющего ускоритель (рис.3). Второй Т-слой, оформировавшийся примерно при t=3 мксек, вовлекает в движение около 0,4 IO-5 г.т.е. примерно I2% всей массы газа. Третий T-слой, вознякший примерно к моменту времени t=4,5мксек, ускоряет еще меньшую массу газа $-0.3 \, 10^{-5}$ г или околе 10%. В этот момент времени расстояния между соседними сгустками приблизительно одинаковы и составляют скодо 2см. Особенности процесса ускорения корошо прослеживаются на фазовой плоскости (рис.3), где оплошные линии представияют собей трасктерии грании одинаковых по величине массевых интервалов (407 $^{\circ}$ 0,2. $^{\circ}$ 10, на которые можно разбить всю массу газа, заполияющего ускоритель.

Вследствие того, что напряжённость магнитного поля в момент во зникновения каждого нового стустка плазмы больше, чем в момент образования предыдущего, каждый последующий сгусток движется с большей скорсстью. В результате спустки догоняют друг друга, и, взаимодействуя между собсй, приобретают единаковые скерости. Следует отметить, что взаимодействие отдельных стустков плавым. распространяющихся в сильном магнитном поле кроме головного), а также ударные волны имеют магнитогидродинамический карактер. Это выражается в локальном возрастании напряженности магнитного поля, вызванном сжатием херошо проводящей плазмы при столкневении спустков и в появлении "обратинх" токов (рис. 6). Таким образом, существенной особенностью движения плазмы в ускорителе является то, что в огдельные моменты времени отдельные стустки плазмы могут двигаться не толька в режиме ускорения, в катарам энергия магнитиого поля преобразуется в кинетическую энергиф плазмы, но и в режиме торможения с генерированием электрического тока, когда осуществияется обратное преобразование знергии.

К концу первого полупериода тока при t-10 мисек скерести движения отдельных сгустков выравниваются и составляют примерно 3.10^6 см/сек, а ускоряемая масса плазмы — около 2, 1.10^{-5} г или примерно 65% от всей массы, заполняющей ускоритель.

Вариант 2.

В этом варианте были приняти те же самые основные преднале-

расчете. Отличие состоит лишь в коэффициенте электропроводности, кеторый в этом варианте имеет вид:

$$6 = \frac{6 \cdot T^{3/2} \rho^2}{1 + \exp\left(\frac{T_0 - T}{T_{00}}\right)}$$

ЗДОСЬ

To =8000° K, Too =1000° K.

Закен изменения проводимости с температурой выбирался из тех же соображений, что и в первом варианте.

Начальная плотность, как и в первом варианте зацавалась постоянней на всей массовой сетке, за исключением трех интервалов везле правой границы, где плотность плавно уменьшалась. Таким образом имитировалесь размытие границы газа с вакуумом. Величина начальной плотности была уменьшена в 100 раз по сравнению с предыдущим расчетом и равнялась $\rho = 10^{-7}$ г/см³, что соетветствует концентрации частиц $R = 1.5 \, 10^{15}$ см⁻³. Начальная длина газонаполненного промежутка составляла $Z_N = 7$, 140м, а полная масса газа 0,48 10^{-6} г.

Начальное распределение температуры выбиралось из тех же сеображений, что и в первом нарианте и было следующим: на постоянном фоне — 100° К, а в пике, который был задан на расстоянии 2,7 си от стенки ускорителя — 8000° К. Начальная ширина горячей зони со ставляла около 0,5 см.

Как и и первом варианте, в этом расчете закон изменения се временем магнитного поля на стенке ускорителя задавался в виде $H(t)=H_0e^{-\delta t}$ ос другими значениями констант:

 $H_o=4\ 10^3$ э, $\delta=0.5\ 10^5{\rm cek}^{-1}$, $\omega=\pi/2\ 10^5{\rm cek}^{-1}$. Длительность полупериода гока была увеличена вдвое — $T_{1/2}=-20$ мксек, а максимальное значение тока в первом полупериоде уменьшено в 5 раз — $T_{MQX}=2\ 10^3$ а. Заряд, прошедший черев ускоритель в первом полупериоде, равнялся $Q_o=2.5\ 10^{-2}$ К.

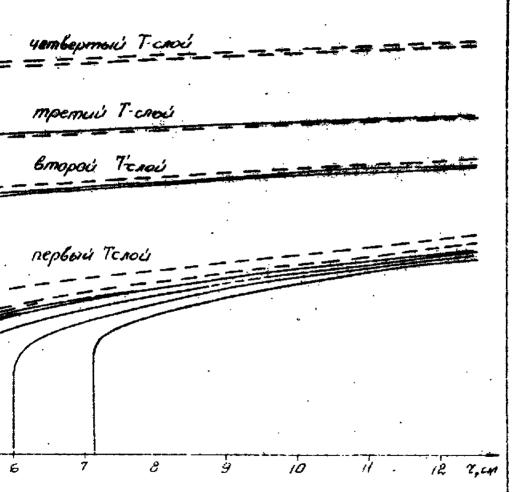
Результаты этого расчета выявили картину развития птоцесса в общих чертах аналогичную той, что имела место в первом варианте. Отличие состоит лишь в количестве Т - слоев и в том,
что в данном варианте они значительно разделены по пространству.

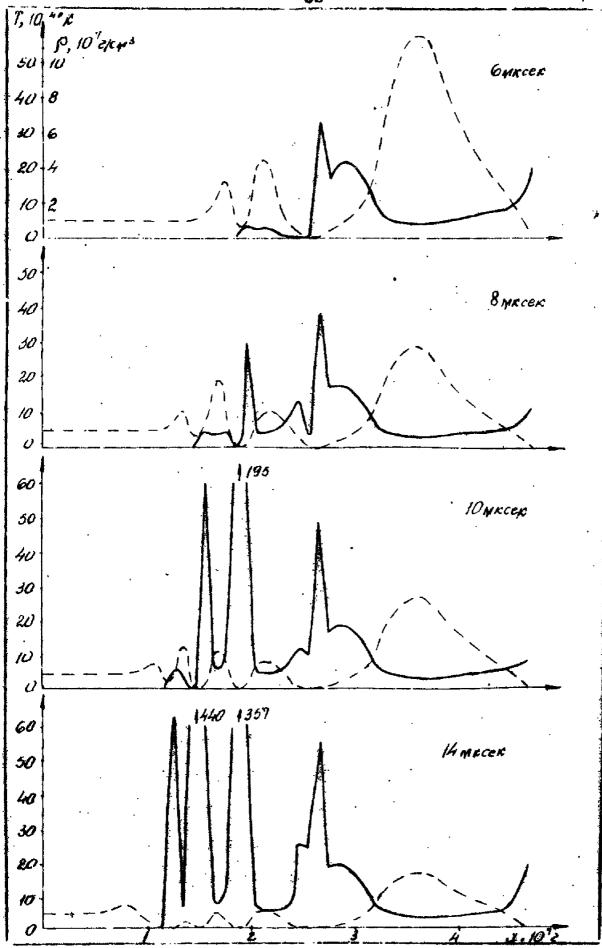
Так же, как и в первом варианте, интенсивное выделение тепла в зене начального возмущения температуры привело к быстрому развитию этого возмущения и образованию T — слоя. Резкое повышение газокинетического давления в T— слое вызвало его расширение, с образованием двух расходящихся от T — слоя ударных воли (рис.7,8). Температура и плотнесть за фронтом внутренней ударной волны до момента времени t —5,5 мксек меняются сравнительно слабо и составляют примерно около 1300° K и $3 \cdot 10^{-7}$ г/см 3 (3 х ρ_{\circ}), а проводимость — около $5 \cdot 10^{-2}$ мо/см.

Так же, как и в первом варианте, электромагнитные силы, со средоточенные в узкой зоне Т — слоя, вызывают его ускоренное движение в положительном направлении оси С (рис.7). При этом впереди Т — слоя движется стусток плазмы, имеющий массу окодо 2,3 10⁻⁷г или примерно 48% всей массы газа, заполняющего ускоритель.

В течение последующей микросекунды с мемента времени
течение последующей микросекунды с мемента времени
течение произонел под-

& t, we can 10. 8





Puc 8

Второй T — слой сжимает и ускоряет некоторую массу газа, заключенного между этими T — слоями. Величина этой массы составляла около 8 10^{-8} г или примерно 17% всей массы газа. При t =6.5 мксек скорости первого и второго плазменного сгустка составлял в среднем 2 10^6 см/сек и 6 10^6 см/сек соответственно. Расстояние между ними равнялось примерно 12.5 см и в чальней— шем сократилось до расстояния около 10 см.

На восьмой микросскунде, примерно через I, 5 мксек после образования второго T — слоя, когда ток через ускоритель достигает максимума, на расстоянии I,7 см от стенки ускорителя вез—
никает третий Т — слой (рис.7,8). Этот Т — слой, подобно преды—
дуним, перождает ударную волну, распростояняющуюся внутрь уско—
рителя в область сильного магнитного поля. Температура за ее
фронтом составляет ексле 600°К, плотность в 2 раза больше на—
чальной, а преведиместь ексле 10° мо/см. Величина массы сгуст—
ка, ускоряемого третьим Т — слоем, еще меньше по сравнению с
предыдущим и составляет около 4 10° г, т.е. около 8% всей массы.

Расстояние между вторым и третьим сгустком плазмы при t = 8 мксек составляет около 8 см, в то время как размеры самих сгустков — 192см.

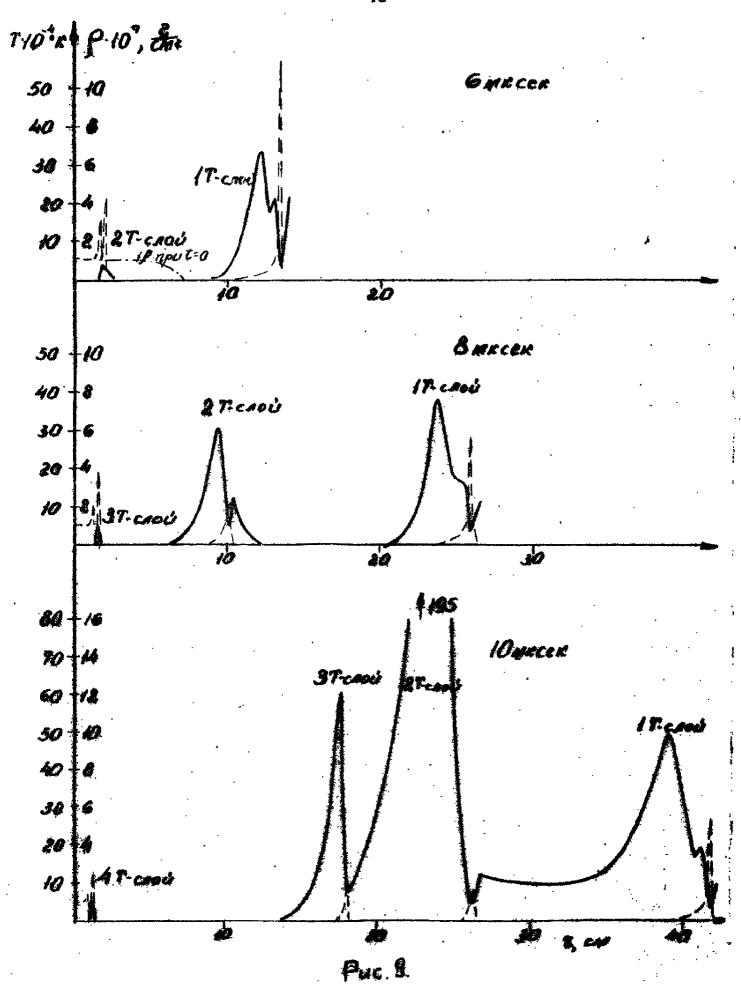
Еде через 2 мксек при t = 10 мксек, на расстеянии 1,2 см ет стенки ускорителя, образуется четвертый, последний T - слэй в первом полупериоде тока. Этот T - слой порождает настелько слабую волну ($6 \approx 2 \cdot 10^{-4}$ мо/см), что процесс последовательного образования T - слоев обрывается.

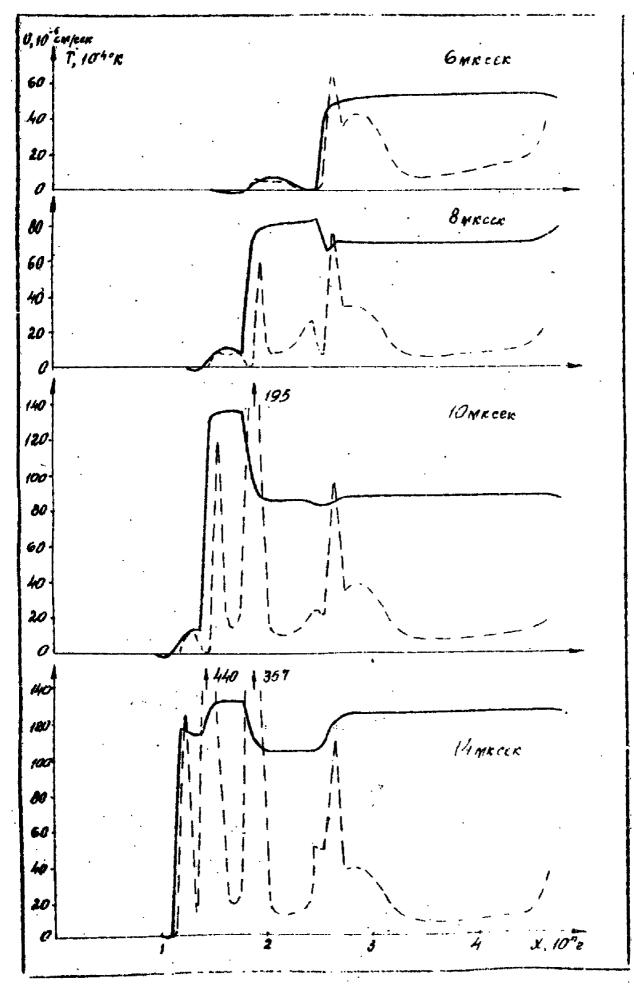
Величина масси, ускоряемой последним Т — слоем составляет около 3 10⁻⁸ г, т.е. около 6% всей массы газа в ускорителе. При стопо мксек расстояние между третьим и четвертым стустками плазмы составляет около 12 см и в дальнейшем изменяется незначительно. На рис. 9 в эйлеровых косрдинатах представлена картина течения в ускорителе в различные моменты времени.

На поимере данного расчета удобне проследить есобенности взаимодействия отдельных сгустков, в результате котерого их скерости выравниваются. Так, ускорявшийся до момента времени t—ПО мкоек третий сгустек илазми, тормозится, генерируя электрический тек, направление которого противоположно направлению основного тока (рис 10.11). Совместное действие двух факторов — интенсивный нагрев узкой зоны плазмы вследствие сжатия при столкновении сгустков и джоулев нагрев при отсутствии процессов теплопереноса приводят к быстрому росту температуры в этой зоне. При t—12 мксек четвертый сгустек догоняет за—тормезившийся третий (рис. 10), и вышеюписанный процесс поветоряется. К концу полупериода скорости отдельных сгустков становятся примерно равными и ссставляют около 1,5 10^7 см/сек, а

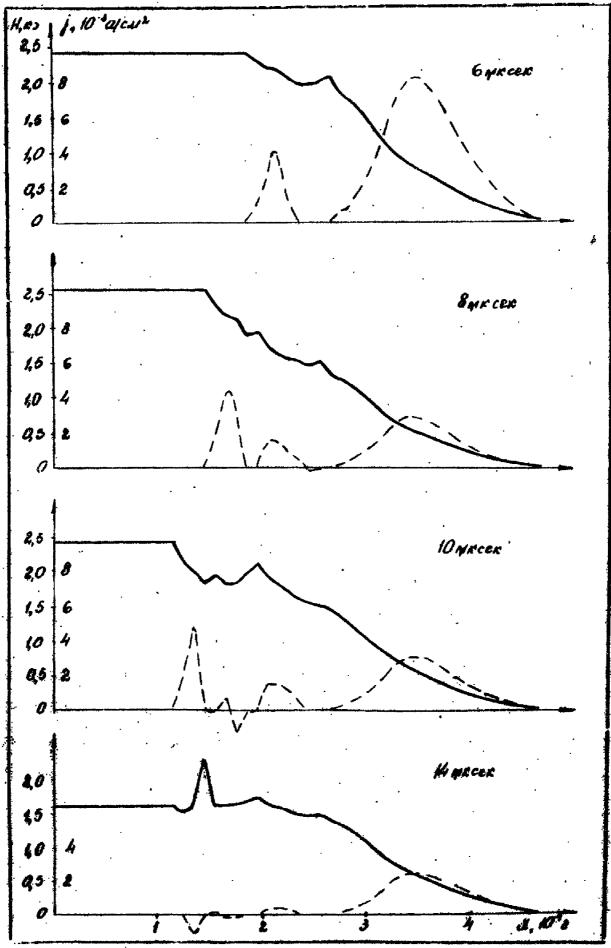
والتعقيطين المتدار المتعادي المتعادي المتعادي

суммарная масса всех сгустков — эколо 3,7 10^{-8} г или примерно 80% всей массы газа, заполняющего ускоритель.





Puc 10



Puc. 11.

§ 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ГРАНИЦ ПРИМЕНИМОСТИ МОДЕЛИ

Резюмируя результаты проведенных расчетов, следует отметить, чте:

І/электромагнитная Амперова сила, действующая на плазму в ускорителе, распределена неравномерно по объему, она сосредеточена в относительно узких высокотемпературных зонах (Т-слоях);

2/всякий раз, когда возникает Т — слой, он порождает две ударные волны. Одна из них внутренняя) распространяется про-

3/Т- слой может развиться не только из начального возмущения температуры, но при определенных условиях также из возмущения, порождаемого внутренней ударной волной, движущейся в область сильного магнитного поля. При этом может последовательно образоваться целый ряд Т — слоев;

4/количество образующихся T — слоев, скорость их роста и частота следования зависят от начальной плотности газа, от скорости нарастания и максимального значения тока в цепи, от величины T_{\star} в аппроксимации зависимости $6 = 6(\tau)$, а также от расстояния начального возмущения температуры от стенки ус-керителя /абляция стенки не учитывалась/;

5/каждый невый T - слой вовлекает в движение дополнительную массу плазмы и образует сгустек певышенной плотнести;

6/сгустки плазмы, взаимодействуя друг с другом, мэгут двигаться не только в режиме ускорения, но в определенные моменты и в режиме торможения, генерируя при этом обративае
электрические токи. Поэтому внутри ускорителя могут возникать

замкнутые петли тока;

7/в данной серии расчетов температуры в Т — слоях получились очень высокими, так как не учитывались никакие процессы
теплопереноса. Другая серия расчетов /см.ч.2 настоящей работы/
показала, что учет излучения, а также зависимости уравнения
состояния от степени ионизации газа, сильно снижает максимумы
температур, но не устраняет образование Т — слоев.

Таким образом, учет зависимости проводимости плазми от температуры /и плотности/ приводит к значительно более сложной каргине процессов, происходящих в импульсном ускорителе, по сравнению с ранее предложенными моделями /см. \$ 2/. В отличие от медели с постоянной проводимостью [12,13], в плазме возинкают токовые слои. Однако здесь это уже не бесконечно тонкие бесструктурные образования, как в модели магнитного поршия [9,10,42]: Т — слои эволюционируют, порождают ударные волны, распространяющиест в обе стороны, а это приводит, в свою очередь, к рождению но вых Т — слоев, образованию плазменных стустков и их взаимещействию, к обратному движению вещества и появлению замкнутых петель тока в плазме.

Отмеченные особенности качественно согласуются с экспериментальными фактами, о которых шла речь в § 3.

Переходя к обсуждению границ примению сти использованной в настоящой работе модели, прежде всего следует отметить феноменологический характер описания плазмы в рамках одножидкостной магнитной гидродинамики. Известно, что достаточным условием примению сти модели сплошной среды является малость длины λ и времени $\mathcal T$ свебодного пробега частип по сравнению о хараж-

теринми размерами e^* и временами t^* задачи. При доотаточно больших плотностях и не слишком высоких температурах эти условия выполняются. Однаю для высокотемпературных областей с малой плетнестью /Т - слоев/ требуются соетветствующие оценки:

Воспользуемся соотношениями элементарной кинетической TOO DHH!

 $\lambda = \frac{1}{NQ}$, $T = \frac{1}{NQ v_r}$

где N -число частив в единипе объема, q -эффективное сечение отелине вений, v_{τ} -тепловая скересть частип. При температурах выше эффективной температуры менизации /порядка І - 2 эв/ доминируют кулоно вские столкно вения, сечение которых о достаточней для еценки перядка величины точнестью еписываются форму $q \approx C T^{-2}$, где $C \approx 10^{-5} \text{cm}^2 \text{град}^2$. Эте дает для оценки илины свебелноге пробега: $\lambda = 10^5 \, \text{N}^{-1} \, \text{T}^2$

и для времени свободного пообега электронов и монов, соответ-CTBBHH9:

/Здесь и далее N - в см - в градусах Кельнина; м -атомний вес газа/.

Оценки, оделанные по расчетным данным варианта 1 §5, показали, что на всех стадиях процесса \mathcal{T}_e нигде не превышает 10^{-9} cek m $\tau_i \leq 10^{-7}$ cek, torna kak xapaktephoe apama moonecca $t^* \approx 10^{-6}$ сек. Это означает, что как для электронов, так и для ненев успевает установиться маковелловокое распределение. Длинн свободных пробегов почти всюду менее O, I см/ только в области первого T — слоя они достигают I см/. Это значительно меньше, чем размеры, на которых существенно изменяются плотность и температура. Однако единая температура газа устанавливается за время $\mathcal{T}_e \approx 10^3 \text{MTe}_e$, которое в области развитого T—слея достигает IO^{-6} + IO^{-5} сек. Следовательно, можно ежидать отрыва электронной температуры от нонной.

Далее, нараметр Холла

$$\omega_e \tau_e \approx 2.5 \cdot 10^6 N^{-1} \, 7^{-3/2} H$$

/ где \mathcal{H} —напряженность магнитного поля в эрстедах/, будуча меньше или порядка единицы внутри плотных плазменных сгустков с отно сительно невысокой температурой, в области T — олоев во эрастает до нескольких единиц и даже десятков, т.е. электрены оказываются "замагниченными"/ для нонов $\omega_{\epsilon} \mathcal{T}_{\epsilon}$ всюду меньше единицы/. Эффект Холла должен приводить к поляризации T — слоя, т.е. к появлению продольного электрического поля в направлении оси \mathcal{T} $\{14\}$. Кроме того, при $\omega_{e}\mathcal{T}_{e} \gg 1$ проводимость нлазми зависит от напряженности магнитного поля и становится анизотрепной. Однако в нашей ностановке задачи эффект Холла не учитывал—ся.

Одномернесть принятей здесь модели ускорителя является сще одним ограничением при сравнении результатов расчетов с экспериментальными данными. Одномерная модель игнорирует конеченую длину экспериментальных установок, а также процессы, происсых одящие в плазме волизи электродов, в частности, возможность существования замыкающихся на электродох продольных токов Хел-

ных сил, нарушающих одномерность течения/.

Критерием влияния эффекта Холла на картину течения, согласно [43], является параметр обмена ξ , характеризующий угол между электронными и ионными траскториями:

$$\xi \approx \frac{|\overline{v_e} - \overline{v_c}|}{|\overline{v_c}|}$$

где $\overline{\mathcal{V}}_{\epsilon}$, $\overline{\mathcal{V}}_{\epsilon}$ —средние скорости направленного движения электронов и ионов. Однако для нашего случая этот параметр неудобен, так как рекомендуемая в [43] оценка интегрального значения ξ как отношения числа прошедших через плазму электронов к числу ускоренных ионов в одномерной задаче не имеет смысла. Оценки же докального значения ξ показывают, что оно меняется в широ-ких пределах, от $\xi \ll 1$ до $\xi \gg 1$.

Подводя итог обсуждению результатов расчетов и границ применимости использованной модели, можно сформулировать следующие выводы.

І.Для относительно плотной плазмы магнитогидродинамическая модель, учитывающая зависимость проводимости плазмы от температуры, по-видимому, позволяет качественно правильно описать основные черты поведения плазмы в импульсном ускорителе:

механизм появления тонкой структуры сгустка, образование высокотемпературных Т — слоев и плотных плазменных сгустков, а также некоторые особенности их движения.

2.По мере развития Т - слоев образуются высокотемпературные зоны с малой плотностью, эволюция которых не описывается адакватным образом в рамках принятой модели.

3. Модель не учитивает некоторые физические явления, харак-

терные для разреженной плазмы в магнитном поде: отрыв электронной температуры от ионной, пеляризацию плазмы, анизотропию проводимости и токи Холла. Если начальная плотность плазмы относительно велика, эти явления, по-видимому, не приведут к принципиальному изменению полученной здесь качественной картины процессов в импульсном ускорителе плазмы. Однако они могут существенно осложнить картину при малых плотностях; кроме того, при
этом могут возникнуть благоприятные условия для развития разного рода неустойчивостей, связанных с коллективными процессами в плазме. Поэтому для случая разреженной плазмы кинетическая модель представляется более подходящей, чем гидродинамическая.

4. Ограничения, вытекающие из одномерности модели, в значительной отепени зависят от геометрии ускорителя и требуют конкретизации последней для более детального обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- А.Н.Тихонов, А.А.Самарский и др., ДАН СССР, т.173, № 4,
 1967.
- 2. Арцимович Л.А. и цр., ЖЭТФ, 33, 3, 1957.
- 3. Schook A. Planet Space Sci, 4: 133, 1961.
- 4. Mostor P.M., Neuringer J. L. Rigney D.S., Phys. Fluids, 4, 1097, 1961.
- Хижняк Н.А., Колеоников П.М., ЖТФ, 33,820, 1963.
- 6. Келесников П.М., **КТФ**, 34, I933, I964.
- 7. Келесникев П.М., КТФ, 35, 1577, 1965.
- 8. Мусян А.К., ПМТФ, №6, 69, 1967.
- 9 Rosenbluth M, "Magnetohydrodynamics", 1957
- 10. Wright J.K, Black M.C, J. Fluid Mech, 6, 289, 1959.
- II. Дъяченке В.Ф., Имшенник В.С., ЖВМ и МФ, № 5,915, 1963.
- I2. Бам-Зеликович Г.М., Изв. АН СССР, сер. "Механика и машиностр". # 2, 1963
- Бам-Зеликович Г.М., ПМТФ, №6,36, 1968.
- 14: Xижняк H.A., Калмыков А.Д., ЖТФ, 36, 1608, 1966.
- Го. Брушлинский К.В., Герлах Н.И., Мерозов А.И., "Магнитная гидрединамика", № 1,3,1967.
- 16. И.Ф.Кварихава, Р.Д.Мелацзе, К.В.Сулацзе.
 Опыты по электродинамическому ускорению плазмы.

 Т.Ф., том 30, 183, 289, 1960г.
- 17. И.Ф. Кварихава, Р. Л. Мелаизе и пр.
 О причинах ограничения скорости плазменнов в рельсотронах. ЖТФ, 36, 24, 759, 1966г.

- 18. А.М. Кавалев.
 - В сб. "Физика плазмы и проблемы управляемого термеямерного синтера". Изд. АН УССР, 1963, вып. 2.
- 19. Л.В.Лесков, В.В.Савичев и др. Исследование импульсного плазменного ускорителя рельсовой гесметрии. ЖТФ, том37, № 2, 1967.
- 20. Mawardi O.K., Naraghi M., Measurements on current sheets in plasmas. JEEE Transactions on nuclear science. Jan. 1963.
- 21. В.Н.Григорьев.
 - О структуре плазменного стуотка в электродинамическом ускорителе, ПМТФ, № 2,35,1965.
- 22. В.Н. Григорьев.
 - Некоторые условия оуществования "пинчевой" структурм скин-слоя в плазме, ПМТФ, № 5, 58, 1966.
- 23. Mc Lelland J., Mc Kenzie Troing J., Phys Fluids, 9, N8, 1613, 1966.
- 24. 0.В.Скворцов.

Распределение тока вдоль электродов импульсного коаксиального инжектора плазмы. ЖТФ, том 36, вып. 10, 1808, 1966.

- 25. О.А.Малкин, В.Н.Григорьев, А.Ф. Витиае. Экопериментальное исследование ударных волн. Инженерный журнал, том У. вып. I. 1965.
- 26. В.Б.Бродский и др.
 "Ж.техн.физ.", 33, 4, 426, 1963.
- 27. В.Ю.Баранов, А.К.Мусин, Г.Г.Тимефеева.
 "Ж.техн.физ.", 36,8, I387, I966.

- 28. Р.Башарев, Е.Н.Гавриловская, О.А.Малкин, Е.С.Трехев.

 Исследование распространения слоя тока против электродинамической силы. В сб. Физика газоразрядной плазмы,
 вып.І. МИФИ, Москва, 1968г.
- 29. И.М. Золотструбов, В.А. Киселев, Ю.М. Новиков.

 Исследование распределения тока в коакс. плазменной
 пушке, в сб. Исследования плазменных сгустков. Киев, 1965.
- 30. T.M. York, R.G. Jahn. Pressure distribution in the structure of a propagating current sheet AJAA Poper No. 69-264.
- 31. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., Гостехиздат, 1957.
- 32. А.А.Самарский, П.П.Волосевич, М.И.Волчинская, С.П.Курдюмов. Численные методы решения одномерных нестационарных задач магнитной гидродинамики. ИПМ, препринт, 1967.
- 33. О.П. Попов, А.А. Самарский.
 Полностью консервативные разностные схемы для уравнений газодинамики и магнитной гидродинамики. ИПМ, препринт, 1969.
- 34. О.П.Пепов, А.А.Самарский.

 Полностью консервативные разностные схемы, ЖВМ и МФ, 1969, том. 9, № 4, 953.
- 35. Р.Д.Рихмайер. Разноотные методы решения клаевых задач. м, имл, 1960.
- 36. Л.Д.Дегтярев, А.П.Фаверский, Потоковый вариант метода прегенки, явм и МФ, 1967,7,2 6.
- 37. Л.Д. Дегтярев, А.П.Фаворский. Потоковый вариант метода

- прогонки для разностных задач с сильно меняющимися коэффициентами. ЖВМ и МФ, 1968,8, 2.
- 38. Ю.П.:По пов. Расчёт электротехнических цепей в задачах магнитной гидродинамики, ИПМ, препринт, 1969.
- 39. Г.И.Козлов. К вопросу о проводимости аргона и коэффициен-
- 40. Л. Спитцер. "Физика полностью ионизованного газа" изд. "Мир". 1965.
- 41. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский и др. "Эффект Т-слоя в магнитной гидродинамике", ИПМ, препринт, 1969г.
- 42. Kemp N.H., Petschek H.E., Phys. of Fluids, 2, N6, 599 (1959)
- 43. А.И.Морозов, Л.С.Соловьев, ДАН СССР, <u>164</u>, № 1, 80, 1965.